

王书明,李德山,胡浩. 三维/三维构造下大地电磁相位张量数值模拟. 地球物理学报, 2013, 56(5):1745-1752, doi:10. 6038/cjg20130532.

Wang S M, Li D S, Hu H. Numerical modeling of magnetotelluric phase tensor in the context of 3D/3D formation. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2013, 56(5):1745-1752, doi:10. 6038/cjg20130532.

# 三维/三维构造下大地电磁相位张量数值模拟

王书明,李德山,胡 浩

中国地质大学(武汉)地球物理与空间信息学院,武汉 430074

**摘 要** 当地表存在三维非均匀电导率分布时,区域大地电磁响应发生畸变. 以往对这种畸变研究多假设近地表为三维,区域构造为一维或二维. 对于更一般的三维/三维构造,为了分析并消除这种畸变影响,真实反映地下三维区域构造信息,本文实现了三维大地电磁相位张量积分方程数值算法,并研究在不同地质模型下相位张量响应. 结果表明,相位张量不仅可以反映一般三维构造信息,亦可有效反映复杂近地表构造下三维区域构造信息,而无须假设区域构造为一维或二维,证明相位张量具有较强抗近地表局部非均匀构造干扰能力,能够保持更为一般的三维区域构造信息. 为了加快正演计算,同时保持一定精度,算法采用了积分方程多网格法.

**关键词** 大地电磁, 三维/三维构造, 畸变, 相位张量, 积分方程法

doi:10. 6038/cjg20130532

中图分类号 P631

收稿日期 2011-12-21, 2012-11-23 收修定稿

## Numerical modeling of magnetotelluric phase tensor in the context of 3D/3D formation

WANG Shu-Ming, LI De-Shan, HU Hao

*Institute of Geophysics and Geomatics, China University of Geosciences, Wuhan 430074, China*

**Abstract** 3D surface conductivity can cause the distortion of regional magnetotelluric response. Traditional researches for such distortion are based on the assumption that geological structures near earth surface are 3D, and regional structures are 1D or 2D. For more general 3D/3D formation, this paper realized 3D integral equation numerical modeling of magnetotelluric phase tensor and studied the phase tensor responses in the context of different geological models, in order to analyze and remove the distortion, and reflect true 3D subsurface regional formation. The results indicate that, phase tensor not only can reflect common 3D structures, but also can reflect 3D structures covered by complicated 3D surface conductivity distribution without supposing that regional formations are 1D or 2D. For accelerating forward modeling, meanwhile keeping some precision, the forward modeling makes use of integral equation multi-grid method.

**Keywords** Magnetotelluric, 3D/3D formation, Distortion, Phase tensor, Integral equation

## 1 引 言

近年来,随着计算机技术的快速发展,大地电磁

测深法(MT)这种 20 世纪 50 年代初期提出的地球物理勘探方法在基础理论、资料处理解释以及仪器设备等方面都取得了长足的进步. 然而,MT 处理解释方法还存在许多难题没有解决,如 MT 三维解释

**基金项目** 国家高技术研究发展计划(863 计划)(2012AA09A404),国家自然科学基金(40974040)和湖北省创新群体项目(2011CDA123)联合资助.

**作者简介** 王书明,男,1966 年生,博士,教授,主要从事地球电磁法数据处理、正反演方法研究及应用. E-mail: smwang101@cug.edu.cn

还不完善,对于复杂三维地质构造的精确解释仍处于发展探索阶段.对于复杂三维地质构造而言,一种值得研究的解决方法是把它看作由地表局部三维构造和地下深部三维构造两部分组成,地球物理勘探的目标体一般是深部三维构造.这种情况下,研究表层三维构造 MT 响应特征,把它看作一种地质噪声加以除掉,无疑可以突显深部勘探体的响应信号,提高三维 MT 勘探精度.

大地电磁勘探中,近地表局部非均匀电导率分布使下置区域电导率构造引起的电磁响应发生畸变,随着大地电磁信号周期增加,局部近地表构造的影响逐渐衰减,最终与区域电导率构造产生的感应响应相比变得可以忽略<sup>[1]</sup>.区域电流经过近地表非均匀构造时会发生畸变,如果这种畸变不太严重,所观测的磁场水平分量接近区域磁场水平分量,电磁场畸变主要归于电场畸变,这种畸变主要由区域电流经过近地表非均匀构造时在其边界上形成的累积电荷引起.这类畸变不但可以在大地电磁勘探中观测到,还可以发生在直流电阻率法(DC)和可控源电磁法(CSEM)中.

对于电场畸变的进一步分析会发现,虽然观测电场的幅度被近地表非均匀体严重畸变,但是电场和磁场向量之间的相位关系实质上并未受这种畸变的太大影响,相位张量与近地表非均匀体不存在时相比差别不大,大地电磁畸变分析就是要从发生畸变的观测数据中恢复区域信息.以往,对于近地表非均匀构造影响的研究多集中于近地表为三维,区域是一维或二维这种构造<sup>[2-14]</sup>.这时,区域电磁场水平分量之间振幅和相位关系可以用具有两个分量成分的阻抗张量表示,而对于更为普遍、一般的三维/三维构造(近地表非均匀构造和区域构造均为三维),这种畸变影响研究甚少.本文将论证,在三维/三维构造下,可以根据观测阻抗张量计算相位张量,消除近地表非均匀构造畸变影响,恢复区域构造信息.

## 2 大地电磁相位张量基本理论

根据大地电磁阻抗张量定义<sup>[15-18]</sup>:

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

利用(2)(3)式确定阻抗张量分量,表示电磁场分量之间具有线性关系:

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y, \quad (2)$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y, \quad (3)$$

阻抗张量  $Z_{xx}$  和  $Z_{xy}$  表达式为:

$$Z_{xx} = \frac{E_x^{(1)}H_y^{(2)} - E_x^{(2)}H_y^{(1)}}{H_x^{(1)}H_y^{(2)} - H_x^{(2)}H_y^{(1)}}, \quad (4)$$

$$Z_{xy} = \frac{E_x^{(1)}H_x^{(2)} - E_x^{(2)}H_x^{(1)}}{H_y^{(1)}H_x^{(2)} - H_y^{(2)}H_x^{(1)}}, \quad (5)$$

式中,1 和 2 表示大地电磁两种极化方式.相类似,利用式(3),阻抗张量分量  $Z_{yx}$  和  $Z_{yy}$  可以表示为:

$$Z_{yx} = \frac{E_y^{(1)}H_y^{(2)} - E_y^{(2)}H_y^{(1)}}{H_x^{(1)}H_y^{(2)} - H_x^{(2)}H_y^{(1)}}, \quad (6)$$

$$Z_{yy} = \frac{E_y^{(1)}H_x^{(2)} - E_y^{(2)}H_x^{(1)}}{H_y^{(1)}H_x^{(2)} - H_y^{(2)}H_x^{(1)}}. \quad (7)$$

这里需要注意,阻抗张量分量是复数函数,分解为实部和虚部,有以下公式:

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} X_{xx} & X_{xy} \\ X_{yx} & X_{yy} \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} Y_{xx} & Y_{xy} \\ Y_{yx} & Y_{yy} \end{bmatrix} = \mathbf{X} + i\mathbf{Y}, \quad (8)$$

其中,  $\mathbf{X} = \begin{bmatrix} X_{xx} & X_{xy} \\ X_{yx} & X_{yy} \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} Y_{xx} & Y_{xy} \\ Y_{yx} & Y_{yy} \end{bmatrix}$  分别是实阻抗张量和虚阻抗张量.根据 Caldwell 等人的工作<sup>[19]</sup>,引入大地电磁相位张量  $\Phi$  如下:

$$\Phi = \mathbf{X}^{-1}\mathbf{Y}, \quad (9)$$

其中,  $\mathbf{X}^{-1}$  是  $\mathbf{X}$  的逆.注意,  $\Phi$  的分量是实函数.在给定的笛卡儿坐标系  $(x, y)$  中,相位张量矩阵可以表示为:

$$\begin{bmatrix} \Phi_{xx} & \Phi_{xy} \\ \Phi_{yx} & \Phi_{yy} \end{bmatrix} = \frac{1}{\det(\mathbf{X})} \begin{bmatrix} X_{yy}Y_{xx} - X_{xy}Y_{yx} & X_{yy}Y_{xy} - X_{xy}Y_{yy} \\ X_{xx}Y_{yx} - X_{yx}Y_{xx} & X_{xx}Y_{yy} - X_{yx}Y_{xy} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中,  $\det(\mathbf{X})$  为  $\mathbf{X}$  的矩阵行列式.

## 3 积分方程多网格法

### 3.1 基本原理

积分方程法(IE)是电磁数值模拟与反演的有力工具<sup>[20-21]</sup>,这种方法基于麦克斯韦方程组简化为关于异常体内过载电流  $\mathbf{j}^e$  的积分方程组.积分方程法可以有效应用于大地电磁数值模拟,背景模型为层状电导率分布  $\sigma_b$ ,异常体电导率为  $\sigma_a(\mathbf{r}) = \sigma_b + \Delta\sigma(\mathbf{r})$ .

这种模型中电磁场可以表示为背景场和异常场之和:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^b + \mathbf{E}^a, \mathbf{H} = \mathbf{H}^b + \mathbf{H}^a, \quad (11)$$

其中,背景场是由给定的场源在背景电导率分布  $\sigma_b$  中产生,而异常场由异常电导率分布感应电流产生.

由此,电磁场可由下列积分表达式获得:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}') = \iiint_{\mathbf{D}} \mathbf{G}_{\mathbf{E}}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \Delta \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{v} + \mathbf{E}^b(\mathbf{r}'), \quad (12)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}') = \iiint_{\mathbf{D}} \mathbf{G}_{\mathbf{H}}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \Delta \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{v} + \mathbf{H}^b(\mathbf{r}'), \quad (13)$$

式中,  $\mathbf{G}_{\mathbf{E}}$  和  $\mathbf{G}_{\mathbf{H}}$  分别为电、磁格林张量,在均匀构造中满足亥姆霍兹方程组:

$$\nabla^2 \mathbf{G}_{\mathbf{E}} + k^2 \mathbf{G}_{\mathbf{E}} = -i\omega\mu \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (14)$$

$$\nabla^2 \mathbf{G}_{\mathbf{H}} + k^2 \mathbf{G}_{\mathbf{H}} = -\nabla \times \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (15)$$

式中,  $k = \sqrt{i\omega\mu\sigma}$ ,  $\mathbf{I}$  为单位矩阵. 当  $\mathbf{r}' \in \mathbf{D}$ , 方程(12)、(13)的解存在且唯一,与第二类 Fredholm 方程解类似.

为了加快三维电磁计算速度、提高资料处理效率,同时保持一定解释精度,十几年来,人们发展了多种不同程度 Born 近似方法<sup>[22-23]</sup>,如扩展 Born 近似法<sup>[24]</sup>、似线性近似(QL)、似解析近似(QA)<sup>[25-26]</sup>等. 本文在 QL 基础上,采用了多网格方法,处理方法是:利用粗网格和细网格分别剖分模型,正演数值模拟分两步:第一步在粗网格基础上应用严格积分方程法确定电磁场,继而利用该积分方程法模拟结果计算电反射张量;第二步对由粗网格计算的电反射张量进行插值,在细网格基础上利用 QL 方法计算电磁场. 试验证明,这种技术可以大大加快计算过程,同时保持数值模拟的计算精度.

在 QL 方法中,我们可以把异常体电导率看作某种已知背景电导率分布上的一种扰动. 这种情况下,电磁问题的解包含两部分:(1)线性部分,非均匀体对源场的直接散射,不考虑散射电流之间的耦合;(2)非线性部分,由异常电导率和非均匀构造中未知散射场联合效应组成. 本文所用的 QL 方法基于这样的假设,异常场与背景场的绝对值之间为线性比例关系<sup>[27]</sup>:

$$\mathbf{E}^a(\mathbf{r}) \approx \lambda(\mathbf{r}) |\mathbf{E}^b(\mathbf{r})|, \quad (16)$$

其中,  $\lambda(\mathbf{r}) = (\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z)$  为电反射向量. 注意,对于给定的异常和背景构造总可以找到电场电反射向量,因此(16)式总是成立. 在多网格方法中,假设  $|\mathbf{E}^b(\mathbf{r}_c)| \neq 0$  (式中  $\mathbf{r}_c$  表示剖分单元位置),对于粗糙网格可以直接利用(17)–(19)式计算电反射向量的分量:

$$\lambda_x(\mathbf{r}_c) = E_x^a(\mathbf{r}_c) / |\mathbf{E}^b(\mathbf{r}_c)|, \quad (17)$$

$$\lambda_y(\mathbf{r}_c) = E_y^a(\mathbf{r}_c) / |\mathbf{E}^b(\mathbf{r}_c)|, \quad (18)$$

$$\lambda_z(\mathbf{r}_c) = E_z^a(\mathbf{r}_c) / |\mathbf{E}^b(\mathbf{r}_c)|. \quad (19)$$

得到  $\lambda(\mathbf{r}_c)$  后,再引入精细网格  $\Sigma_f$  描述同一模型中的电导率分布,通过线性插值可以确定新网格上的

$\lambda(\mathbf{r}_c)$  值. 利用(20)式可以计算具有精细剖分的新网格  $\Sigma_f$  单元中心处异常电场  $\mathbf{E}^a(\mathbf{r}_f)$ ,其中  $\mathbf{r}_f$  表示精细剖分单元位置:

$$\mathbf{E}^a(\mathbf{r}_f) \approx \lambda(\mathbf{r}_f) |\mathbf{E}^b(\mathbf{r}_f)|, \quad (20)$$

计算新网格上的电场  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_f)$  如下:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_f) = \mathbf{E}^a(\mathbf{r}_f) + \mathbf{E}^b(\mathbf{r}_f), \quad (21)$$

最后,对于精细网格可以利用麦克斯韦方程组积分方程的离散形式计算观测数据.

### 3.2 精度验证

构建模型:背景构造为 5 层水平电阻率分布,各层电导率和厚度分别为 10、1000、5、10000、20  $\Omega\text{m}$ ,以及 1、2、2、95 km,底层为均匀半空间. 在第三层背景构造中,存在一个三维异常体,其长宽均为 3 km,高度与第三层层高相同,异常体电阻率为 2  $\Omega\text{m}$ . 分别利用正常网格积分方程法和本文实现的多网格积分方程计算,异常体正常网格剖分单元为  $x$ 、 $y$  方向均为 300 m,垂直方向为 200 m;粗网格剖分单元为  $x$ 、 $y$  方向均为 1000 m,垂直方向为 500 m. 接收测线位于异常体的正上方,结果如图 1、图 2 所示,二者相对误差保持在 3% 之内.

## 4 三维模型正演计算

### 4.1 模型 1

为了检验相位张量算法效果,本文选择一个具有代表性的区域大地电磁勘探模型,该模型背景构造为四层电阻率分布,以及两个立方状异常体. 图 3 是异常体三维分布图,图中上下两个异常体的水平尺度分别为 20 km  $\times$  20 km 和 30 km  $\times$  30 km. 两个异常体水平位置分别为:上异常体分别沿  $x$ 、 $y$  向自

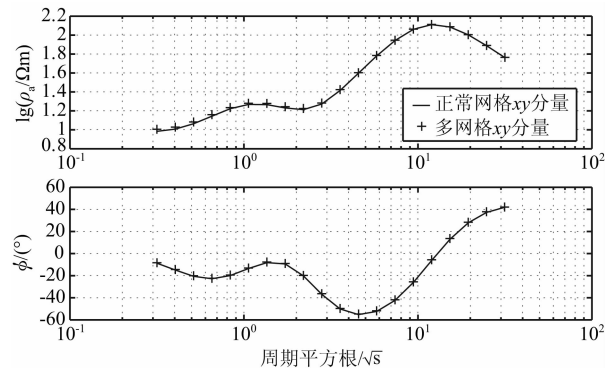


图 1 视电阻率和相位  $xy$  分量积分方程正常网格和多网格计算结果比较

Fig. 1 Comparison of apparent resistivity and phase  $xy$  component computed from integral equation normal cell and coarse cell

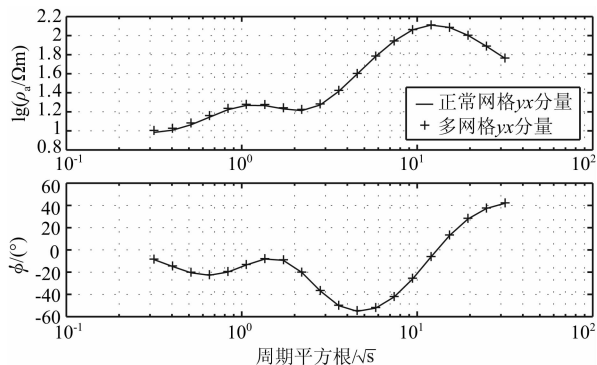


图 2 视电阻率和相位  $yx$  分量积分方程正常网格和多网格计算结果比较

Fig. 2 Comparison of apparent resistivity and phase  $yx$  component computed from integral equation normal cell and coarse cell

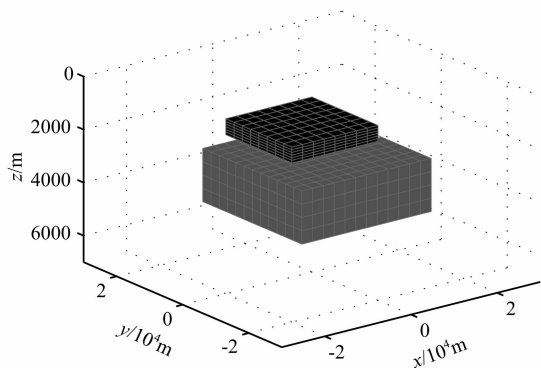


图 3 真实异常体电阻率 3D 分布图

Fig. 3 3D resistivity distribution of true anomalous bodies —20 km 开始至 0 km 止; 下异常体分别沿  $x, y$  向自 -10 km 开始至 20 km 止. 层状背景模型的电阻率自顶部起依次是 10, 1000, 50, 10000  $\Omega\text{m}$ , 其下是电阻率为 20  $\Omega\text{m}$  的均匀半空间, 代表导电性的软流圈. 背景层厚度分别为 1000, 2000, 2000, 95000 m. 上边

的异常体由第二层隆起形成, 从而在电阻率为 10  $\Omega\text{m}$  的顶层形成电阻率为 1000  $\Omega\text{m}$ 、600 m 厚的异常. 第二个异常体电阻率为 2  $\Omega\text{m}$ 、厚度为 2000 m, 位于第三层之中. 数值模拟分别沿  $x, y$  向, 自 -30 km 开始至 30 km 止, 以间隔 5 km 布设接收器, 共 169 个, 共接收四个电磁场水平分量  $E_x, E_y, H_x, H_y$ . 所记录的频率等对数间隔分布于 0.001 和 10 Hz 之间.

根据 IE 原则, 剖分单元区域分为两个, 分别对应上下异常体. 上异常体的初始网格剖分单元水平尺度沿  $x, y$  方向均为 2.5 km, 垂直方向为 50 m; 下异常体初始网格剖分单元水平尺度沿  $x, y$  方向均为 2.5 km, 垂直方向为 250 m. 则上异常体被剖分为 768 个单元 ( $8 \times 8 \times 12$ ), 下异常体被剖分为 1152 个单元 ( $12 \times 12 \times 8$ ). 上异常体的粗网格剖分单元水平尺度沿  $x, y$  方向均为 5 km, 垂直方向为 100 m; 下异常体粗网格剖分单元水平尺度沿  $x, y$  方向均为 5 km, 垂直方向为 500 m. 则上异常体被剖分为 96 个单元 ( $4 \times 4 \times 6$ ), 下异常体被剖分为 144 个单元 ( $6 \times 6 \times 4$ ). 在 CPU 主频为 1.5 GHz 的个人电脑进行数值模拟测试, IE 法计算时间约为 12 min, 多网格 QL 法的计算时间约为 23 s, 显著减小了数值模拟时间. 对不同频率和不同测点, 对比两种数值模拟结果, 最大相对误差小于 3%, 多网格法的计算精度可以接受.

图 4 是阻抗张量各分量振幅. 显然, 对于这种一般三维电阻率分布模型, 阻抗张量分量  $|Z_{xy}|$  和  $|Z_{yx}|$  能够正确反映地下两个异常体的信息.  $|Z_{xy}|$  和  $|Z_{yx}|$  图中右上区块反映了下异常体的感应信号, 左下区块则反映上异常体二次感应信号. 图 5 是相位张量

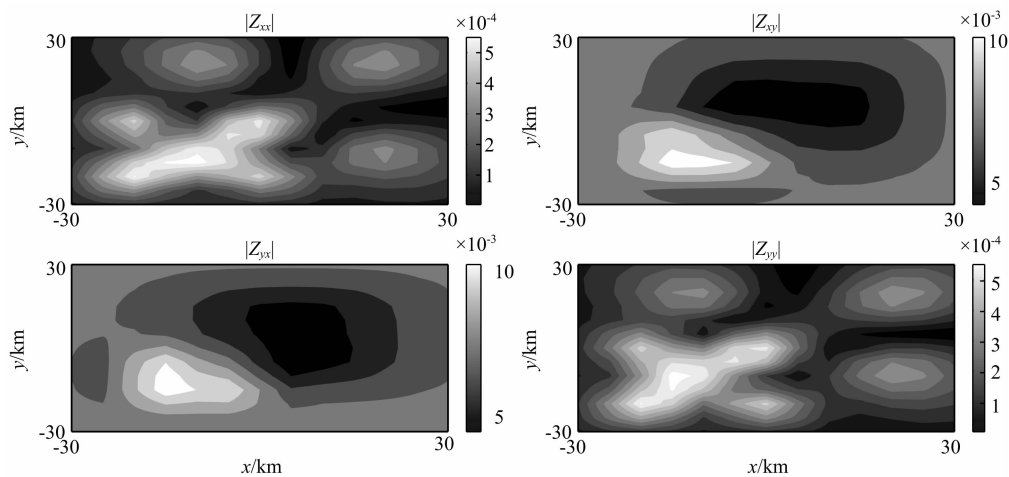


图 4 阻抗张量各分量振幅 (频率: 0.2 Hz, 单位:  $\Omega\text{m}$ )

Fig. 4 Each component amplitude of resistivity tensor (frequency: 0.2 Hz, unit:  $\Omega\text{m}$ )

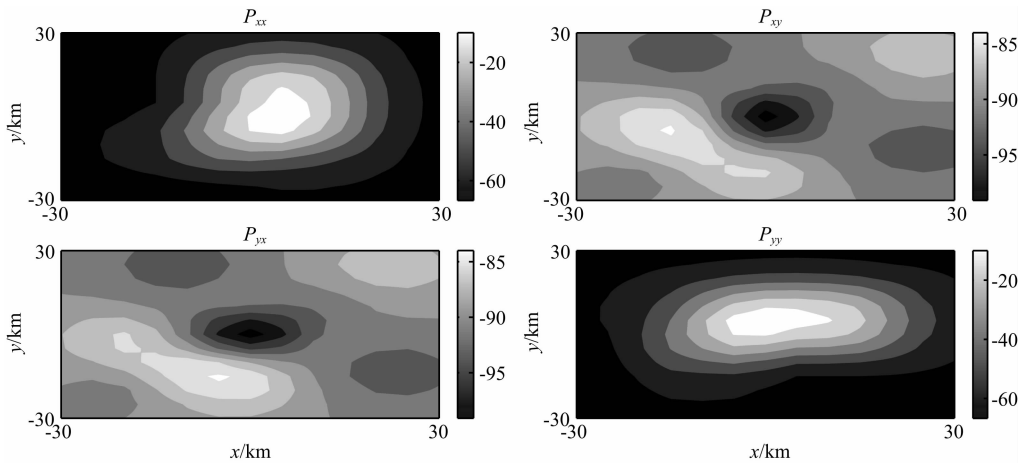


图5 相位张量各分量(频率:0.2 Hz,单位:°)

Fig. 5 Each component of phase tensor (frequency: 0.2 Hz, unit: °)

各分量. 可以看到, 相位张量分量  $P_{xx}$  和  $P_{yy}$  也能够正确反映地下异常体的信息.  $P_{xx}$  和  $P_{yy}$  图中近似椭圆状反映下异常体感应信息, 左下拉伸扭曲处则对应上异常体. 相对浅部异常体, 相位张量能更好反映深部区域构造信息. 在 0.001 和 10 Hz 频率范围内测试了十几个频点, 结果稳定, 本文仅给出 0.2 Hz 模拟结果.

#### 4.2 模型 2

与上述模型 1 相似, 模型 2 具有相同的背景电导率分布, 以及同样的接收配置和频率, 图 6 为模型 2 异常体电阻率三维分布图. 与模型 1 不同之处在于, 模型 2 顶层中没有电阻性异常体, 取而代之的是一个非均匀层, 由电阻率为 1, 100 和 1000  $\Omega\text{m}$  的单元随机分布组成, 单元尺寸为 2500 m  $\times$  2500 m  $\times$  20 m, 该非均匀层模拟经常出现在勘探区域的近地表非均匀体, 正是这些非均匀体引起了 MT 观测数据中的静位移.

剖分单元区域分为两个, 分别对应上下异常体. 上异常体为顶层非均匀分布, 剖分单元水平尺度沿  $x$ 、 $y$  方向均为 500 m, 垂直方向为 5 m. 与上异常体

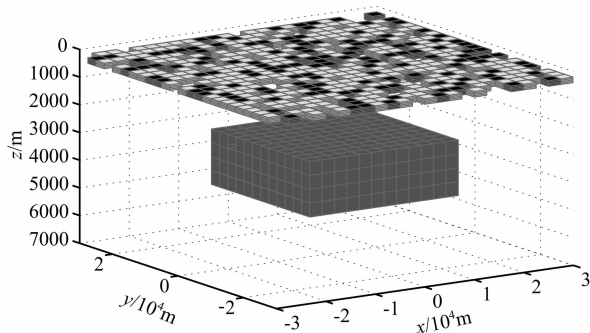


图6 真实异常电阻率分布三维示意图

Fig. 6 3D figure of true anomalous resistivity distribution

组成单元相比, 其剖分单元已经较大, 不再考虑粗网格近似, 则上异常体被剖分为 57600 个单元 ( $120 \times 120 \times 4$ ). 下异常体初始网格剖分单元水平尺度沿  $x$ 、 $y$  方向均为 2.5 km, 垂直方向为 250 m, 下异常体被剖分为 1152 个单元 ( $12 \times 12 \times 8$ ). 下异常体粗网格剖分单元水平尺度沿  $x$ 、 $y$  方向均为 5 km, 垂直方向为 500 m, 下异常体被剖分为 144 个单元 ( $6 \times 6 \times 4$ ). 类似于模型 1, 多网格法加快计算速度的同时, 保持了可以接受的数值模拟精度.

图 7 是频率为 0.2 Hz 时, 模型中不存在地表非均匀层情况下阻抗张量各分量振幅. 对于这种一般三维电阻率分布模型, 与模型 1 相似, 阻抗张量分量  $|Z_{xy}|$  和  $|Z_{yx}|$  能够准确反映地下异常体的信息. 图 8 是相位张量各分量. 可以看到, 相位张量分量  $P_{xx}$  和  $P_{yy}$  也能够正确反映地下异常信息. 图 9、图 10 对应地表存在非均匀分布模型 2, 这种模型下, 阻抗张量各分量被地表异常层强烈干扰, 与不存在非均匀层模型相比, 已经不能够直接从  $|Z_{xy}|$  和  $|Z_{yx}|$  分量看到下异常信号. 然而, 相位张量分量  $P_{xx}$  和  $P_{yy}$  仍然能够清楚显示下异常体感应信号, 虽然与非均匀层不存在时的信号比较, 这两个分量信号受到表层干扰有一定的畸变. 在 0.001 和 10 Hz 频率范围内测试了十几个频点, 结果显示, 随着频率的增加, 表层三维构造对下置勘探体的影响越来越大, 在 0.5 Hz 以上尤为明显, 但是在大地电磁主要勘探频段内, 相位张量分量能够清晰地反映出深部勘探体的感应信号. 限于篇幅, 本文仅给出 0.2 Hz 模拟结果.

## 5 结 论

解释 MT 数据困难之一是来自深部的勘探目

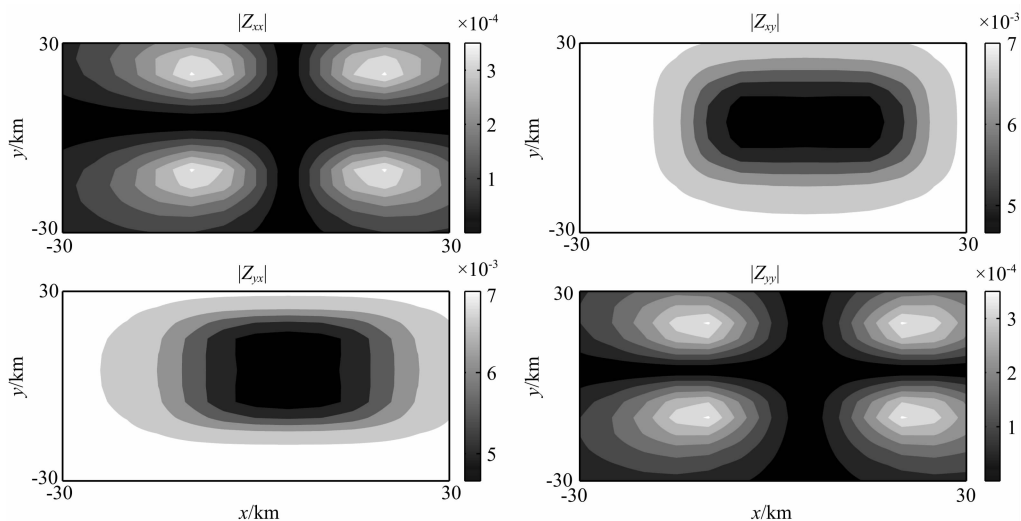


图 7 没有近地表非均匀层时阻抗张量各分量振幅(频率:0.2 Hz,单位: $\Omega\text{m}$ )

Fig. 7 Each component amplitude of resistivity tensor without surface nonhomogeneous layer (frequency: 0.2 Hz, unit:  $\Omega\text{m}$ )

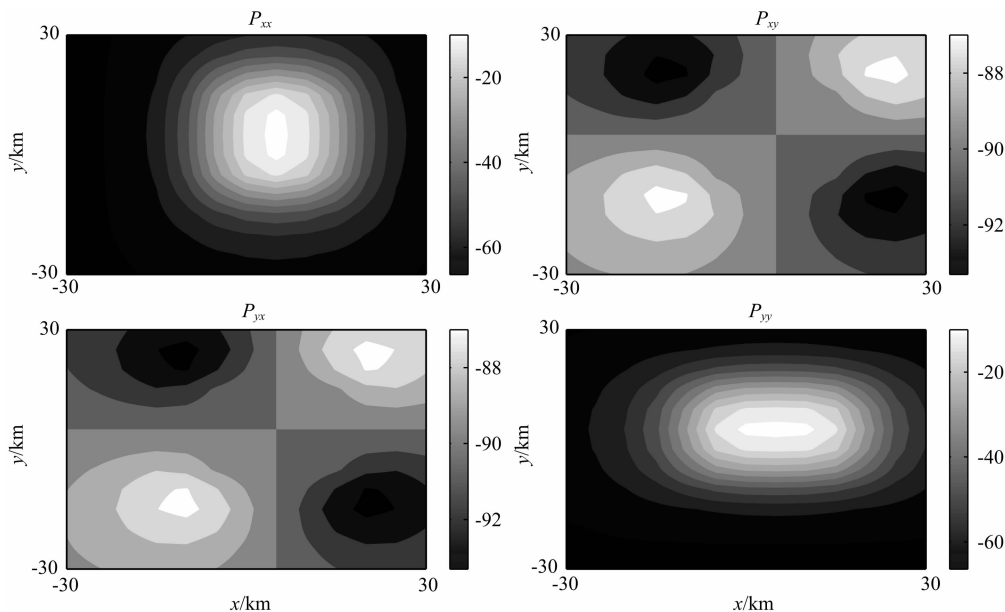


图 8 没有近地表非均匀层时相位张量各分量(频率:0.2Hz,单位: $^{\circ}$ )

Fig. 8 Each component of phase tensor without surface nonhomogeneous layer (frequency: 0.2 Hz, unit:  $^{\circ}$ )

标信息被近地表非均匀电导率分布畸变,为了克服这个困难,本文研究并实现了相位张量正演数值算法.模拟结果表明,与传统的阻抗张量各分量振幅相比,本文实现的相位张量实际应用价值在于,这种方法可以有效压制地表异常电阻率分布的干扰,突出反映深部勘探体信息.尤其是,这种方法可以应用于更为一般和普遍的三维/三维地质构造(地表非均匀构造是三维,深部区域构造亦为三维),而无须像传统方法所假设的那样,深部区域为一维或二维构造,从而增加了方法的实用性.为了加快计算,减小算法

对计算机内存的需求,正演算法采取了积分方程多网格技术,数值试验表明这是一种能够保持一定精度的快速有效的数值模拟技术.下一步的工作重点是,基于这种正演算法,实现三维相位张量反演技术.根据相位张量正演结果初步判断,对于地表构造复杂或带有地形起伏的实际勘探区域,相应的反演技术应该可以得到更可靠的区域构造.

**致谢** 本项研究的部分工作是在美国犹他大学 CEMI 课题组完成,在此期间得到了 Michael S. Zhdanov 教授的指导和帮助,作者表示诚挚的感谢!

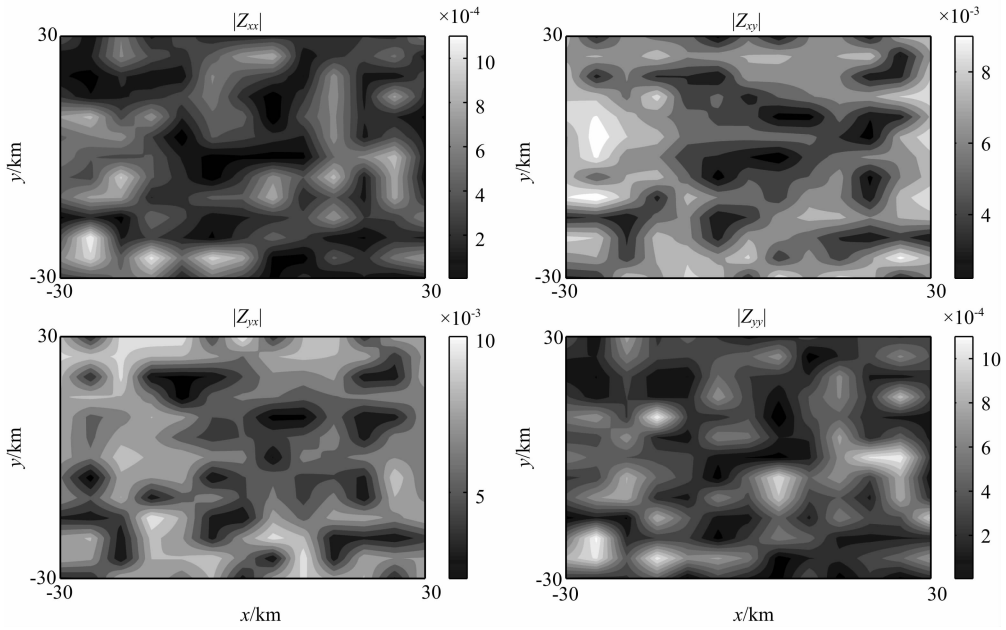


图 9 存在近地表非均匀层时阻抗张量各分量振幅(频率:0.2 Hz,单位:Ωm)  
 Fig.9 Each component amplitude of resistivity tensor when surface nonhomogeneous layer existing (frequency: 0.2 Hz, unit: Ωm)

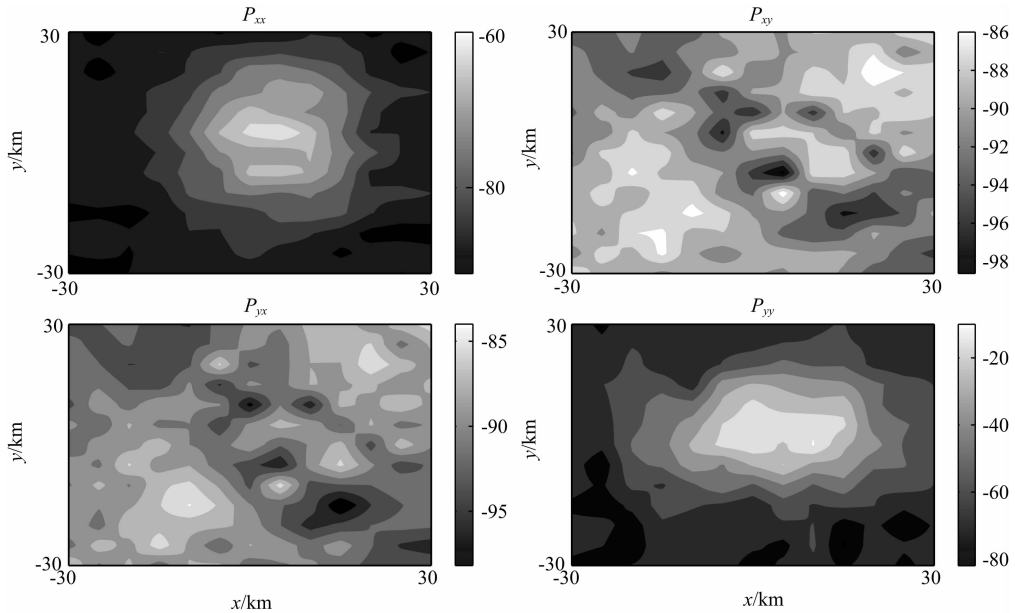


图 10 存在近地表非均匀层时相位张量各分量(频率:0.2Hz,单位:°)

Fig. 10 Each component of phase tensor when surface nonhomogeneous layer existing (frequency: 0.2 Hz, unit: °)

参考文献(References)

[ 1 ] Jiracek G R. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction. *Surv. Geophys.*, 1990, 11(2-3): 163-203.  
 [ 2 ] Bruton P. Analysis of broadband magnetotelluric data and an application to the Irish Variscides [Ph. D. thesis]. Galway: National University of Ireland, 1994.  
 [ 3 ] Smith J T. Understanding telluric distortion matrices.

*Geophys. J. Int.*, 1995, 122(1): 219-226.  
 [ 4 ] 魏胜,王家映,罗志琼. 全 MT 张量阻抗分解及其应用. // 应用地球物理学进展. 武汉: 中国地质大学出版社, 1998: 38-45.  
 Wei S, Wang J Y, Luo Z Q. Full MT impedance tensor separation and its application. // Applied Geophysics Advance (in Chinese). Wuhan: China University of Geosciences Press, 1998: 38-45.  
 [ 5 ] 王书明. 表面局部三维大地电磁曲线畸变校正: MT 畸变校正阻抗张量分解技术. 西北地震学报, 1998, 20(4): 1-11.

- Wang S M. The correction of magnetotelluric curve distortion caused by surficial local three-dimension inhomogeneities; the impedance tensor decomposition technique for the correction of MT curves distortion. *Northwestern Seismological Journal* (in Chinese), 1998, 20(4): 1-11.
- [6] 晋光文, 孙洁, 王继军. 大地电磁(MT)阻抗张量的正则分解及其初步应用. *地震地质*, 1998, 20(3): 243-249.
- Jin G W, Sun J, Wang J J. Canonical decomposition of the magnetotelluric (MT) impedance tensor and its preliminary application. *Seismology and Geology* (in Chinese), 1998, 20(3): 243-249.
- [7] 赵国泽, 汤吉, 刘铁胜等. 山西阳高一河北容城剖面大地电磁资料的初步解释——阻抗张量分解技术及其应用. *地震地质*, 1996, 18(1): 66-74.
- Zhao G Z, Tang J, Liu T S, et al. Preliminary interpretation of MT data along profile from Yanggao to Rongcheng; application of decomposition of MT impedance tensor. *Seismology and Geology* (in Chinese), 1996, 18(1): 66-74.
- [8] Ritter P. Separation of local and regional information in geomagnetic response functions using hypothetical event analysis [Ph. D. thesis]. Edinburgh: University of Edinburgh, 1996.
- [9] McNeice G W, Jones A G. Multisite, multifrequency tensor decomposition of magnetotelluric data. *Geophysics*, 2001, 66(1): 158-173.
- [10] 晋光文, 孔祥儒. 大地电磁阻抗张量的畸变与分解. 北京: 地震出版社, 2006.
- Jin G W, Kong X R. MT Impedance Distortion and Separation (in Chinese). Beijing: Seismological Press, 2006.
- [11] 李洋, 于鹏, 张罗磊等. 基于混合优化算法的 MT 阻抗张量畸变分解方法. *地球物理学报*, 2010, 53(8): 1924-1930.
- Li Y, Yu P, Zhang L L, et al. MT distortion decomposition of magnetotelluric impedance tensor based on hybrid optimization algorithm. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2010, 53(8): 1924-1930.
- [12] 蔡军涛, 陈小斌, 赵国泽. 大地电磁资料精细处理和二维反演解释技术研究(一)——阻抗张量分解与构造维性分析. *地球物理学报*, 2010, 53(10): 2516-2526.
- Cai J T, Chen X B, Zhao G Z. Refined techniques for data processing and two-dimensional inversion in magnetotelluric I: tensor decomposition and dimensionality analysis. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2010, 53(10): 2516-2526.
- [13] 杨长福, 林长佑, 徐世浙. 大地电磁 GB 张量分解法的改进. *地球物理学报*, 2002, 45(增刊): 356-364.
- Yang C F, Lin C Y, Xu S Z. The improvement of the Groom-Baily's tensor decomposition in magnetotellurics. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2002, 45(Suppl.): 356-364.
- [14] 王立凤, 晋光文, 孙洁等. 一种简单的大地电磁阻抗张量畸变分解方法. *西北地震学报*, 2001, 23(2): 172-180.
- Wang L F, Jin G W, Sun J, et al. A simple decomposition method of distortion in magnetotelluric impedance tensor. *Northwestern Seismological Journal* (in Chinese), 2001, 23(2): 172-180.
- [15] Berdichevsky M N, Dmitriev V L, Keller G V. Magnetotellurics in the Context of the Theory of Ill-Posed Problems. Frank: Society of Exploration Geophysicists, 2002.
- [16] Berdichevsky M N, Dmitriev V I. Models and Methods of Magnetotellurics. Berlin: Springer-Verlag, 2008.
- [17] 陈乐寿, 刘任, 王天生. 大地电磁测深资料处理与解释. 北京: 石油工业出版社, 1989.
- Chen L S, Liu R, Wang T S. Magnetotelluric Data Processing and Interpretation (in Chinese). Beijing: Oil Industry Press, 1989.
- [18] 陈乐寿, 王光镠. 大地电磁测深法. 北京: 地质出版社, 1990.
- Chen L S, Wang G E. Magnetotelluric Sounding (in Chinese). Beijing: Geological Publishing House, 1990.
- [19] Caldwell T G, Bibby H M, Brown C. The magnetotelluric phase tensor. *Geophys. J. Int.*, 2004, 158(2): 457-469.
- [20] Weidelt P. Inversion of two-dimensional conductivity structures. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1975, 10(3): 282-291.
- [21] Homann G W. Three-dimensional induced polarization and electromagnetic modeling. *Geophysics*, 1975, 40(2): 301-324.
- [22] Born M. Optics. Berlin: Springer, 1933.
- [23] Born M, Wolf E. Principles of Optics. 6th ed. New York: Pergamon Press, 1980.
- [24] Habasy T M, Groom R W, Spies B R. Beyond the Born and Rytov approximations; a nonlinear approach to electromagnetic scattering. *J. Geophys. Res.*, 1993, 98(B2): 1759-1775.
- [25] Zhdanov M S, Fang S. Quasi-linear approximation in 3-D electromagnetic modeling. *Geophysics*, 1996, 61(3): 646-665.
- [26] Zhdanov M S. Geophysical Inverse Theory and Regularization Problems. Amsterdam: Elsevier, 2002.
- [27] Fang S, Atlas B, Gao G Z, et al. Fast 3D modeling of borehole induction measurements in dipping and anisotropic formations using a novel approximation technique. *Petrophysics*, 2004, 45(4): 335-349.