

$E-E_x$ 广域电磁法三维数值模拟

李帝铨^{1,2}, 谢维^{1,2,3}, 程党性^{4,5}

- (1. 中南大学 有色金属成矿预测教育部重点实验室, 长沙 410083;
2. 中南大学 地球科学与信息物理学院, 长沙 410083; 3. 北京矿产地质研究院, 北京 100012;
4. 中国石油长庆油田分公司 勘探开发研究院, 西安 710018;
5. 低渗透油气田勘探开发国家工程实验室, 西安 710018)

摘要: 采用伪随机信号源的广域电磁法具有探测深度大、精度高、抗干扰能力强、效率高等优点, 正成为新的研究热点。 $E-E_x$ 广域电磁法已经实现了一维和二维正反演。但地球介质是复杂的三维结构, 所采集到的数据需要进行三维反演和解释, 为了进一步提高广域电磁法的数据处理和解释精度, 迫切需要进行广域电磁法三维正反演研究。采用积分方程法实现 $E-E_x$ 广域电磁法三维正演, 首先对均匀半空间中存在低阻异常体进行了数值模拟, 发现广域视电阻率不仅具有比 CAGNIARD 视电阻率更优的分辨能力, 且广域视电阻率的场源阴影效应相对 CAGNIARD 视电阻率有所减弱; 然后对均匀半空间中存在高阻异常体进行了数值模拟, 结果表明 CAGNIARD 视电阻率对高阻体响应不明显, 而广域视电阻率有良好反映。研究表明, 无论是高阻还是低阻异常体, 广域视电阻率的分辨能力都优于 CAGNIARD 视电阻率。

关键词: 广域电磁法; 广域视电阻率; 积分方程法; 数值模拟

中图分类号: P631

文献标志码: A

Three-dimensional modeling for $E-E_x$ wide field electromagnetic methods

LI Di-quan^{1,2}, XIE Wei^{1,2,3}, CHEN Dang-xing^{3,4}

- (1. Key Laboratory of Metallogenetic Prediction of Nonferrous Metals, Ministry of Education,
Central South University, Changsha 410083, China;
2. School of Geosciences and Info-Physics, Central South University, Changsha 410083, China;
3. Beijing Institute of Geology for Mineral Resources, Beijing 100012, China;
4. Research Institute of Exploration and Development, PetroChina Changqing Oilfield Company,
Xi'an, 710018, China;
5. National Engineering Laboratory for Exploration & Development of Low-Permeability Oil & Gas Fields,
Xi'an 710018, China)

Abstract: In the study of $E-E_x$ wide field electromagnetic method, one-dimensional (1-D) forward modeling and inversion has been achieved, there are only a few number of publications related to the three-dimensional (3-D) forward modeling and inversion study. In the field work, the geological situation is complex, and the data needs 3-D inversion and interpretation, so 3-D forward modeling, inverse and interpretation become the bottleneck of wide field electromagnetic method. There is an urgent need for 3-D modeling of wide field electromagnetic method. Integral equation method was applied to achieve $E-E_x$ wide field electromagnetic method 3-D modeling. Firstly a single low resistivity anomalous target body within homogeneous half-space was simulated, and it was found that not only the wide field apparent resistivity has

基金项目: 中国博士后科学基金资助项目(20110490149); 国家自然科学基金青年基金资助项目(41204054)

收稿日期: 2013-05-16; 修订日期: 2013-06-30

通信作者: 李帝铨, 博士; 电话: 15802637512; E-mail: lidiquan@csu.edu.cn

better resolution capability than CAGNIARD apparent resistivity, but also the effect of the source and non-plane wave effect was weakened for wide field apparent resistivity. Then, a single high resistivity anomalous target body within homogeneous half-space was simulated, and it was found that, for the high resistivity body response, the CAGNIARD apparent resistivity is hard to distinct, but the wide field apparent resistivity has great resolution capability. The analysis shows that no matter the anomalous has high resistivity or low resistivity, the resolution of wide field apparent resistivity is better than that of the CAGNIARD apparent resistivity.

Key words: wide field electromagnetic method; wide field apparent resistivity; integral equation method; numerical simulation

20世纪50年代初提出的大地电磁测深法(Magneto-Telluric, 简称为MT)^[1-2]具有探测深度大、成本低、应用范围广等优点,得到了快速发展和广泛应用。但MT法使用的天然场源随机性较大,信号微弱,易受到其它电磁干扰,特别是随着工业化的发展,各种干扰越来越强,严重影响到MT的探测效果。可控源音频大地电磁法(Controlled source audio-frequency magnetotellurics, 简称为CSAMT)^[3]是在大地电磁法的基础上发展起来的一种人工可控源电磁测深法,弥补了天然场源大地电磁法的不足。在20世纪70年代提出来之后即吸引了大量的理论及应用研究,该方法在煤田、找矿、地热、工程等方面得到了广泛应用,已成为一种不可或缺的电磁勘探手段^[4-9]。但它因袭MT法测量一对正交电、磁分量之比并沿用CAGNIARD公式的做法,需要在“远区测量”,从而束缚了自身发展,因为人工源电磁场只有在远区才能借助CAGNIARD公式提取视电阻率,在非远区,该公式是不成立的。如果要求与真正的“远区”相差不大于1%才算“远区”,则观测点需要距离场源至少9倍的趋肤深度。这就极大地限制了CSAMT测量的区域,不能满足大面积快速普查的需要。同时,远区的场与距离的3次方成反比,随距离的增大衰减得非常厉害,要求在“远区”测量势必使得CSAMT又重新回到了信号微弱、精度低、效率低的困境^[10-11]。

CSAMT法采用波区视电阻率定义,虽然计算简便,在波区能较客观地反映地电断面的垂向变化。然而,这种视电阻率在非波区会产生严重畸变,影响测深曲线的解释。此外,近区电磁场相对频率基本饱和,波区视电阻率定义在近区没有意义,虽然可以校正其畸变效应,但没有实际意义。在中间区,电磁场仍是地电参数、频率等的复杂函数,含有大量可利用的信息,因而采用CAGNIARD视电阻率计算公式,将导致CSAMT法的过渡区和近区数据基本无用,造成极大浪费^[4, 6, 9-11]。

因此,如何合理地利用中间区的测深数据具有理论意义和实际应用价值。为此,人们一直在寻求一定

的校正方法和新的视电阻率定义方法。曹昌祺^[12]曾提出过一种改进的波区视电阻率定义; SPIES 和 EGGER^[13]、WILT 和 STARK^[14]、HASEGAWA^[15]等分别提出不同的视电阻率计算方法; 殷长春和朴化荣^[16]计算过电偶源的全波视电阻率; 黄皓平和朴化荣^[17]利用电磁场3个分量分段计算了垂直磁偶源的全波视电阻率; 方文藻等^[18]定义了一种定义全区电阻率,并引入校正系数进行计算; 毛先进和鲍光淑^[19]提出了一种简明的直接计算的全区视电阻率定义方法; 佟铁钢等^[20]进行了CSAMT全区电阻率法数值模拟及应用探讨; 汤井田和何继善^[21]从电磁场的统一性出发,分析了水平电偶源频率测深中等效电阻率的算法原理和具体定义,给出了切实可行的全区视电阻率定义和计算公式。

何继善^[10-11]系统地提出了广域电磁法,从场的统一性出发,将“近区”、“过渡区”和“远区”有机地统一起来,改善了非远区的畸变效应,使得测深能在广大的、不局限远区的区域进行,在同等收发距上可勘探的深度增大。

广域电磁法继承了CSAMT使用人工场源克服场源随机性的优点,摒弃了CSAMT远区信号微弱的劣势,扩展了观测适用的范围,用适合于全域的不进行简化的公式进行视电阻率计算,大大拓展了人工源电磁法的观测范围,提高了观测速度、精度和野外工作效率。前期研究证实,广域电磁法不但对低阻体有良好的响应,对高阻体也有很好的响应,因而在金属矿产和油气勘探中具有良好的推广前景。

近年来,国内学者从多个方面开始了广域电磁法的数值模拟,何继善^[10-11]实现了各种水平电流源广域电磁法一维正演,并从理论高度分析了各种水平电流源和场的不同分量对各种地电条件的响应能力,比较了广域电磁法与其他电磁测深法的探测能力,对比分析了广域电磁法中不同场源和不同观测方式的异同,深入研究了近区广域电磁法; 蒋奇云^[22]和裴婧^[23]实现了广域电磁法接收机硬件设计和研制; 佟铁钢^[24]进行了E-H_z广域电磁法研究; 余云春^[25]采用逆样条插值

法实现了广域视电阻率计算, 与 GAGNIARD 视电阻率进行了对比分析, 并采用最小二乘法实现了广域电磁法一维反演。迄今为止, 广域电磁法法三维数值模拟还未见发表。由于地球介质是复杂的三维结构, 所采集到的数据需要进行三维反演和解释, 因此, 三维数据解释成为限制该方法发展的瓶颈。

本文作者采用积分方程法实现广域电磁法三维正演模拟。通过分析典型三维地电模型的电磁响应, 给出 4 种不同装置的测量结果, 对比广域视电阻率与 CAGNIARD 视电阻率对典型三维地质体的分辨能力, 指出广域电磁法对不同地质体的最优测量装置, 完善现有的广域电磁法理论, 为实际资料的正确解释提供必要的理论依据和指导。

1 $E-E_x$ 广域电磁法

广域电磁法根据场源形式或观测方式可以做更详细的划分, 考虑到野外实际情况, 目前为止采用水平电流源发射信号测量电场的 x 分量的 $E-E_x$ 广域电磁法应用最为广泛, 这里以电场水平分量 E_x 来说明 $E-E_x$ 广域电磁法和广域电阻率的概念。

均匀大地表面水平电流源的电场 x 分量的计算公式为

$$E_x = \frac{IdL}{2\pi\sigma r^3} [1 - 3\sin^2 \phi + e^{-ikr} (1 + ikr)] \quad (1)$$

式中: I 为供电电流; dL 为电偶极源的长度; i 表示纯虚数; k 为均匀半空间的波数; r 为收发距, 即观测点距偶极子中心的距离; σ 为电导率; ϕ 为电偶极源方向和源的中点到接收点矢径之间的夹角。

视电阻率是地下电性不均匀体和地形起伏的一种综合反应, 它能够反映介质电性的空间变化, 或者说视电阻率是空间上介质真电阻率的复杂加权平均。从均匀大地表面水平谐变电偶极子的电场 x 分量表达式(1)可知, 视电阻率包含了地下电阻率参数, 可通过反算求得电阻率参数。

将电场水平分量 E_x 的表达式改写为

$$E_x = \frac{IdL}{2\pi\sigma r^3} F_{E-E_x}(ikr) \quad (2)$$

式中

$$F_{E-E_x}(ikr) = 1 - 3\sin^2 \phi + e^{-ikr} (1 + ikr) \quad (3)$$

式(3)是一个与地下电阻率、工作频率以及发送-接收距离有关的函数。

实际勘探中, E_x 测量是通过测量两点(MN)之间的电位差来实现的, 即

$$\Delta V_{MN} = E_x \cdot d_{MN} = \frac{IdL\rho}{2\pi r^3} F_{E-E_x}(ikr) \cdot d_{MN} \quad (4)$$

令

$$K_{E-E_x} = \frac{2\pi r^3}{dL \cdot d_{MN}} \quad (5)$$

d_{MN} 为测量电极距。 K_{E-E_x} 是一个只与极距有关的系数, 称为广域电磁测深提取视电阻率的装置系数。于是, 式(4)可以提取视电阻率如下:

$$\rho_a = K_{E-E_x} \frac{\Delta V_{MN}}{I} \frac{1}{F_{E-E_x}(ikr)} \quad (6)$$

式(6)定义的就是广域视电阻率, 只要测量出电位差、发送电流以及有关的极距参数, 采用迭代法计算, 便可提取出地下的视电阻率信息。

广域视电阻率是一个严格的定义, 没有经过任何近似和舍弃, 而 CSAMT 采用 CAGNIARD 视电阻率计算公式(7), 其定义是在满足“远区”条件而舍弃了一些高次项得出的一个近似计算公式, 当不满足“远区”条件时, CSAMT 的卡尼雅电阻率公式不能成立, 因此 CSAMT 只能在“远区”测量。而广域视电阻率定义不存在近似条件, 是一个严格的表达式, 不必限制在“远区”, 可以在广大非“远区”工作。

$$\rho_a = \frac{1}{\omega\mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \quad (7)$$

广域电磁法也是一种人工源频率域电磁勘探方法, 通过发送与接收不同频率的信号来探测不同深度的地电信息。同时, 广域电磁法发送的是伪随机电流信号, 而不是 CSAMT 的变频方法, 一次所发送的伪随机电流信号中包含多个主频成分, 它们的振幅大小相近, 只需要测量电磁场的一个分量, 大大提高了勘探速度和精度。

2 积分方程法

目前, 电磁场三维数值模拟的方法主要是有限差分法、有限元单元法和积分方程法, 与需要全空间离散的有限差分和有限元单元法相比, 积分方程法只需要在有限大小的异常体上进行离散, 具有离散数目少、计算资源需求量少、运算速度快、求解精度高等优点, 因此积分方程法一直是求解均匀或非均匀地层中三维

有限大小异常体电磁响应十分重要的方法^[26-36]。

对于一个三维地电结构模型，可以把它看成是由背景电导率为 σ_b 和异常电导率为 $\Delta\sigma$ 的介质组成，即 $\sigma=\sigma_b+\Delta\sigma$ ，并认为它是非磁性介质，也就是介质的磁导率 μ 为真空中的磁导率 μ_0 。当模型被时谐电磁波场激励时，模型产生的电场和磁场可以表示成背景场 \mathbf{E}^b 和异常场 \mathbf{E}^a 两部分的和：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^b + \mathbf{E}^a \quad (8)$$

式(8)中的背景场 \mathbf{E}^b 由于它是均匀或层状地球产生的。对于 $E-E_x$ 广域电磁法，其场的计算方法与 CSAMT 相同。关于异常场 \mathbf{E}^a ，是异常电导率 $\Delta\sigma$ 存在时产生的散射电磁场，在非均匀异常区间 D 上异常场可以表示为在该域剩余电流的积分：

$$\mathbf{E}^a(\mathbf{r}_j) = \iiint_D \mathbf{G}_b^E(\mathbf{r}_j | \mathbf{r}) \Delta\sigma(\mathbf{r}) [\mathbf{E}^b(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^a(\mathbf{r})] d\mathbf{v} \quad (9)$$

$$\Delta\sigma = (\sigma - \sigma_b) \quad (10)$$

式中： $\Delta\sigma(\mathbf{r})[\mathbf{E}^b(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^a(\mathbf{r})]$ 为剩余电流密度。式(9)是相对于背景电性结构 σ_b 的格林函数 \mathbf{G}_b^E 以及因电性结构 σ 相对于背景电性结构 σ_b 差 $\Delta\sigma$ 而产生的散射场。 \mathbf{r} 为 3D 域 D 内的积分点， \mathbf{r}_j 为求异常场的点， \mathbf{r}_j 可以在异常体外，也可以在异常体内。式(9)中的 \mathbf{G}_b^E 表示背景电场格林函数。用式(9)正演电场 $\mathbf{E}^a(\mathbf{r}_j)$ 是非线性的，这是由于 $\mathbf{E}^a(\mathbf{r})$ 不知道，它们的求解是困难的。

式(9)可以改写成

$$\mathbf{E}^a(\mathbf{r}_j) = \iiint_D \mathbf{G}_b^E(\mathbf{r}_j | \mathbf{r}) \Delta\sigma(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{v} \quad (11)$$

其中 $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^b(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^a(\mathbf{r})$ ，代表异常体处的电场。由于 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 是未知的，式(11)构成了正演电场 $\mathbf{E}^a(\mathbf{r}_j)$ 的积分方程。直接求解这两个方程相当困难，因此一般采用近似求法，本文作者采用准线性近似。在 $E-E_x$ 广域电磁法中，因为只有 E_x 分量被测量，通过 E_x 分量计算

出广域视电阻率。鉴于此，本文作者也只对 E_x 分量进行分析。

3 数值模拟

3.1 算法检验

为了检验本文算法的有效性，考虑图 1 所示的三维地电模型，在 $100 \Omega\cdot\text{m}$ 的均匀半空间中有一个 $10 \Omega\cdot\text{m}$ 的 3D 低阻目标体，边长均为 300 m ，顶部埋深 300 m ，如图 1 所示。坐标系原点位于异常体中心上方的地面上， x 轴指向图中的右侧， y 轴与 x 轴垂直， z 轴指向地中心，三轴遵循右手螺旋法则。假设 AB 的长度为 1 km ，发射电流 I 为 10 A ，计算时简化为电偶极子，工作频率为 32 Hz 。观测装置图如图 1(b)所示，选择测区中心的测线作为记录点，点距为 50 m 。异常体网格剖分为 $30 \text{ m} \times 30 \text{ m} \times 30 \text{ m}$ ，共计网格数为 $10 \times 10 \times 10 = 1000$ 个。沿穿过异常体中心的剖面计算了异常体在接收点产生的 E_x 散射场与背景场的比值，给出了实部和虚部两种计算结果，结果如图 2 所示。实线是本文方法得到的结果，虚线是美国犹他大学 CEMI 课题组的 3D 积分方程法正演软件的数值模拟结果。从图 2 可以看出，在相同地电条件下，本文的计算结果与 CEMI 结果吻合，说明电磁场计算可靠，可用来进行广域电磁法数值模拟。

3.2 低阻异常体模型

建立的地电模型和观测系统如图 1 所示，在目标体上方的地表布设 25 条测线，线距为 50 m ，每条测线上布设 25 个测点，点距为 50 m 。计算得到的三维积分方程正演模拟平面图如图 3 所示。

在图 3 中，电场和磁场纯异常在目标体正上方的异常值最大；电场总场在靠近源的场值较远离源的场

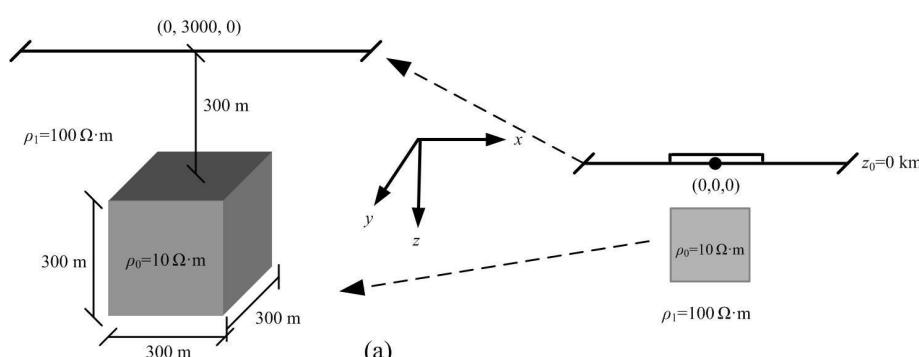
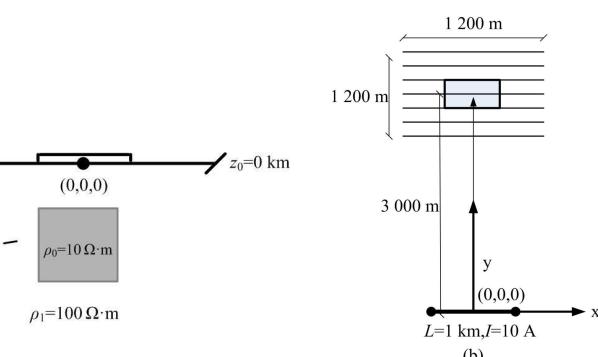


图 1 单个低阻异常体模型示意图：(a) 模型示意图；(b) 观测装置平面图

Fig. 1 Model sketch of sole conductive anomalous body: (a) Sketch of model; (b) Plane view of survey configuration



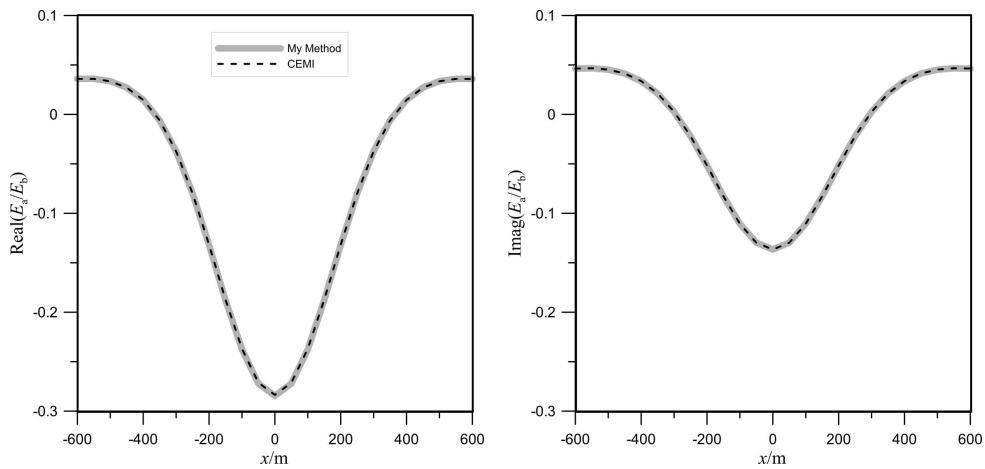


图2 单个低阻异常体三维积分方程正演模拟散射场与背景场比值($f = 32$ Hz)

Fig. 2 Ratios of scattered field and background field

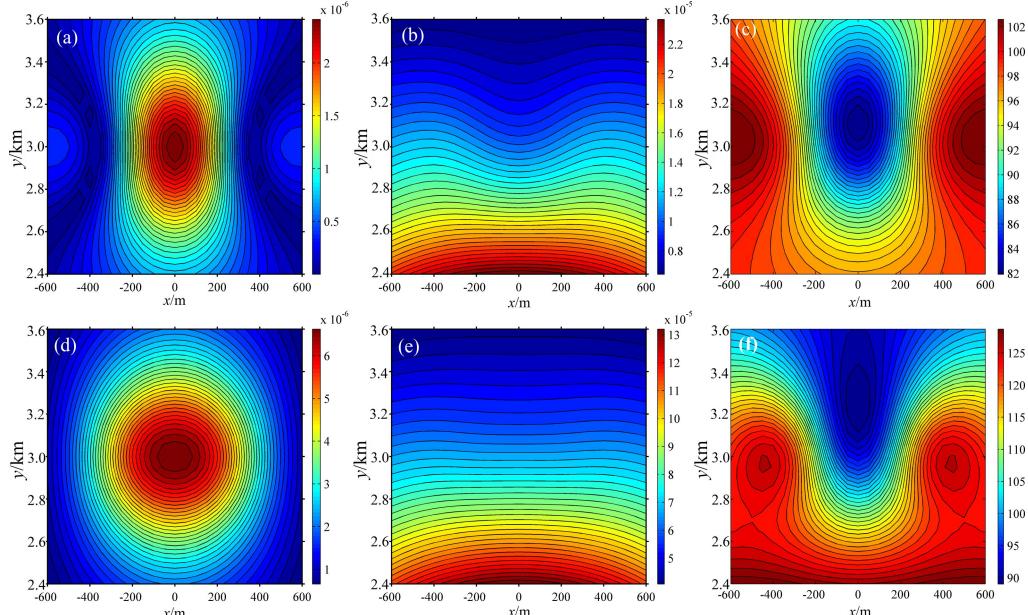


图3 单个低阻异常体三维积分方程正演模拟平面图($f = 32$ Hz): (a) 电场纯异常; (b) 电场总场; (c) 广域视电阻率; (d) 磁场纯异常; (e) 磁场总场; (f) CAGNIARD 视电阻率

Fig. 3 3D integral equation inversion plane contours of forward modeling results of 32 Hz: (a) Pure electric field anomalous; (b) Total electric field; (c) Wide field apparent resistivity; (d) Pure magnetic field anomalous; (e) Total magnetic field; (f) CAGNIARD apparent resistivity

值高, 反映了电场随距离的衰减特征, 在目标体正上方的位置附近显示了低场值特征, 反映了低阻目标体的存在; 磁场总场显示出向远离场源方向逐渐衰减的特性, 由于磁场纯异常比磁场背景场小2个量级, 导致磁场总场难以分辨异常体引起的响应; CAGNIARD视电阻率和广域视电阻率都显示了低阻体的存在, 但CAGNIARD视电阻率显示为向远离场源的开放式。

两种视电阻率对异常体的响应有较大差异, 广域视电阻率表现为封闭的低阻异常, 异常位置与低阻异

常体的平面位置吻合, CAGNIARD视电阻率表现为开放式低阻异常, 且异常的位置与真实的异常体位置向远离源的方向有所偏移。这是由于两者的计算公式不同导致的, CAGNIARD视电阻率采用一对相互正交的电场、磁场分量之比(阻抗)来提取地下的视电阻率, 只有在平面波条件下是正确的。而本文算例中, 由于收发距是有限的, 因此当频率为32 Hz时, 电磁波并不是完全的平面波, 出现了由于场源引起的非平面波效应。广域视电阻率计算只是用到了电场, 从场

的统一性出发, 将“近区”、“过渡区”和“远区”有机地统一起来, 并且是采用均匀半空间的电场来迭代求解的, 有效地改善了非远区的畸变效应。

图4为4种测量装置的示意图, 图5~8所示为与4种测量装置对应的三维积分方程法数值模拟断面图, 计算频率范围为 2^n Hz, $n=3\sim 13$, 图中的视电阻率为对数电阻率。

从图5~8可以看出, 无论是那一种装置, 电场和

磁场纯异常断面图突出了异常体的存在, 电场和磁场总场的断面图也显示出低阻体引起的扰动。CAGNIARD视电阻率和广域视电阻率对低阻异常体均有响应, 广域视电阻率对低阻异常体的反映明显更优, 异常的幅度也更大。CAGNIARD视电阻率对低阻的响应相对较弱, 且由于近场的影响, 在低频段出现了电阻率急剧升高, 淹没了低阻异常。对于广域电磁法, 由于是用 E_x 定义视电阻率, 近场表现为水平渐近

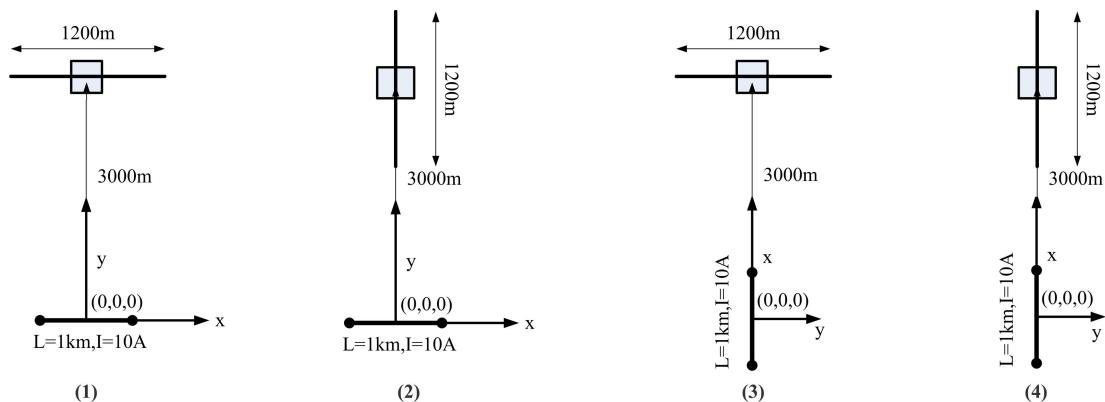


图4 测量装置示意图

Fig. 4 Plane views of survey configuration

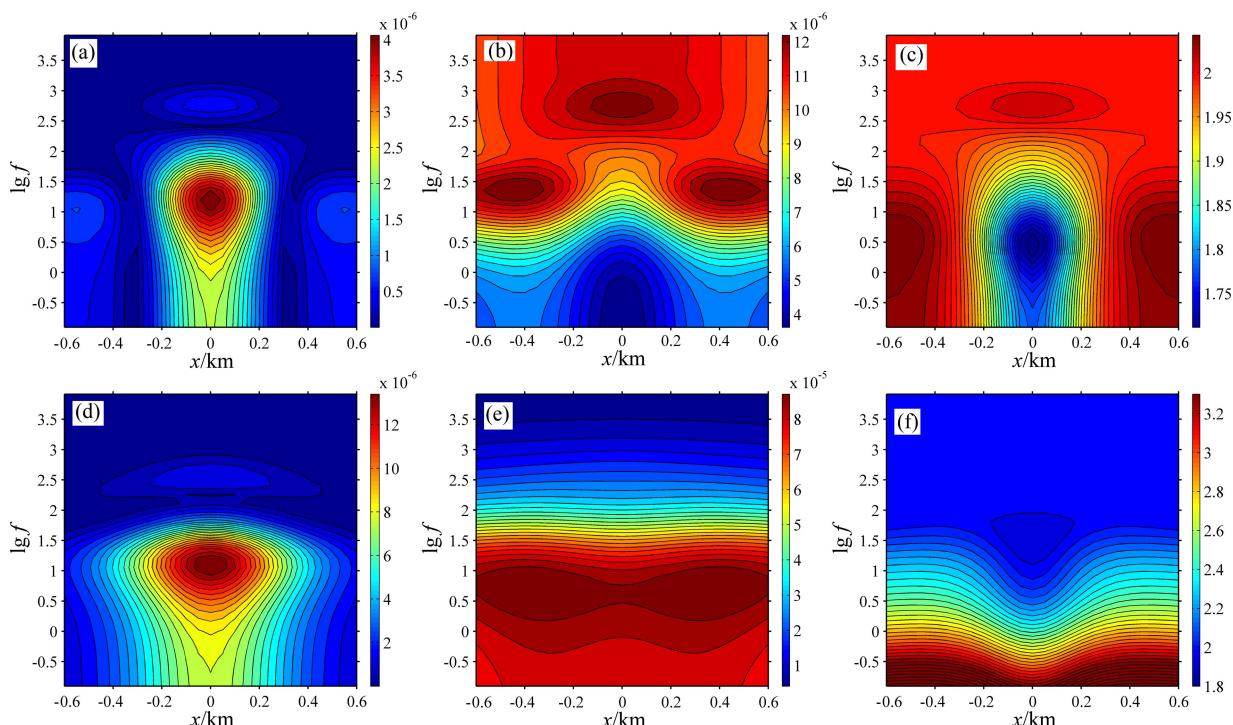


图5 单个低阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置1): (a) 电场纯异常; (b) 电场总场; (c) 广域视电阻率; (d) 磁场纯异常; (e) 磁场总场; (f) CAGNIARD视电阻率

Fig. 5 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole conductive anomalous body (survey configuration 1): (a) Pure electric field anomalous; (b) Total electric field; (c) Wide field apparent resistivity; (d) Pure magnetic field anomalous; (e) Total magnetic field; (f) CAGNIARD apparent resistivity

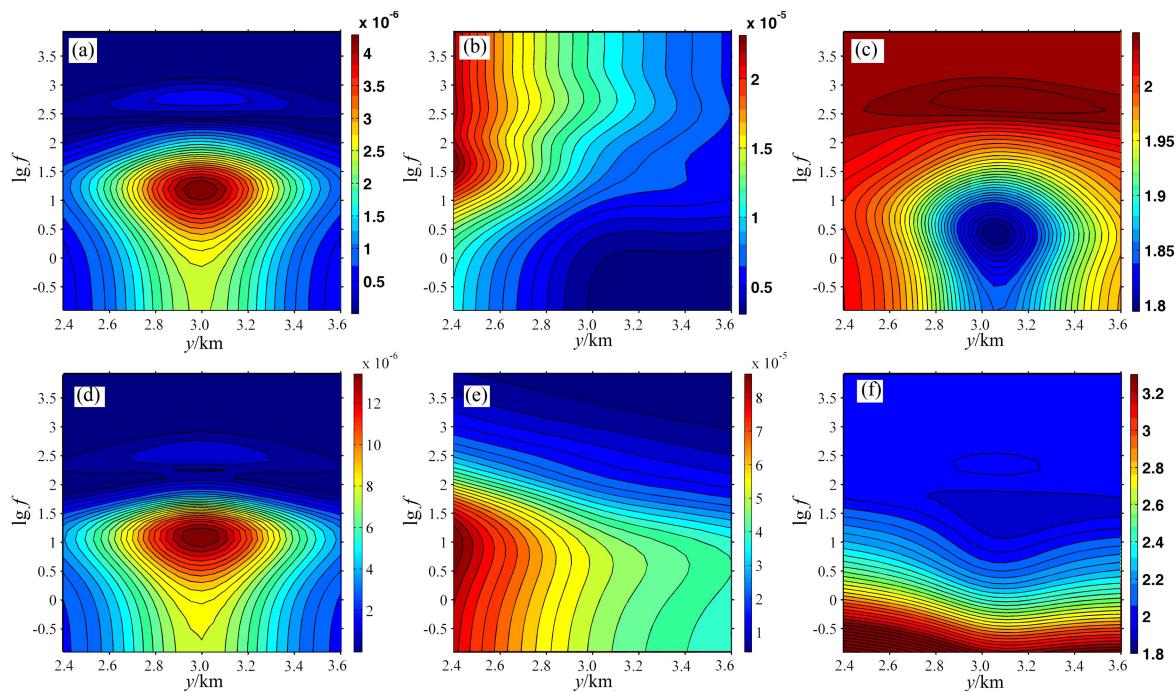


图 6 单个低阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 2)

Fig. 6 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole conductive anomalous body (survey configuration 2)

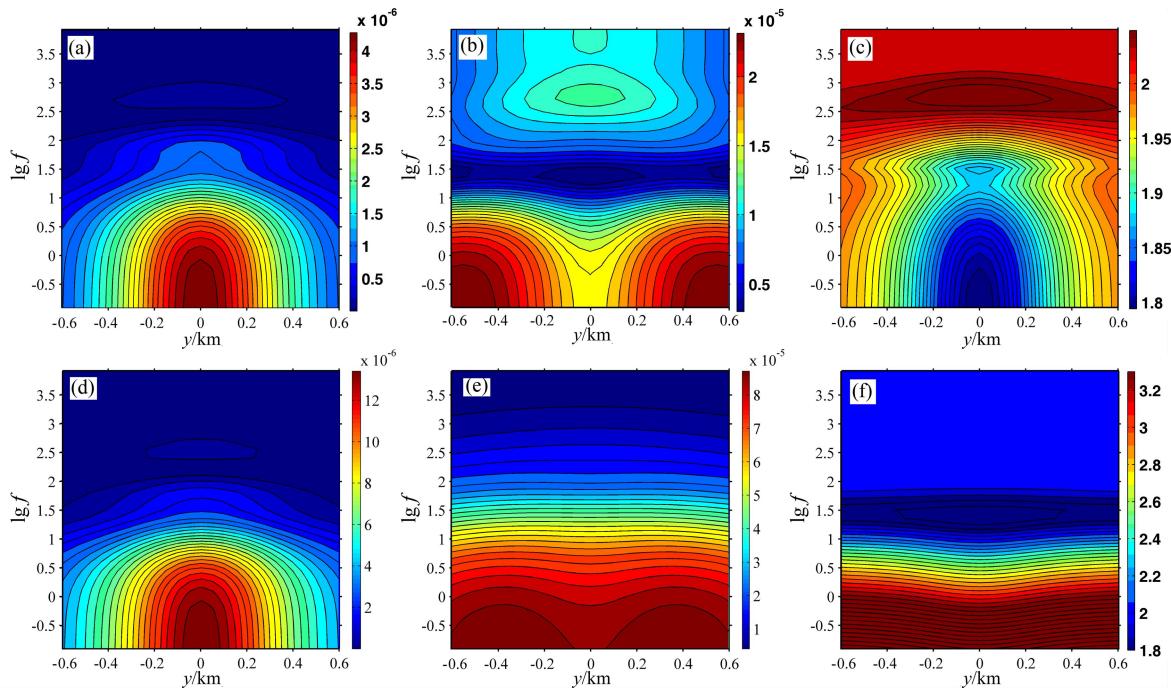


图 7 单个低阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 3)

Fig. 7 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole conductive anomalous body (survey configuration 3)

线, 低了频部分不存在电阻率急剧升高的情况, 能很好地保持异常。

电场纯异常和电场总场的数量级差异不大, 散射电场的贡献较大; 磁场纯异常比磁场总场小 2 个数量

级左右, 散射磁场对总磁场的贡献比较小, 这是磁场静态效应比较小的原因, 同时也是磁场分辨率低的原因。低阻异常体由于和背景的电导率差异, 既产生散射电场, 也产生散射磁场, 它们都对各自的总场产

生影响，在计算 CAGNIARD 视电阻率时，采用电场、磁场的比值(阻抗)部分削弱了分辨能力。计算广域视电阻率只采用电场，而不采用比值法，对低阻体的分辨能力没有被削弱，从而其对低阻体具有优于 CAGNIARD 视电阻率的分辨率。

装置 2 和装置 4 的计算结果出现了异常位置向着远离场源的方向偏移的效果，且 CAGNIARD 视电阻率的偏移显得更严重。导致出现这种情况的原因是电磁场的非平面波效应，对于 CAGNIARD 视电阻率的偏移显得更严重的原因则是在相同收发距上 H_y 的非平面波效应比 E_x 严重所导致的。广域视电阻率虽然改善了非远区的畸变效应，但不彻底，因此也出现了非

平面波效应。

对低阻异常体来说，装置 1 具有最优分辨率，其次是装置 4。

3.3 高阻异常体模型

假设在 $100 \Omega\cdot\text{m}$ 的均匀半空间中有一个 $1000 \Omega\cdot\text{m}$ 的 3D 高阻目标体，边长均为 300 m ，顶部埋深 300 m ，如图 9 所示。 AB 的长度为 1 km ，发射电流 I 为 10 A ，计算时简化为电偶极子。

从图 10~13 可见，无论是哪一种装置，广域电阻率对高阻体都有良好的响应，CAGNIARD 视电阻率几乎没有反映，说明了广域视电阻率相对 CAGNIARD

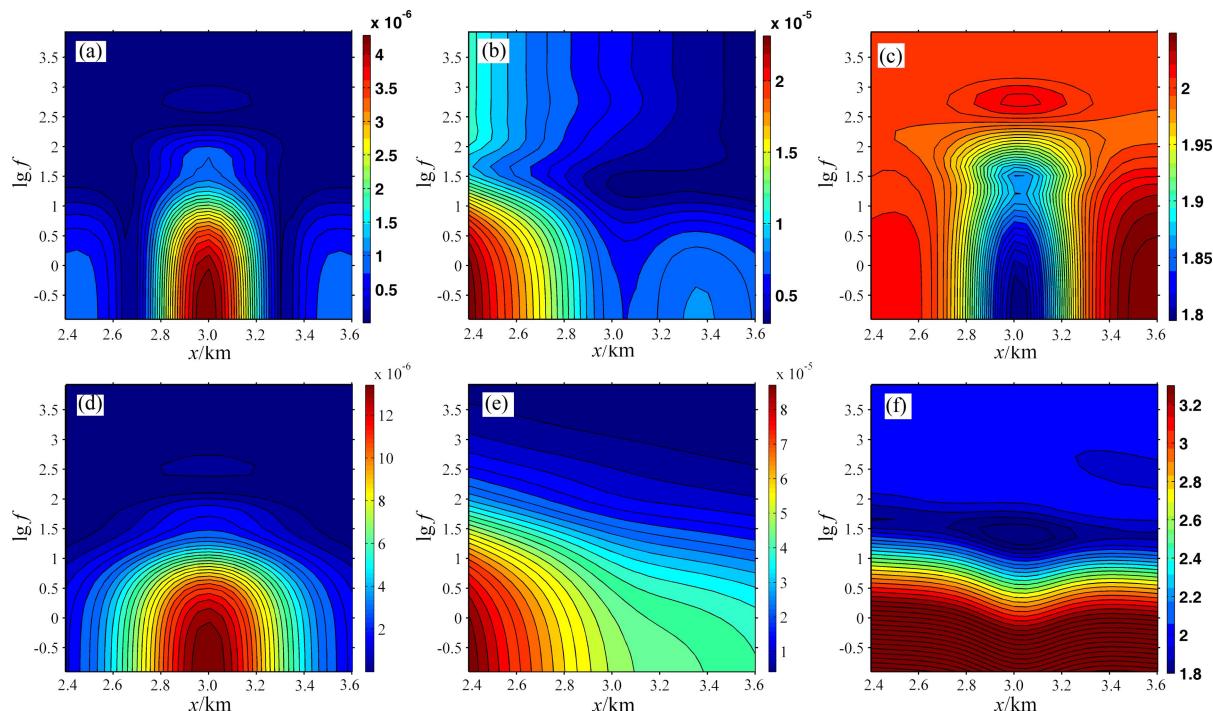


图 8 单个低阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 4)

Fig. 8 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole conductive anomalous body (survey configuration 4)

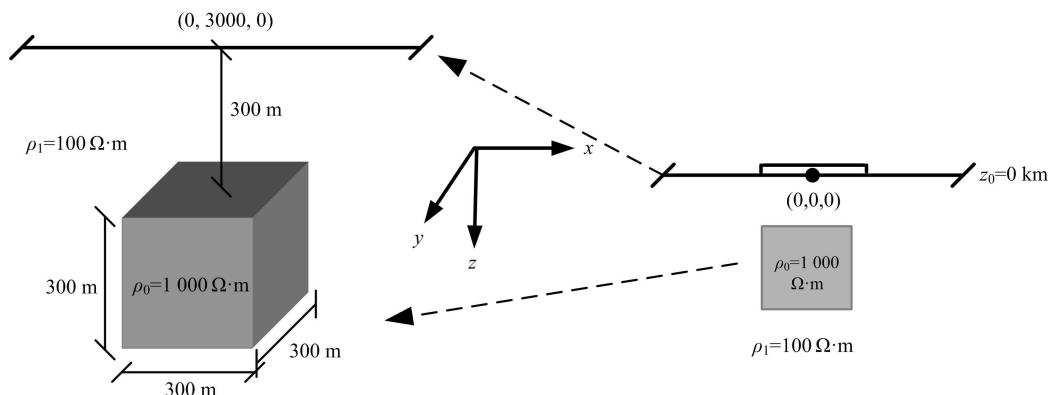


图 9 单个高阻异常体模型示意图

Fig. 9 Model sketch of sole resistance anomalous body

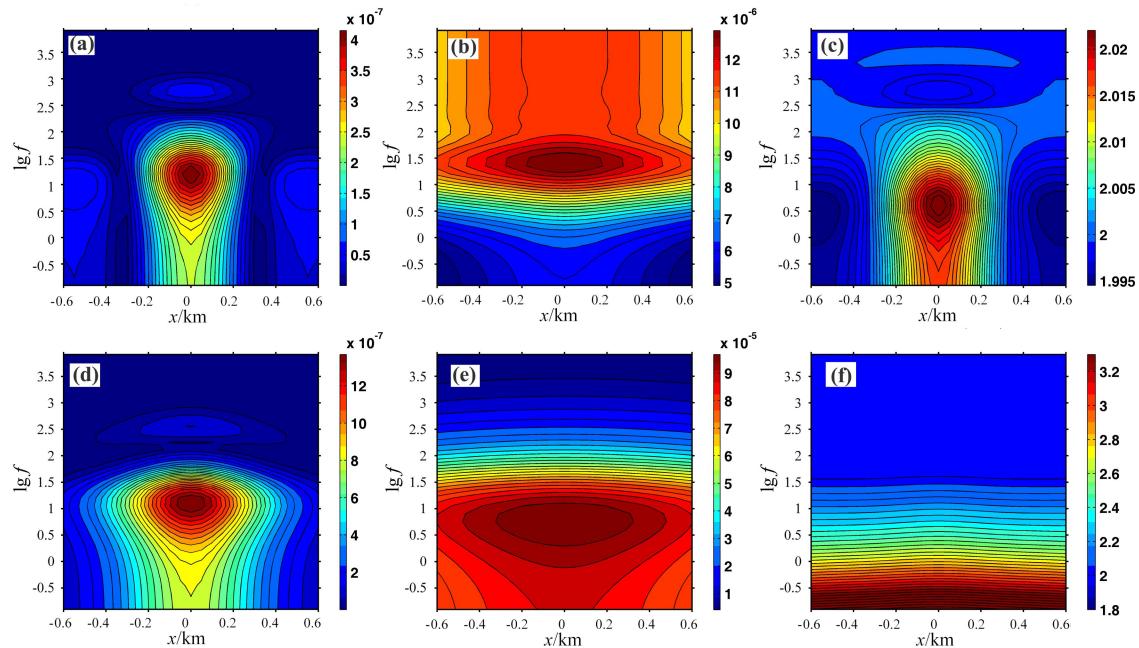


图 10 单个高阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 1)

Fig. 10 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole resistance anomalous body (survey configuration 1)

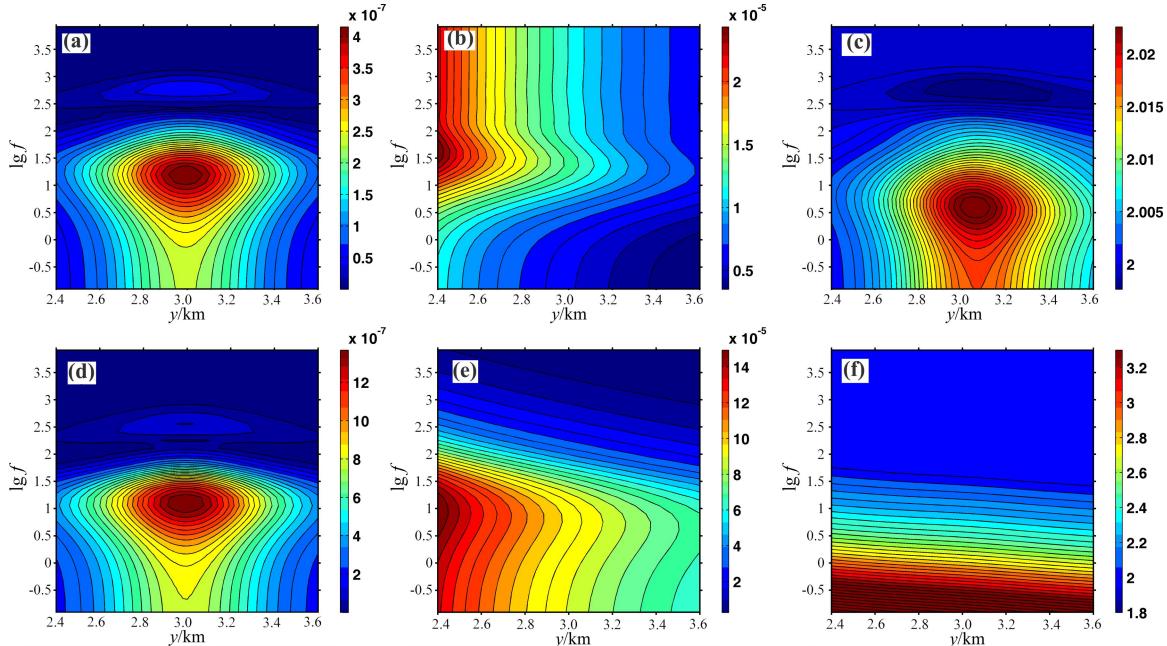


图 11 单个高阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 2)

Fig. 11 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole resistance anomalous body (survey configuration 2)

视电阻率具有更好的高阻分辨能力。

装置 2 和装置 4 的计算结果出现了异常位置向着远离场源的方向偏移的效应, 且 CAGNIARD 视电阻率的偏移显得更严重。导致出现这种情况的原因是电磁场的非平面波效应, 对于 CAGNIARD 视电阻率的偏移显得更严重的原因则是在相同收发距上 H_y 的非

平面波效应比 E_x 严重所导致的。

如果将相同装置的低阻和高阻异常的拟断面图放在一起, 可以发现, 广域视电阻率的等值线图是类似的, 不同的只是高阻和低阻的相对位置发生了变化。CAGNIARD 视电阻率低阻和高阻的拟断面图有很大的不同。这与两种视电阻率的定义方式相关, $E-E_x$ 广

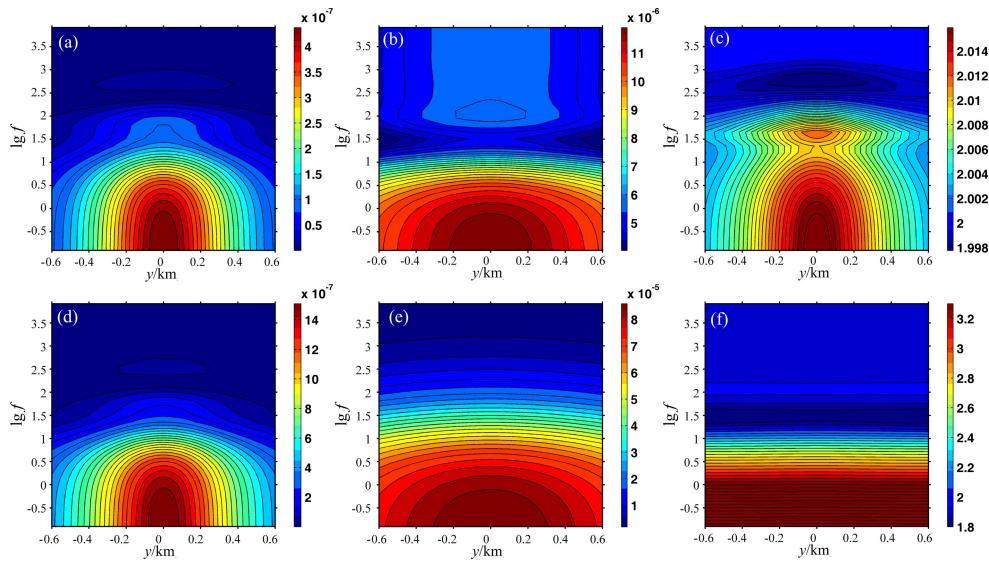


图 12 单个高阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 3)

Fig. 12 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole resistance anomalous body (survey configuration 3)

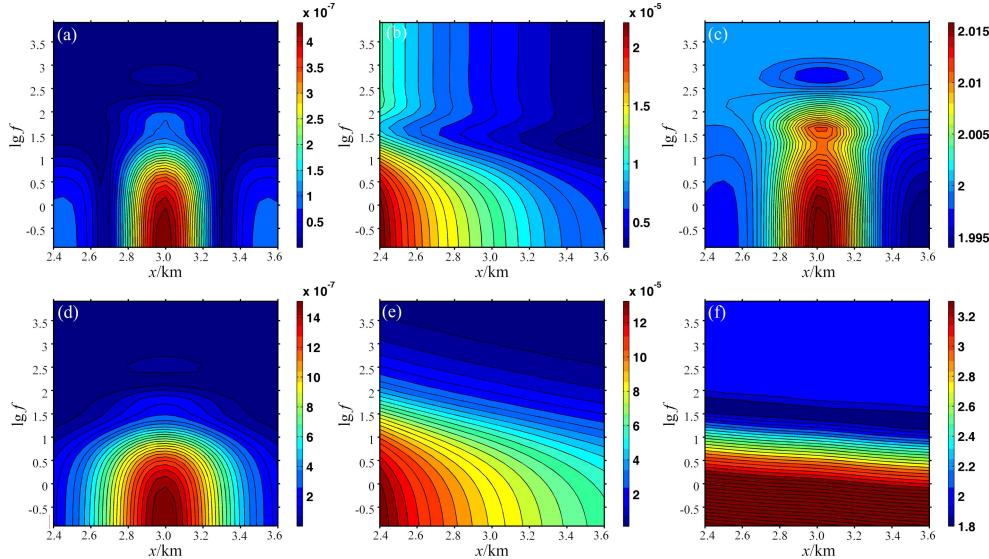


图 13 单个高阻异常体三维积分方程正演模拟断面图(测量装置 4)

Fig. 13 3D integral equation inversion pseudo-section contours of sole resistance anomalous body (survey configuration 4)

域视电阻率的定义只采用 E_x , 拟断面图变化的主要原因是来自电导率异常引起的散射场, 而无论是低阻还是高阻, 散射场的形态类似, 因此广域视电阻率也类似。CAGNIARD 视电阻率采用电场和磁场的比值计算, 而电导率异常对电场和磁场都有贡献, 只不过散射场对电场和磁场的贡献特性不同, CAGNIARD 视电阻率所采用的算法会部分的抵消散射场带来的响应, 从而导致对异常体的分辨能力降低。

对高阻异常体来说, 不同的装置具有不同的分辨能力, 装置 1 具有最优分辨率, 其次是装置 4。

4 结论

- CAGNIARD 视电阻率计算简便, 在波区内能较客观地反映地电断面的垂向变化。然而, 这种视电阻率在非波区会产生严重的畸变, 影响测深曲线的解释, 由于近区电磁场相对频率基本饱和, 因此波区视电阻率定义在近区没有意义, 导致过渡区和近区数据基本无用, 造成极大的浪费。

2) 广域电磁法考虑了电磁场的“统一性”, 将波区和近区、中间区的视电阻率定义有机地统一起来, 并随电距离的变化, 自适应地反映场的不同渐近特性, 采用电磁场的全域精确公式迭代计算提取视电阻率, 而不沿用 CAGNIARD 视电阻率计算公式, 可以在“非远区”进行测量, 明显地减小视电阻率曲线在非波区的畸变效应, 大大拓展了人工源电磁法的观测范围。

3) 低阻或高阻异常对电场和磁场同时都有贡献, 因此电场或磁场对异常体都具备分辨能力, 只不过分辨能力有差异, 电场的分辨能力相对较高。CAGNIARD 视电阻率采用电场和磁场的比值算法, 虽然可以部分消除源的影响, 给计算带来便利, 但电场和磁场的比值将会抵消部分分辨率, 从而降低其对异常的分辨能力。 $E-E_x$ 广域电磁法视电阻率定义只采用电场, 因此对高阻和低阻异常都有良好的分辨能力。

4) $E-E_x$ 广域电磁法对三维地质异常体, 无论是高阻还是低阻, 都具有良好的分辨能力, 但不同的装置具有不同的分辨能力, 装置 1 具有最优分辨率, 其次是装置 4。

5) 由于视电阻率的定义不同导致广域电磁法与 CSAMT 或 MT 分辨能力的差异, 并且这种差异随着异常体的电导率相对背景模型的减小显得更加明显。广域电磁法不但对低阻体有良好的响应, 对高阻体也有很好的反映, 在金属矿产和油气勘探中具有良好的推广前景。

致谢

感谢温佩琳教授、汤井田教授的指点, 同时感谢周文斌、刘春明、蒋奇云、佟铁钢、肖晓博士卓有成效的讨论。

REFERENCES

- [1] CAGNIARD L. Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting [J]. Geophysics, 1953, 18(3): 605–635.
- [2] TIKHONOV A. On determining electrical characteristics of the deep layers of the earth's crust [J]. Dokl Akad Nauk SSSR, 1950, 73: 295–297
- [3] GOLDSTEIN M A, STRANGWAY D W. Audio-frequency magnetotellurics with a grounded electric dipole source [J]. Geophysics, 1975, 40(4): 669–683.
- [4] 底青云, 王若. 可控源音频大地电磁数据正反演及方法应用[M]. 北京: 科学出版社, 2008.
- [5] DI Qing-yun, WANG Ruo. CSAMT forward modeling and inversion and its application [M]. Beijing: Science Press, 2008.
- [6] 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.
- [7] 李金都, 王学潮. 南水北调西线工程区活动断层 CSAMT 技术探测研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2004, 23(17): 2932–2936.
- [8] LI Jin-du, WANG Xue-cao. Application of CSAMT to prospecting active fault [J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2004, 23(17): 2932–2936.
- [9] 石昆法. 可控源音频大地电磁法理论与应用[M]. 北京: 科学出版社, 1999.
- [10] SHI Kun-fa. Theory and application of CSAMT method [M]. Beijing: Science Press, 1999.
- [11] 何继善. 可控源音频大地电磁法[M]. 长沙: 中南工业大学出版社, 1990.
- [12] HE Ji-shan. Control source audio-frequency magnetotellurics [M]. Changsha: Central South University of Technology Press, 1990.
- [13] HE Ji-shan. Wide field electromagnetic sounding methods and pseudo-random signal coding electrical method [M]. Beijing: Higher Education Press, 2010.
- [14] HE Ji-shan. Wide field electromagnetic sounding methods [J]. Journal of Central South University: Science and Technology, 2010, 41(3): 1065–1072.
- [15] CAO Chang-qi. The apparent resistivity of horizontal layered earth [J]. Chinese J Geophys, 1978, 21(3): 248–261.
- [16] SPIES B R, EGGLERS D E. The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods [J]. Geophysics, 1986, 51(7): 1462–1471.
- [17] WILT M, STARK M. A simple method for calculating apparent resistivity from electromagnetic sounding data [J]. Geophysics, 1982, 47: 1100–1105.
- [18] HASEGAWA K. On the step response and the apparent conductivity for a stratified earth by a horizontal electric dipole [J]. Geophysical Exploration, 1985, 38(3): 21–31.
- [19] 殷长春, 朴化荣. 电磁测深法视电阻率定义问题的研究[J]. 物探与化探, 1991, 15(4): 290–299.
- [20] YIN Chang-chun, PIAO Hua-rong. The definition of

- apparent resistivity in electromagnetic sounding methods [J]. Geophysical & Geochemical Exploration, 1991, 15(4): 290–299.
- [17] 黄皓平, 朴化荣. 水平多层大地上垂直磁偶极频率测深的全波视电阻率[J]. 地球物理学报, 1992, 35(3): 389–395.
- HUANG Hao-ping, PIAO Hua-rong. Full-wave apparent resistivity from vertical magnetic dipole frequency soundings on a layered earth [J]. Chinese J Geophys, 1992, 35(3): 389–395.
- [18] 方文藻, 李 猶, 李予国, 冯 兵. 频率域电磁法中视电阻率全区定义[J]. 长安大学学报: 地球科学版, 1992, 14(4): 81–86.
- FANG Wen-zhao, LI Xiu, LI Yu-guo, FENG Bing. The whole-zone definition of apparent resistivity used in the frequency domain electromagnetic methods [J]. Journal of Chang'an University: Earth Science Edition, 1992, 14(4): 81–86.
- [19] 毛先进, 鲍光淑. 水平电偶源频率域电磁测深全区视电阻率的直接算法[J]. 中南工业大学学报: 自然科学版, 1996, 27 (3): 253–256.
- MAO Xian-jin, BAO Guang-shu. A direct algorithm for full-wave apparent resistivity from horizontal electric dipole frequency soundings [J]. Journal of Central South University of Technology: Natural Science, 1996, 27(3): 253–256.
- [20] 佟铁钢, 刘春明, 何继善. CSAMT 全区电阻率法数值模拟及应用探讨[J]. 地球物理学进展, 2009, 24(5): 1855–1860.
- TONG Tie-gang, LIU Chun-ming, HE Ji-shan. Numerical simulation and application discussion of the CSAMT full-zone resistivity method [J]. Progress in Geophysics, 2009, 24(5): 1855–1860.
- [21] 汤井田, 何继善. 水平电偶极频率测深中区全视电阻率定义新方法[J]. 地球物理学报, 1994, 3(4): 543–552.
- TANG Jing-tian, HE Ji-shan. A new method to define the full-zone resistivity in horizontal electric dipole frequency soundings on a layered earth [J]. Chinese J Geophys, 1994, 3(4): 543–552.
- [22] 蒋奇云. 广域电磁测深仪关键技术研究[D]. 长沙: 中南大学地球科学与信息物理学院, 2010.
- JIANG Qi-yun. Study on the key technology of wide field electromagnetic sounding instrument [D]. Changsha: School of Geosciences and Info-physics, Central South University, 2010.
- [23] 裴婧, 蒋奇云. 基于 AD7762 的广域电磁接收机采集器设计[J]. 地球物理学进展, 2010, 25(3): 1110–1114.
- PEI Jing, JIANG Qi-yun. Wide-field electromagnetic receiver acquisition design based on AD7762 [J]. Progress in Geophysics, 2010, 25(3): 1110–1114.
- [24] 佟铁刚. E-Hz 广域电磁方法研究[D]. 长沙: 中南大学地球科学与信息物理学院, 2010.
- TONG Tie-gang. Study on E-Hz wide field electromagnetic sounding method [D]. Changsha: School of Geosciences and Info-physics, Central South University, 2010.
- [25] 余云春. 广域电磁法一维正反演[D]. 长沙: 中南大学地球科学与信息物理学院, 2010.
- YU Yun-chun. One-dimension forward and inverse of wide field electromagnetic sounding method [D]. Changsha: School of Geosciences and Info-physics, Central South University, 2010.
- [26] ZHDANOV M S, LEE S K, YOSHIOKA. Integral equation method for 3D modeling of electromagnetic fields in complex structures with inhomogeneous background conductivity [J]. Geophysics, 2006, 71(6): 333–340.
- [27] ZHDANOV M S. Integral transforms in geophysics [M]. Berlin and New York: Springer-Verlag, 1988.
- [28] LEE K H. A new approach to modeling and interpreting electromagnetic sounding data [C]// Mexican Geophysical Union Conference. United States: Springer, 1987.
- [29] ZHDANOV M S, DMITRIEV V I, FANG S, HURSÁN G. Quasi-analytical approximations and series in electromagnetic modeling [J]. Geophysics, 2000, 65: 1746–1757.
- [30] ZHDANOV M S, FANG S. Quasi-linear series in three-dimensional electromagnetic modeling [J]. Radio Science, 1997, 32(6): 2167–2188.
- [31] CARAZZONE J J, BURTZ O M, GREEN K E, PAVLOV D A, XIA C. Three dimensional imaging of marine CSEM data [C]// 75 Ann Intenat Mtg, Soc Expl Geophys, SEG Expanded Abstracts. 2005: 575.
- [32] HOHMANN G. Three-dimensional induced polarization and electromagnetic modeling [J]. Geophysics, 1975, 40(2): 309–324.
- [33] 陈桂波. 各向异性地层中电磁场三维数值模拟的积分方程算法及其应用[D]. 长春: 吉林大学物理学院, 2009.
- CHEN Gui-bo. Integral equation method for 3-D electromagnetic modeling in layered anisotropic earth and its applications [D]. Changchun: School of Physics, Jilin University, 2009.
- [34] 陈桂波, 汪宏年, 姚敬金, 韩子夜. 各向异性海底地层海洋可控源电磁响应三维积分方程法数值模拟[J]. 物理学报, 2009, 58(6): 3848–3857.
- CHEN Gui-bo, WANG Hong-nian, YAO Jing-jin, HANG Zi-ye. Three-dimensional numerical modeling of marine controlled-source electromagnetic response in a layered anisotropic seabed using integral equation method [J]. Acta physica Sinica, 2009, 58(6): 3848–3857.
- [35] 王 若, 王妙月, 卢元林. 三维三分量 CSAMT 法有限元正演模拟研究初探[J]. 地球物理学进展, 2007, 22(2): 579–585.
- WANG Ruo, WANG Miao-yue, LU Yuan-lin. Preliminary study on 3D 3C CSAMT method modeling using finite element method [J]. Progress in Geophysics, 2007, 22(2): 579–585.
- [36] 王 若, 底青云, 王妙月, 王光杰. 用积分方程法研究源与勘探区之间的三维体 CSAMT 观测曲线的影响[J]. 地球物理学报, 2009(6): 1573–1582.
- WANG Ruo, DI Qing-yun, WANG Miao-yue, WANG Guang-jie. Research on the effect of 3D body between transmitter and receivers on CSAMT response using Integral Equation method [J]. Chinese J Geophys, 2009(6): 1573–1582.

(编辑 彭超群)