

doi: 10.11720/wtyht.2015.1.21

王刚,杨生,雷达,等.CSAMT 场源效应的三维模拟与试验[J].物探与化探,2015,39(1):132-135.http://doi.org/10.11720/wtyht.2015.1.21

Wang G, Yang S, Lei D, et al. Three-dimensional simulation and test of source effects in CSAMT method[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2015, 39(1): 132-135. http://doi.org/10.11720/wtyht.2015.1.21

CSAMT 场源效应的三维模拟与试验

王刚¹, 杨生², 雷达¹, 朱威¹, 姚大为¹

(1. 中国地质科学院 地球物理地球化学勘查研究所, 河北 廊坊 065000; 2. 有色金属矿产地质调查中心 北京中色物探有限公司, 北京 100045)

摘 要: 场源效应严重影响了可控源音频大地电磁法(CSAMT)的应用效果, 为了分析场源效应的影响, 利用三维积分方程数值模拟计算方法, 模拟场源下方存在三维异常体模型, 然后做了相关的野外试验。模拟和野外试验证明场源下方基岩深浅不同, 受影响的是低频段, 高频段几乎不受影响; 低阻体产生的场源复印效应更强, 也就是说观测数据受低阻体影响更大。

关键词: CSAMT; 场源效应; 积分方程法; 三维数值模拟; 低阻体

中图分类号: P631 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2015)01-0132-04

可控源音频大地电磁法(CSAMT)利用人工可控发射源产生的地电磁场作为场源, 采用大地电磁法(MT)和音频大地电磁法(AMT)的观测装置, 观测人工电场源产生的音频范围段的电磁场。标量 CSAMT 是利用观测到的电场水平分量 E_x 和与之正交的磁场分量 H_y 计算视电阻率, 进而推断出地下地质情况。因为该方法具有信号强、抗干扰能力突出、信噪比高等特点, 所以从 20 世纪 70 年代起就成为十分重要的物探方法, 在勘探石油、煤炭、地热资源、天然气和金属矿产等方面取得了很好的效果^[1-5]。但是, 当场源下方或者场源和接收点之间存在电性异常体时, 会引起视电阻率曲线的严重失真, 即场源效应^[6], 场源效应使 CSAMT 的数据处理和资料解释更加复杂, 严重影响了该方法的应用效果^[7-17]。为了更好地处理和解释复杂地区的 CSAMT 测深资料, 必须弄清场源效应对 CSAMT 资料的影响特征。

文中首先介绍了积分方程法的基本原理, 然后利用三维积分方程正演软件 Emigma 计算几组模型, 对场源下方存在电性异常体的影响进行了研究, 通过野外试验验证了这些研究结果。

1 积分方程法的基本原理

在均匀半空间中存在异常体, 均匀半空间电导

率为 σ_b , 三维异常体电导率为 σ_s , 假设空间中任意位置的磁导率等于真空中的磁导率 μ_0 , 不考虑位移电流, 那么任意点的电磁总场 $E(H)$ 可表示为入射场 $E_b(H_b)$ 与散射场 $E_s(H_s)$ 之和

$$E = E_b + E_s, H = H_b + H_s; \quad (1)$$

其中, 入射场是由入射源在均匀半空间中激发而产生的, 散射场是由异常体(Ω)与均匀半空间的电导率差异引起的。散射场可以用并矢格林函数表示为

$$E_s(r) = \iiint_{\Omega} [\sigma_s(r') - \sigma_b] \tilde{G}^E(r, r') \cdot E(r') dv, \quad (2)$$

$$H_s(r) = \iiint_{\Omega} [\sigma_s(r') - \sigma_b] \tilde{G}^H(r, r') \cdot E(r') dv, \quad (3)$$

$\tilde{G}^E(r, r')$ 、 $\tilde{G}^H(r, r')$ 分别为考虑地面和空气接触面影响的位于 r' 处的电流源在 r 处的电、磁场并矢格林函数。将式(2)、式(3)代入式(1), 可得

$$E(r) = E_b(r) + \iiint_{\Omega} [\sigma_s(r') - \sigma_b] \tilde{G}^E(r, r') \cdot E(r') dv, \quad (4)$$

$$H(r) = H_b(r) + \iiint_{\Omega} [\sigma_s(r') - \sigma_b] \tilde{G}^H(r, r') \cdot E(r') dv. \quad (5)$$

若 $r \in \Omega$, 式(4)、式(5)为奇异的非齐次第二类 Fredholm 型积分方程。

把异常体分成 N 个小立方体单元 $\Omega_n (n=1, \cdots, N)$, 并假设在每个单元内部电场和电导率是常数且都等于其中心点处的值, 则式(4)可表示为各剖分单元内电场的有限求和近似

$$E(r) = E_b(r) + \sum_{n=1}^N (\sigma_{sn} - \sigma_b) \Gamma^E \cdot E(r_n), \quad (6)$$
$$\Gamma^E = \iiint_{\Omega_n} \tilde{G}^E(r, r') dv,$$

其中, σ_{sn} 是单元 n 中的电导率。单元 m 中心电场可表示为

$$E(r_m) = E_b(r_m) + \sum_{n=1}^N (\sigma_{sn} - \sigma_b) \Gamma_{mn}^E \cdot E(r_n), \quad (7)$$

$$\Gamma_{mn}^E = \iiint_{\Omega_n} \tilde{G}^E(r_m, r') dv, \quad n = 1, 2, \cdots, N.$$

为方便计算, 整理上式得

$$\sum_{n=1}^N [(\sigma_{sn} - \sigma_b) \Gamma_{mn}^E - \delta_{mn}] \cdot E(r_n) = -E_b(r_m), \quad (8)$$

当 $m=n$ 时, $\delta_{mn} = I$; $m \neq n$ 时, $\delta_{mn} = 0$; I 和 0 分别是 3×3 的单位张量和零张量。把式(8)写为矩阵方程为:

$$[M] \cdot [E] = -[E_b]. \quad (9)$$

上式中, M 为由剖分小立方体的电并矢格林函数积分和电导率差异组成的系数矩阵, E 为各剖分小立方体中心的总电场, E_b 为各剖分小立方体中心的入射电场。

求解方程(9)可以得到异常体各离散单元上的电场, 那么利用式(6)、式(5)可得到空间内任意一点的电场值和磁场值。求得电场和磁场后, 视电阻率 ρ_s 和阻抗相位 φ 的计算公式为

$$\rho_s = \frac{1}{\omega \mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2, \quad \varphi = \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}. \quad (10)$$

2 模型正演计算及分析

2.1 场源下方的基岩埋深不同

图 1a 是不同基岩埋深模型示意。该模型为两层, 电阻率分别为 $50、10\,000 \Omega \cdot m$, 第一层与第二层是斜交的。设计了两组场源, 场源 A、B 下方第一层厚度分别是 $50、1\,000 m$ 。采用标量测量, 观测点固定, 场源长为 $1\,000 m$, 发射电流 $20 A$, 测量电极距为 $50 m$, 发射和采集频率共 14 个频点, 为 $1 \sim 8\,192 Hz$, 收发距为 $5\,000 m$ 。

从视电阻率曲线对比(图 1b)可以看出, 蓝色曲

线(基岩深)在 $64 Hz$ 进入过渡区, 而红色曲线(基岩浅)在 $256 Hz$ 进入过渡区, 蓝色曲线远区的频点多。两条曲线在远区(高频段)重合, 反映了测点处下方的真实电阻率, 说明远区不受其影响; 在过渡区和近区则与之相反, 两条曲线产生了畸变。这说明, 场源下方基岩有不同的埋深, 会影响到视电阻率, 但远区几乎不受影响, 而过渡区和近区受影响大。

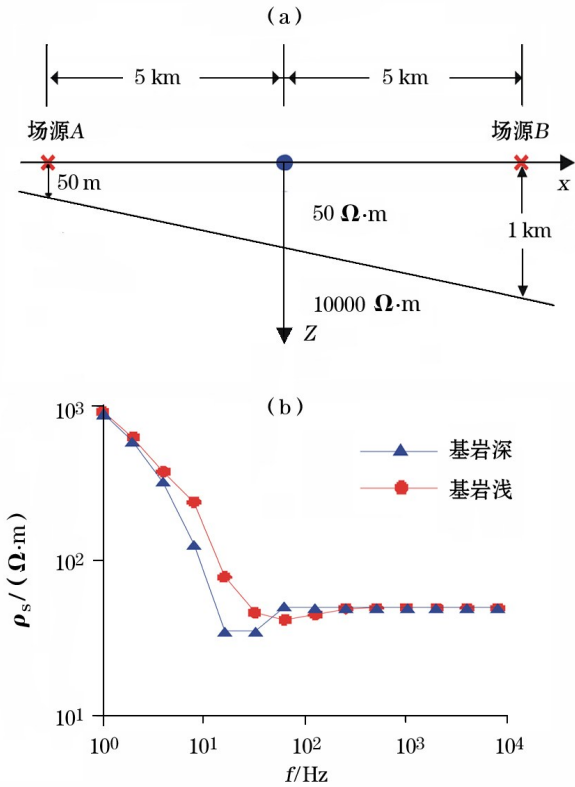


图 1 场源下方不同基岩深度的模型 (a) 及其 ρ_s 曲线 (b)

2.2 场源下方存在岩性接触带

为研究岩性接触带位于场源下方时观测结果所受的影响, 设计了如图 2a 所示的模型。在 $\rho=100 \Omega \cdot m$ 的均匀半空间中, 有一个由高阻体 A 和低阻体 B 组成的岩性接触带, 顶部埋深均为 $300 m$ 。设计了 3 个场源, 场源 1 位于高阻体 A 上方, 场源 2 位于低阻体 B 上方, 场源 3 横跨 A、B。采用标量测量方式, 3 个场源分别供电, 观测点固定, 测量电极距为 $50 m$, 场源长均为 $600 m$, 发射电流 $20 A$, 采集频率为 $0.01 \sim 1\,040 Hz$, 场源到观测点距离为 $6 km$ 。

3 组场源所激发的模型响应 ρ_s 曲线见图 2b。可以看出, 3 条曲线在远区重合到一起, 在近区和过渡区就分离了。场源 2 的 ρ_s 曲线(蓝色曲线)偏离更远, 说明低阻体产生了更强的场源复印效应; 远区范围也扩展了, 但是在扩展的频段 ρ_s 明显低于地下真电阻率($100 \Omega \cdot m$)。所以, 如果场源布置在低阻体上方, 会引起低阻的虚假异常。

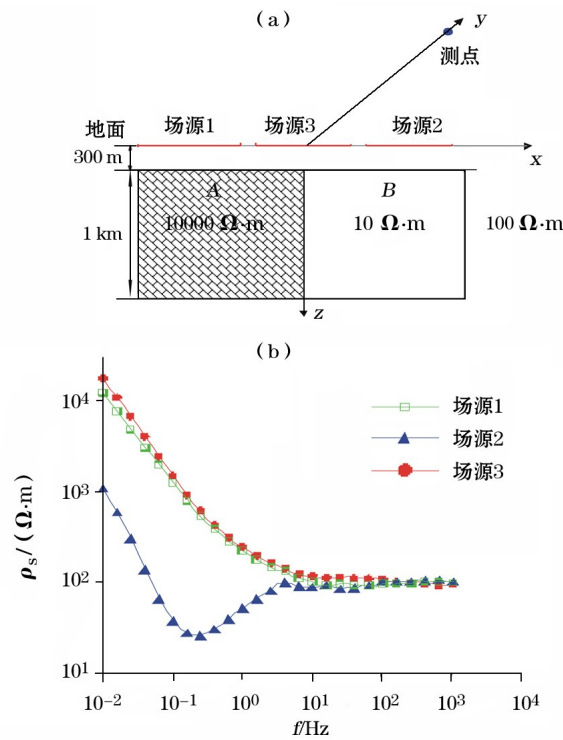


图 2 场源下存在岩性接触带的模型 (a) 及其 ρ_s 曲线 (b)

3 野外对比试验

3.1 场源下方基岩埋深不同

在内蒙古某地进行了基岩埋深不同的野外对比试验。试验区位于牦牛海凹陷与瓦力营子隆起过渡带,区内基底为高阻火山岩,埋深大致呈南浅北深的斜坡地带。观测点南北两侧各布置一个场源,标量测量,场源长 1 km,观测点到场源的距离为 6 km,测量电极距为 50 m,采集频率为 0.187 5 ~ 7 680 Hz。工作布置如图 1a 所示,场源 A 相当于南边场源,场源 B 即为北边场源。图 3 为该试验区两个场源激发所得的 ρ_s 曲线。

两条 ρ_s 曲线在远区重合,在近区和过渡区分开。场源 A 的 ρ_s 曲线的过渡带低谷移到较高的频

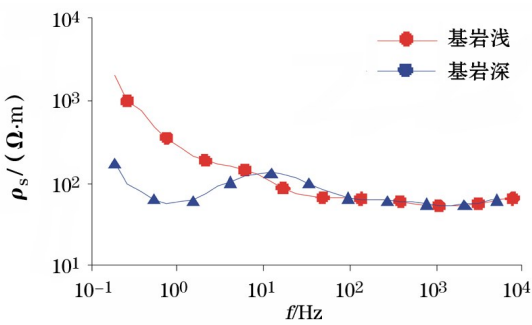


图 3 场源下方基岩深度不同的试验结果

率带上,造成一种似乎地下总的电阻率升高的错觉,过渡带向高频移动了;场源 B (基岩深处) 的情况则相反。出现这种情况,是由于高阻基岩深时场源下总体电阻率低,造成透入地下的电磁波 (地层波) 衰减较快,使得观测点受地层波干扰减小,近区和过渡区的视电阻率就降低了;当高阻基岩浅,场源下总体电阻率高,会出现相反的特征。

3.2 场源下方存在岩性接触带的对比试验

在锡林郭勒盟伊利勒特测区 L1 线做了一条 CSAMT 剖面。在 L1 线二维反演电阻率断面 (图 4) 中清晰显示,2125 点两侧的电性层存在很大差异。该点位置处存在岩性接触带,由此,以该测线为发射源开展了 3 组场源同一测点观测试验。场源长 1 km,收发距为 8 km,32 个采集频率点从 0.187 5 Hz 到 7 680 Hz,测量电极距为 50 m,观测装置示意图 2a 所示,场源 1 在高阻一侧,场源 2 在低阻一侧,场源 3 跨岩性接触带。试验结果见图 5。

出现图 5 所示的情况,分析可能是由于在低阻供电 (场源 2) 时地下总体电阻率较低,视电阻率曲线在较低频点进入近区和过渡区;而在高阻供电 (场源 1) 的视电阻率曲线的过渡区移向更高频;跨断裂供电 (场源 3),由于一个供电电极在高阻,一个在低阻,于是进入过渡区的频点应该介于场源 1 和场源 2 之间。

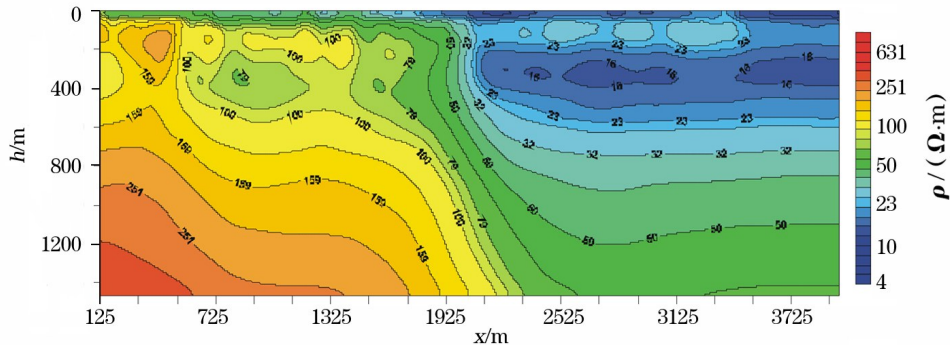


图 4 L1 线二维反演电阻率断面

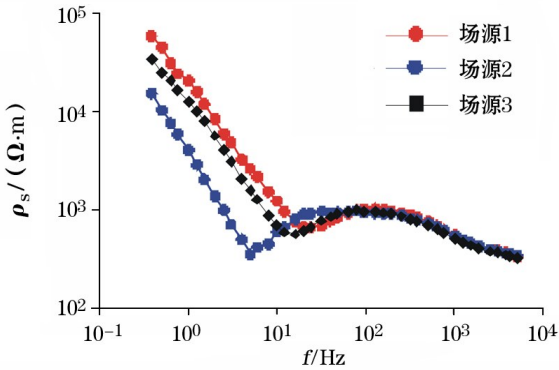


图 5 场源下方存在岩性接触带的试验结果

野外试验与模型正演得出的规律一致,证实了处理解释资料时,若场源布置在地质情况不明的地方,场源复印效应会被引入,推断出错误的结果。

4 结论

通过模型计算和野外实测数据的对比可以看出:场源下方的异常体只影响近区和过渡区,对远区几乎没有影响;场源下方的低阻异常体对观测结果的影响更加强烈。

总之,场源效应对视电阻率曲线影响很大,在数据处理、资料解释中应加以重视。引起场源效应的因素很多,比如场源下面、场源和接收点之间存在异常体等,而且当异常体的埋深、尺寸大小、电阻率大小等因素不同时,对观测曲线的影响程度也不同。

参考文献:

[1] 米萨克 N 纳比吉安.电磁法(第一卷)理论[M].赵经祥译.北京:地质出版社,1992.
[2] 李金铭.地电场与电法勘探[M].北京:地质出版社,2005.

[3] 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.
[4] 田宪漠,罗延钟,朴化荣,等.应用地球物理教程:电法、放射性、地热[M].北京:地质出版社,1990.
[5] 朱金华,冒我冬,白锦琳,等.CSAMT 法在断层含水性评价中的应用[J].物探与化探,2011,35(4):569-572.
[6] 何继善.可控源音频大地电磁法[M].湖南:中南工业大学出版社,1990.
[7] Kuanetzov A N. Distorting effects during eletromagnetic sounding of horizontally non-uniform media using an artificial field source. Izvestiya[J]. Earth Physics, 1982, 18: 130-137.
[8] Boschetto N B, Homann G W. Controlled-source audiofrequency magnetotelluric responses of three-dimensional bodies[J]. Geophysics, 1991, 56(2): 255-264.
[9] 高文.大地电磁感应的场源效应[J].地球物理学报, 1991, 34(4): 210-215.
[10] Richard Kellett, John Bishops, Emmett V R. The effects of source polarization in CSAMT data over two massive sulfide deposits in Australia[J]. Geophysics, 1993, 59(12): 255-264.
[11] 杨生,施婉华,王庆乙. CSAMT 的非远场改正和二维解释问题[J].地质与勘探,1993,29(9):42-48.
[12] 林长佑,罗东山,武玉霞,等.电偶源频率电磁测深二维阻抗视电阻率计算的源效应校正法[J].西北地震学报,1996,18(2): 43-50.
[13] 阎述,陈明生. CSAMT 测深中的阴影和场源复印效应问题[J].石油地球物理勘探,2004,39(增刊):8-10.
[14] 陈明生,阎述. CSAMT 勘探中场区、记录规则、阴影及场源复印效应的解释研究[J].地球物理学报,2005,48(4):951-958.
[15] 程铭宇.三维电性非均匀体上 CSAMT 畸变效应研究[D].北京:中国地质大学,2006.
[16] 王若,底青云,王妙月.用积分方程法研究源与勘探区之间的三维体对 CSAMT 观测曲线的影响[J].地球物理学报,2009,6: 1573-1582.
[17] 许广春. CSAMT 法在实际应用中的若干问题[J].物探与化探, 2011,35(6):809-812.

Three-dimensional simulation and test of source effects in CSAMT method

WANG Gang¹, YANG Sheng², LEI Da¹, ZHU Wei¹, YAO Da-Wei¹

(1. Institute of Geophysical and Geochemical Exploration, Chinese Academy of Geological Sciences, Langfang 065000, China; 2. Beijing Zhongse Geophysical Exploration, Co., Ltd., China Nonferrous Metals Resource Geological Survey, Beijing 100045, China)

Abstract: Source effects have serious impact on the application effect of CSAMT. In order to analyze the effect of the source effects, the authors used three-dimensional integral equation numerical simulation method to simulate 3D anomalous body below the source, and then made a field test. Simulations and field tests have proved that, due to the different depths of the bedrocks, only the low band is affected, whereas the high band is almost unaffected, and that the low resistivity body can generate stronger source overprint effects, so the observational data are more remarkably impacted by the low resistivity body.

Key words: CSAMT; source effects; integral equation method; three-dimensional simulation; low resistivity body

作者简介: 王刚(1981-),男,汉族,工程师,主要从事电磁法勘探方面的工作。