

doi:10. 20008/j. kckc. 202209009

# 广域电磁法近区高分辨率的研究

王庆乙<sup>1,2</sup>

(1. 北京矿产地质研究院, 北京 100012; 2. 中色杰泰地球物理科技(北京)有限公司, 北京 100012)

**摘要** 广域电磁法与其他人工场源电磁法相比较,其显著特点是近区分辨率反常的低于远区分辨率。本文对此进行了研究,是由于其感应测深的幅值受几何测深幅值控制所致。本文进一步对广域电磁法近区高分辨率的探讨,研究了近区电场虚分量多项式的作用,发现电场虚分量第三项具有高分辨率因子的存在。据此,推导出广域电磁法近区高分辨率的解析表达式。本文的结果,可使广域电磁法无需广域探测,只需在近区探测,不仅施工方便、合理和信噪比高,而且能比远区和过渡区获得更大的探测深度,更精细的分层能力,以此更灵敏发现良导金属矿体。

**关键词** 广域电磁法;近区;高分辨率

中图分类号:P31

文献标志码:A

文章编号:1674-7801(2022)09-1318-04

## 1 广域电磁法近区分辨率反常的研究

### 1.1 近区分辨率的反常偏低

在人工场源(电性深,磁性深)电磁法中,都是近区分辨率高于远区分辨率,唯独广域电磁法(频域电磁法,观测水平电场)其近区分辨率反常的低于远区分辨率(何继善,1990;朴化荣,1990;牛之琰,2007),见表1。可见远区电场对大地电阻率正比于 $\rho$ ,而近区只有 $\rho^{\frac{1}{2}}$ 。

衡量所有测深方法分辨率高低的标准,是等值原理作用范围的宽度评价的(Kaufman and Keller, 1987)。分辨率高表明勘查能力强,找矿效果好。对于广域电磁法来说,虽适合全区勘查,但是勘查能力与找矿效果来说应限于远区,它优于近区和过渡区(何继善,2010)。

### 1.2 分辨率反常的原因

广域电磁法近区分辨率低于远区分辨率的原

因与它的测深装置密切相关。广域电磁法采用频率电性源观测水平电场的测深装置。适合全区的水平电场 $E_x$ 表达式:

表1 在人工场源电磁法远区近区分辨率关系表

人工场源	观测场分量、 时间导数	与电阻率关系		与纵向电导 $s$ 关系	
		远区	近区	远区	近区
时域电性源 (建场法)	$\dot{B}_y$	$\rho^{1/2}$	$\rho^{-1}$	$S^{-1}$	$S^2$
	$\dot{B}_x$	$\rho^{1/2}$	$\rho^{-2}$	$S^{-1}$	$S^4$
	$\dot{B}_z$	$\rho^1$	$\rho^{-3/2}$	$S^{-2}$	$S^3$
时域磁性源 (TEM)	$\dot{B}_y$	$\rho^{1/2}$	$\rho^{-2}$	$S^{-1}$	$S^4$
	$\dot{B}_z$	$\rho^1$	$\rho^{-3/2}$	$S^{-2}$	$S^3$
	$E_\varphi$	$\rho^1$	$\rho^{-3/2}$	$S^{-2}$	$S^3$
频域磁性源	$H_z$	$\rho^1$	$\rho^{-3/2}$	$S^{-2}$	$S^3$
频域电性源 (广域电磁法)	$E_x$	$\rho^1$	$\rho^{-1/2}$	$S^{-2}$	$S$

$$E_x = \frac{I dl \rho}{2\pi r^3} [1 - 3 \sin^2 \varphi + e^{-ikr} (1 + ikr)] \quad (1)$$

式(1)中 $I$ 为场源发送电流, $dl$ 为场源尺寸, $r$ 为收发距, $\varphi$ 为方位角, $k$ 为波数, $i$ 为虚数。

可将(1)式分解为两个部分组成即:

[收稿日期]2021-11-17

[第一作者简介]王庆乙,男,1935年生,正高级工程师,长期从事地球物理科研工作;E-mail: 1431954744@qq.com。

[引文格式]王庆乙. 2022. 广域电磁法近区高分辨率的研究[J]. 矿产勘查,13(9): 1318-1321.

$$E_x = \frac{Idl\rho}{2\pi r^3}(1 - 3 \sin^2\varphi) + \frac{Idl\rho}{2\pi r^3} e^{-ikr}(1 + ikr)$$

$$= E_x(r) + E_x(\omega) \quad (2)$$

式(2)中的首项是场源流入地下的传导电流在测点处产生的电场值。随着收发距  $r$  的增加,构成偶极—偶极几何测深(当  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  时,就是熟知的赤道偶极测深)。式(2)中的第二项频率测深,是场源接地导线中交变电流在空间产生的辐射电磁场在测点地下感应电流产生的电场值。

由此可知,广域电磁法是几何测深与频率测深两种测深的综合叠加。

由式(2)中的第二项还可以得知,频率测深的幅值受几何测深电场幅值的制约。第二项中的  $e^{-ikr}(1 + ikr)$  项只是一个系数。这表明,频率测深的电场值是以几何测深电场的百分数表征的。由于广域电磁法是接地测量电场,其几何测深电场值与大地电阻率密切相关。在广域电磁法近区观测电场虚分量值虽然具有纯感应属性,但广域电磁法近区电场虚分量值仍受到几何测深电场值的控制。

在广域电磁法近区 ( $p < 0.25, p = \frac{r}{\delta}, \delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}}$ ), 电场虚分量表达与  $\varphi$  值无关,为:

$$I_m E_x = \frac{Idl\rho}{2\pi r^3} \left( -p^2 + \frac{2}{3} p^3 \right)$$

$$= \frac{Idl\rho}{2\pi r^3} \left( -\frac{r^2 \omega\mu}{4\pi r} + \frac{2}{3} \frac{r^3 (\omega\mu)^{\frac{3}{2}}}{2^{\frac{3}{2}} \rho^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (3)$$

整理后:

$$I_m E_x = -\frac{Idl\omega\mu}{4\pi r} + \frac{Idl(\omega\mu)^{\frac{3}{2}}}{6\pi \sqrt{2} \rho^{\frac{1}{2}}} \quad (4)$$

式(4)中虚分量首项是电性源电流产生磁场随时间变化形成的虚分量电场。它与电阻率无关,与频率成正比。虚分量第二项由感应电流间磁场相互作用随时间变化产生的虚分量电场,与收发距  $r$  无关。但该项分母中的电阻率为  $\rho^{\frac{1}{2}}$ 。这是广域电磁法近区分辨率远区分辨率的原因。

按照《频率域和时间域电磁测深》一书中所述研究下列函数:

$$\frac{I_m E_x(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{I_m E_x(\omega_2)}{\omega_2} \quad (5)$$

可消除虚分量首项,求得广域电磁法近区电阻率与虚分量电场关系:

$$\rho^{-\frac{1}{2}} = \sigma^{\frac{1}{2}} = \frac{6 \sqrt{2}\pi \left[ \frac{I_m E_x(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{I_m E_x(\omega_2)}{\omega_2} \right]}{Idl \mu^{\frac{3}{2}} (\omega_1^{\frac{1}{2}} - \omega_2^{\frac{1}{2}})} \quad (6)$$

与表 1 中其他电磁法近区对大地电阻率分辨率相比,有明显的偏低现象。

为了更好的理解,相同频率的电性源,测点观测的不是电场而是垂直磁场,由于电性源电流与测点产生的垂直磁场与大地电阻率无关,则频率电性源近区垂直磁场虚分量表达式为:

$$I_m H_z = \frac{Idl}{4\pi r^2} \left( -\frac{1}{2} p^2 + \frac{4}{15} p^3 \right)$$

$$= -\frac{Idl\omega\mu}{16\pi\rho} + \frac{Idlr \omega^{\frac{3}{2}} \mu^{\frac{3}{2}}}{30\pi \sqrt{2} \rho^{\frac{3}{2}}} \quad (7)$$

采用式(5)方法,可求得频率域电性源近区电阻率的关系式:

$$\rho^{-\frac{3}{2}} = \sigma^{\frac{3}{2}} = \frac{30\pi \sqrt{2} \left[ \frac{I_m H_z(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{I_m H_z(\omega_2)}{\omega_2} \right]}{Idl \mu^{\frac{3}{2}} r (\omega_1^{\frac{1}{2}} - \omega_2^{\frac{1}{2}})} \quad (8)$$

由此可知广域电磁法近区分辨率反常的偏低是由于观测电场的原因。

## 2 广域电磁法近区高分辨率的研究

广域电磁法是频率域电磁法,上述结果表明,它在近区观测频率电场  $E_x(\omega)$ , 分辨率低 ( $\rho^{-\frac{1}{2}}$ ), 且低于远区 ( $\rho^1$ )。但在时间域电磁法中,同样在近区观测瞬变电场  $E_\varphi(t)$ , 它的分辨率却很高 ( $\rho^{-\frac{2}{3}}$ ), 且高于远区 ( $\rho^1$ ) (见表 1 时间域磁性源  $E_\varphi$ )。一个频域测深(广域电磁法), 一个时域测深,两者观测的结果有很大的不同,有悖于时频等效原理。据此,本文认为,对广域电磁法近区观测结果,有必要深入的进行研究。对于人工场源电磁法来说,研究虚分量场值可获得纯感应效应的反映,且直接指示二次场的存在。这方面已有研究仅限于虚分量场值的第一项和第二项的研究,本文研究了第三项。

研究广域电磁法频率测深虚分量场值,只需研究式(2)中第二项中的  $e^{-ikr}(1 + ikr)$  部分的虚分量值,将  $ikr = (1 + i)p$  代入,可得:

$$I_m [ e^{-ikr} (1 + ikr) ] = -p^2 + \frac{2}{3}p^3 - \frac{2}{15}p^5 + \frac{1}{18}p^6 + \dots \quad (9)$$

在近区  $p \leq 0.25$ , 在误差小于 1%, 可略去  $p$  的 5 次方以上的高次项, 这样广域电磁法近区电场虚分量值为:

$$I_m E_x = \frac{Idl\rho}{2\pi r^3} \left( -p^2 + \frac{2}{3}p^3 - \frac{2}{15}p^5 \right) \quad (10)$$

展开  $p$  得:

$$I_m E_x = -\frac{Idl\omega\mu}{4\pi r} + \frac{Idl\omega^{\frac{3}{2}}\mu^{\frac{3}{2}}}{6\pi\sqrt{2}\rho^{\frac{1}{2}}} - \frac{Idl\omega^{\frac{5}{2}}\mu^{\frac{5}{2}}r^2}{60\pi\sqrt{2}\rho^{\frac{3}{2}}} \quad (11)$$

式中电场虚分量第三项是由分数幂频率 ( $\omega^{\frac{5}{2}}$ ) 感应电流磁场间相互作用随时间变化产生的二次场。在其分母中见到了高分辨率因子  $\rho^{\frac{3}{2}}$  存在。应用式(5), 消除虚分量第二项, 可得:

$$\frac{I_m E_x(\omega_1)}{\omega_1^{\frac{3}{2}}} - \frac{I_m E_x(\omega_2)}{\omega_2^{\frac{3}{2}}} = -\frac{Idl\mu}{4\pi r} \left( \frac{1}{\omega_1^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{\omega_2^{\frac{1}{2}}} \right) - \frac{Idl\mu^{\frac{5}{2}}r^2}{60\pi\sqrt{2}\rho^{\frac{3}{2}}} (\omega_1 - \omega_2) \quad (12)$$

整理后得:

$$\rho^{-\frac{3}{2}} = \sigma^{\frac{3}{2}} = \frac{60\sqrt{2}\pi \left[ \frac{I_m E_x(\omega_2)}{\omega_2^{\frac{3}{2}}} - \frac{I_m E_x(\omega_1)}{\omega_1^{\frac{3}{2}}} - \frac{Idl\mu}{4\pi r} \left( \frac{1}{\omega_1^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{\omega_2^{\frac{1}{2}}} \right) \right]}{Idl\mu^{\frac{5}{2}}r^2(\omega_1 - \omega_2)} \quad (13)$$

由于式(11)中虚分量首项与电阻率无关, 因此式(13)求  $\rho^{-\frac{3}{2}}$  值, 无需编程逐次迭代求值。式(13)所有因子都是实测和已知的, 它是一个解析表达式。

在广域电磁法的近区, 电场虚分量与方位角  $\varphi$  无关, 所以式(13)适用于近区 ( $p \leq 0.25$ ) 所有范围应用。

### 3 结语

(1) 本文研究了广域电磁法近区分辨率反常偏低的原因, 是感应测深的幅值受几何测深幅值 (与电阻率成正比) 控制所致。进一步探讨了近区高分辨率的可能性, 发现近区电场虚分量的第三项可担高分辨率重任, 由此, 推导出广域电磁法近区高分辨率的解析表达式。证实广域电磁法的近区同样具有很强的探测能力。

(2) 广域电磁法利用编程迭代求值方法, 解决了全区探测的正确取值, 这个方法还可推广至其他人工场源电磁法的应用。但需要指出的是, 人工场源在其不同的场区, 它们的探测能力和探测效果有很大不同。本文研究的结果, 可使广域电磁法仅限于近区探测, 不仅探测装置合理, 方便施工, 探测地电剖面位置更加准确, 更为重要的是, 可比远区、过渡区获得更大的探测深度, 更精准的分层能力与更为灵敏地发现良导金属矿体。

### 参考文献

Kaufman A A, Keller G V. 1987. 频率域和时间域电磁测深[M], 王建谋, 译. 北京: 地质出版社.  
何继善. 1990. 可控源音频大地电磁法[M]. 长沙: 中南工业大学出版社.  
何继善. 2010. 广域电磁法和随机信号电法[M]. 北京: 高等教育出版社.  
牛之琰. 2007. 时间域电磁法原理[M]. 长沙: 中南大学出版社.  
朴化荣. 1990. 电磁测深法原理[M]. 北京: 地质出版社.

## Study on high resolution near wide field electromagnetic method

WANG Qingyi<sup>1,2</sup>

(1. Beijing Institute of Geology For Mineral Resources Co., Ltd., Beijing 100012, China;  
2. Sino-GT Geophysical Technology(Beijing) Co., Ltd., Beijing 100012, China)

**Abstract:** The wide field electromagnetic method (WFEM) is characterized by one of the features of the abnormalities of lower near region resolution lower than far region resolution, compared with other field source electromagnetic methods. In this paper, it is concluded that the amplitude of induction sounding is controlled by the am-

plitude of geometric sounding. In addition, we further discuss the near region resolution of electromagnetic method, and study the function of polynomial of virtual component of electric field in near region, and find that the third term of the imaginary component of the electric field affects the high resolution factor. Therefore, the analytical expression of high resolution in the near region of WFEM is deduced. The results of this paper can apply the WFEM method into the near area detection, with the convenience and reasonableness of construction and good signal-to-noise ratio, but also it can obtain greater detection depth than that of the far area and transition area and possess the ability of more fine stratification, leading to the sensitivity of detecting the well-guided metal ore bodies.

**Keywords:** WFEM; near region; high resolution