

# 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

林长佑 罗东山\* 武玉霞 吕福林\* 杨长福 陈军营

(国家地震局兰州地震研究所,兰州 730000)

**摘要** 研讨了频率域电磁法中不同源装置的大地电磁测深、线源频率电磁测深和偶极源频率电磁测深阻抗视电阻率的源效应影响特征。在唯象分析的基础上,提出了几种电磁测深法阻抗视电阻率的相互换算法——源效应校正法(大地电磁测深二维 TE 极化视电阻率和其它两种电磁法的赤道装置二维阻抗视电阻率)。模型试验表明,利用这一源效应校正法可以由大地电磁二维视电阻率近似地计算出线源频率电磁二维阻抗视电阻率。这一方法被尝试应用于由线源频率电磁二维阻抗视电阻率估算偶极源频率电磁二维阻抗视电阻率。

**关键词:** 频率测深 视电阻率 源效应校正法

## 1 引言

电偶源频率电磁测深的二维正演实质上是一个 2.5 维的问题,困难程度极大。国内曾有人试图利用有限元法进行二维模拟计算,但因未解决偶极源的问题,而只适于线源的情形<sup>(1)</sup>。近年我们所进行的边界元二维模拟同样也未能解决偶极源的问题,也只适用于线源<sup>(2)</sup>。

频率域的 3 种电磁测深法——大地电磁测深(MTS)、无限长线源频率电磁测深(ILS)和电偶源频率电磁测深(习惯上表示为 FEM)是具有不同的源场假定,建立在电磁波趋肤效应物理基础上的体积勘探方法。对于二维结构的地球介质,MTS 的 TE 极化视电阻率、ILS 和 FEM 赤道装置(线源和偶极源沿二维构造走向方向放置)阻抗视电阻率曲线,在不同观测频段显示出明显不同的特征。在高频远场区 3 种电磁法的源场假定近似等效,其视电阻率曲线趋于一致。随着观测频率降低(或后两种电磁法中源距的减小),3 种不同源场假定导致 3 种电磁法视电阻率曲线分离,并表现出极其不同的特征,这可唯象地归因于源效应影响的差异。

在 CSAMT 法中,人们曾试图将其过渡区和近场区观测的视电阻率曲线,通过校正转化为大地电磁视电阻率曲线,以便直接套用 MTS 的方法予以解释<sup>(3)</sup>。这实质上也是不同电磁测深法视电阻率相互换算的源效应校正法。由于实际观测的地电模型是未知的,这一校正方法自然被认为是与模型无关的。从直观上看这一假定是不尽合理的,因为源效应影响应当是电磁波在地球介质内传播的“路径效应”,应该与地电结构模型有关。在进行电偶源频率电磁测深视电阻率的二维反演解释中,我们并未首先将观测的视电阻率曲线校正为 MTS 或 ILS 的视电阻率曲线,然后利用 MTS 或 ILS 二维反演加以解释。而是直接设计对 FEM 阻抗视电阻率

\* 中国煤田地质总局甘肃煤田综合普查队

的二维反演,每次迭代相应的二维模型理论视电阻率则是利用源效应校正法,由 ILS 二维视电阻率进行计算。与 CSAMT 中所采取的方法相比较,至少存在如下两方面的优点,其一是源效应校正中能够比较有效地考虑模型因素的影响,搜寻到的拟合了观测资料的模型也就是最终源效应校正所考虑的模型;其二是二维反演是直接针对 FEM 视电阻率曲线设计的,效果可能会更好一些。

在唯象分析的基础上,对于 MTS、ILS 和 FEM 这 3 种电磁测深法二维视电阻率的相互换算给出了一种源效应校正近似计算方法。目前,MTS 和 ILS 都存在成功的二维有限元算法,其二维视电阻率相互换算近似算法的有效性可以直接进行检验。类比分析则在一定程度上说明,通常情况下由 ILS 二维视电阻率估算 FEM 二维视电阻率的近似效果,应当不劣于由 MTS 二维视电阻率估算 ILS 二维视电阻率的近似效果。

## 2 线源有限元二维视电阻率计算

由于线源二维模拟问题相应于 MTS 中的 TE 极化的情形,有限元模拟剖分所取矩形区域应包含地下和空中两个部分。将直角坐标系的  $x-y$  平面取作地表, $z$  轴垂直向下。设  $x$  方向为二维构造的走向,且激发源线电流沿  $x$  方向流动,令其与  $x$  轴重合, $y-z$  平面为二维模型的横断面。设激发源为具有频率  $\omega$  的谐变电流

$$I_x = I_0 e^{-i\omega t} \quad (1)$$

由麦克斯韦方程组出发,考虑到本问题的特定条件,且所有变量当与  $x$  无关时, $x$  方向电场  $E_x$  和  $y$  方向的磁场  $H_y$  应满足如下方程:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + k^2 E_x = -i\omega\mu_0 I_0 \delta(y)\delta(z)$$

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2)$$

其中  $\mu_0$  为真空中的磁导率, $k^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0 + i\omega\mu_0/\rho$ , $\epsilon_0$  为真空中的介电常数, $\rho$  为电阻率。(2)式可以改写为

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + k^2 E_x = 0 \quad (y, z \text{ 不同时为 } 0) \quad (3-1)$$

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3-2)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + k^2 E_x = -i\omega\mu_0 I_0 \quad (y = z = 0) \quad (3-3)$$

可以看到,方程(3-1)和(3-2)与 MTS 中 TE 极化场分量所应满足的方程是完全相同的。因而,方程(2)的解在一定意义上可以理解为以方程式(3-3)为定解条件的方程(3-1)和(3-2)的解(即 MTS 中 TE 极化的解)。这样在某些 MTS 二维有限元正演计算中可能包含有关 ILS 二维计算内容。这里我们利用了中国地质大学(武汉)王家映教授所提供的 MTS 二维有限元正演程序,由其中开发出的线源情况下场分量  $E_x$  和  $H_y$  的计算结果,并利用下式计算了相应的 ILS 二维视电阻率  $\rho_1^2$ (上标表示为二维值):

$$\rho_1^2 = \frac{1}{\mu_0\omega} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \quad (4)$$

将某些二维模型用有限元法计算的 ILS 二维视电阻率与用边界元法计算出的 ILS 二维视电阻率进行了对比,表明二者是一致的<sup>[2]</sup>。起到了相互验证的作用。

在一维情形下, 电磁场分量当与  $x, y$  无关时仅为  $z$  的函数。在前文设定条件下, 场分量应满足如下方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x &= -i\omega\mu_0 I_0 \delta(z) \\ H_y &= \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \end{aligned} \quad (5)$$

其场分量的解可以写为(对层状模型):

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{i\omega\mu_0 I_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{m + n_1/R^*} \cos my dm \\ H_y &= -\frac{I_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{n_1}{mR^* + n_1} \cos my dm \end{aligned} \quad (6)$$

基中的  $y$  实际上为观测点至激发源的距离。对  $N$  层介质

$$R^* = \coth(n_1 h_1 + \coth^{-1}(n_1/n_2) \cdot \coth(n_2 h_2 + \dots + \coth^{-1}(n_{N-1}/n_N))$$

$$n_j = \sqrt{m^2 + k_j^2} \quad k_j = \sqrt{-i\omega\mu_0/\rho} \quad (j = 1, 2, \dots, N)$$

$\rho_j$  和  $h_j$  分别为第  $j$  层的电阻率和层厚。

在一维层状介质情况下, 用于求取场分量的积分表达式(6)在形式上与二维边界元基本解的表达式相同, 仅核函数有所不同, 可以利用同样的方法予以计算<sup>[2]</sup>。

### 3 频率域电磁测深视电阻率源效应校正近似计算方法

在 MTS、ILS、FEM 这 3 种频率域电磁测深法中, MTS 对源场的假定最为简单。由于其天然电磁场的脉动信号来自于数百公里以远的高空电离层(某些高频脉动也可以是来自远方的雷电辐射), 因而一般情况下都可以将源场看作是垂直投射到地球表面的均匀平面波。当地球为均匀各向同性一维介质时, 地球内外的电磁场不存在横向变化; 当地球为均匀各向同性二维介质时, 由于介质的横向非均匀性的存在, 电磁场沿垂直于构造走向存在横向变化, 但其空间内任意点的电磁场都可以看成是两列独立传播的电磁波的叠加, 其一系列电场沿构造走向极化称为 TE 极化波, 另一列电场沿垂直于构造走向极化称为 TM 极化波。当利用很低频率的大地电磁资料进行地球深部电导率分布研究时, 均匀平面波的源场假定不再成立, 乃至不同的源场(不同时间所采集的 MT 资料)不能获得稳定的张量阻抗视电阻率估算值。这归因于源场有限尺度的影响, 表现为对于给定地球模型, 视电阻率曲线随观测频率降低而非正常地下降, 在形式上可以由将电磁感应方程组中波数的平方  $k^2$ , 用其与一不依赖于频率的源场尺度因子  $\gamma^2$  的和来代替<sup>[4,5]</sup>。但对于 MT 场来说, 源场尺度因子  $\gamma^2$  本身就是未知的, 因而考虑源场效应的 MTS 法的解释是比较困难的。所幸的是, 我们这里是对高频浅层勘探而言, 完全无需考虑 MTS 的源场效应问题。

在 ILS 和 FEM 中, 由于源场的尺度及观测点至源的距离都不能看成是无穷大, 即使对于一维均匀地球介质, 线电流源和偶极源的场在水平面内也都是不均匀的。以均匀半空间地表的电磁场为例, 设线电流和偶极子沿  $x$  轴方向放置,  $z$  轴垂直向下, 在波区条件下,  $|ky| \gg 1$ , 其赤道装置观测点的水平电磁场分量分别为:

$$E_x^I = -\frac{i\omega\mu_0 J}{\pi k^2 y^2}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^I &= \frac{J}{\pi y^2 k} \\
 E_z^F &= -\frac{i\omega\mu_0 I}{\pi k^2 y^3} = -\frac{i\omega\mu_0 J}{\pi k^2 y^2} \left(\frac{l}{y}\right) \\
 H_y^F &= -\frac{I}{\pi k y^3} = -\frac{J}{\pi k y^2} \left(\frac{l}{y}\right)
 \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $k$  为均匀半空间的地球介质内的波数,  $k^2 = i\omega\mu_0/\rho$ ,  $\rho$  为介质电阻率,  $J$  为线电流强度,  $I$  为电偶极子偶极矩,  $I = J \cdot l$ ,  $l$  为供电极距。上标 I、F 分别表示 ILS 和 FEM 的相应量。可以看到, 电磁场分量都依赖于坐标  $y$ , 是源距函数, 这一点与 MTS 明显不同。此外在这两种不同源假定的电磁法中, 其电磁场表达式的区别主要表现在对源距  $y$  的依赖关系的差异上, 一般讲 FEM 对源距的依赖关系比 ILS 更强, 仅对于空间一点  $y=l$ , 这两种方法电磁场表达式相同 ( $H_y$  尚相差一负号)。若将地表输入阻抗定义为  $Z = E_x/H_y$ , 则在这两种电磁法中都将与源距  $y$  无关, 且其模值相等并与 MTS 相同。对于由  $\rho = |Z|^2/\omega\mu_0$  所定义的视电阻率, 这 3 种电磁法将是等效的。本文前面已指出, 在二维情形下 ILS 中场分量所满足的方程可以理解为在某定解条件下 MTS 中的 TE 极化的方程, 表明了二者之间的相互关联性。而从上面特定条件下源效应影响来看, 似乎 ILS 与 FEM 之间的可类比性强于 ILS 与 MTS 之间的可类比性。

在二维情况下 (设线电流和偶极子沿构造走向  $x$  方向放置), ILS 和 FEM 中电磁场的空间分布将受到两种因素的影响, 一种是如 MTS 中也存在的起因于介质横向非均匀性的影响, 另一种则是起因于源场有限尺度和有限源距的影响, 后者可称之为源效应影响。由 3 种电磁法电磁场所满足的电磁感应方程来看, 在非源所在的空间任意点 ( $y-z$  平面内), 它们满足形式上完全相同的微分方程 (本文中的方程 (3-1)、(3-2)), 这在 MTS 和 ILS 中完全是毋庸置疑的。由于对称关系, 在整个三维空间内的任意点任何变量都不是  $x$  的函数, 如方程

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0 \quad (8)$$

其中  $\partial^2 E_x/\partial x^2 = 0$ 。FEM 中情况比较复杂。但当我们仅考虑赤道装置, 电偶极子的中心点位于坐标原点,  $y-z$  平面为问题的一个完全对称平面, 那么对于该平面上的任何一点来说, 在平面两侧给出模值相同的  $x$  增量处必定有相同的  $H_y$  值, 并且由 (3-2) 式立即可导出, 在  $y-z$  平面内任意点有  $\partial^2 E_x/\partial x^2 = 0$  存在, 再由 (8) 式便可得到 (3-1) 式。证明这 3 种电磁法中某种类比关系的存在。

这里我们从一种唯象的思路出发来考虑 MTS、ILS、FEM 这 3 种电磁法中的源效应问题。对于某一给定的地电模型和观测频率, 总可以在形式上分别将 3 种电磁法的视电阻率写成一个假想的“模型结构视电阻率” $\rho_S$  与相应源效应因子  $K_M$ 、 $K_I$  和  $K_F$  (或源装置因子) 的乘积, 而  $\rho_S$  被认为是不依赖于激发源方式的常量。对于某一维模型给定观测点, 这 3 种电磁法给定频率  $\omega$  的视电阻率可以写为:

$$\begin{aligned}
 \rho_M^1(\omega) &= K_M^1(\omega) \rho_S^1(\omega) \\
 \rho_I^1(\omega) &= K_I^1(\omega) \rho_S^1(\omega) \\
 \rho_F^1(\omega) &= K_F^1(\omega) \rho_S^1(\omega)
 \end{aligned} \quad (9)$$

某中下标 M、I、F 分别表示 MTS、ILS 和 FEM 这 3 种电磁法相关量, 上标 1 表示为一维模型相关量。对于某二维模型给定观测点, 同样可以写出:

$$\rho_M^2(\omega) = K_M^2(\omega) \rho_S^1(\omega)$$

$$\rho_1^2(\omega) = K_1^2(\omega)\rho_3^1(\omega) \quad (10)$$

$$\rho_2^2(\omega) = K_2^2(\omega)\rho_3^1(\omega)$$

这里上标 2 表示为二维模型相关量。可由(10)式将二维情况下 ILS 和 FEM 的视电阻率分别用 MTS 视电阻率和 ILS 视电阻率表示出来(省去频率函数):

$$\rho_1^2 = \frac{K_1^2}{K_M^2}\rho_M^2 \quad (11)$$

$$\rho_2^2 = \frac{K_2^2}{K_1^2}\rho_1^2$$

在 ILS 和 FEM 中,可将某测点所观测到的场考虑为来自源的地面波和地层波的叠加。地面波由空中传播至观测点,在观测点处的波阻抗和视电阻率等效于 MTS 中的垂直入射均匀平面波的假定。地层波则是由源通过地球介质传播至观测点,是造成 3 种电磁法波阻抗和视电阻率差异的原因。若源距相当大,地层波能量消耗殆尽,则成为 ILS 和 FEM 中波区的情形,与 MTS 具有相同的波阻抗和视电阻率。如果在 ILS 和 FEM 两种电磁法中,对一个二维模型的某一给定观测点,观测频带内地层波“路径效应”所产生的源效应因子的比值可以近似地由某一个等效的一维模型值代替, $K_1^2/K_M^2 \sim K_1^1/K_M^1$ ,  $K_2^2/K_1^2 \sim K_2^1/K_1^1$ 。若考虑到(9)式,则对整个观测频带的每一观测频率都有:

$$\rho_1^2 \approx \frac{K_1^1}{K_M^1}\rho_M^2 = \frac{\rho_1^1}{\rho_M^1}\rho_M^2 \quad (12)$$

$$\rho_2^2 \approx \frac{K_2^1}{K_1^1}\rho_1^2 = \frac{\rho_2^1}{\rho_1^1}\rho_1^2$$

(12)式说明,二维模型某观测点的线源和偶极源视电阻率可以分别由相应模型二维大地电磁视电阻率以及某等效一维模型的相应两种电磁法的视电阻率近似计算出来。问题的关键是如何以较高程度的近似去选择出等效的一维模型。如果在 ILS 和 FEM 中观测点至源的距离充分大,勘探的记录点被近似认为在观测点处,即观测的电磁场主要受到观测点地下电导率分布的影响,则作为问题的零级近似。对于一个层状二维模型,可取测点垂直向下所划分出的一维模型作为等效模型。

#### 4 线源二维视电阻率源校正计算法的有效性试验

对于 MTS 和 ILS 来说,都已实现了二维有限元正演计算。可直接利用二维模拟计算检验其二维视电阻率源效应校正计算方法的有效性。为此,我们选用了一些二维模型,用有限元法分别计算出 MTS(TE 极化)视电阻率和 ILS(赤道装置)视电阻率,并利用(12)式中第 2 式所给出的视电阻率源校正计算公式,由 MTS 二维视电阻率(及两种方法相应的一维视电阻率)计算出 ILS 二维视电阻率。两种 ILS 二维视电阻率计算结果对比,直观地给出了源效应校正计算方法的检验。

图 1 给出了一个 3 层低阻凹陷模型结构,二维构造走向和线源电流都沿 x 方向,观测点位于横穿凹陷剖面的不同部位(源位固定,不同的源距  $R_0$  处)。可以看出,由于激发源方式的不同,在视电阻率曲线中、长周期部分,ILS2D 和 MT2D 显示出了某些差异;而利用源效应校正计算方法,由 MT2D、MT1D、ILS1D 视电阻率计算的 MT2D+ILS1D 视电阻率曲线与 ILS2D 视电阻率曲线比较一致。表明这里所给出的源效应校正计算方法是基本有效的。此外,3 种电磁法二维视电阻率曲线的高频首枝是基本一致的,并随源距  $R_0$  的增加,其彼此重合段

向中、低频方向延长。在横穿非均匀构造过程中显示出了某种近似同步的规律性变化,反映出二维剖面上的视电阻率曲线受到二维非均匀构造和源效应的双重影响。

3层高阻隆起(图2)和第2层中埋藏矩形非均匀低阻体(图3)的数字模拟情况与上述3层凹陷的情形相类似。

对于这两个模型的试验结果同样表明了线源二维视电阻率的源效应校正计算方法是基本有效的。除上述3个模型而外,我们还进行了其它一些二维层状非均匀模型的试验,如二维高阻非均匀体、源在不同位置的断层构造等,都获得了相类似的结果。

在所有试验中,仅在离二维构造横向突变点很近的观测点上源效应校正计算方法存在一定的误差(如图1和图2中 $R_0=2220\text{ m}$ 观测点,图3中的 $R_0=2250\text{ m}$ 观测点),且这一情况出现在源距较小时。具有较大误差的观测点都出现在离源跨过二维构造线处,且源一侧为低阻时误差较大,源一侧为高阻时误差较小,这很像是起因于人工源(源场尺度和源距为有限值)电磁法中的“影子效应(Shadow effect)”的影响<sup>[6]</sup>。影子效应可以理解为地层波通过地球介质由源传播到观测点的路径效应,这一点由MTS和ILS二维模拟结果的对比可以看得很清楚。对于一个对称结构的

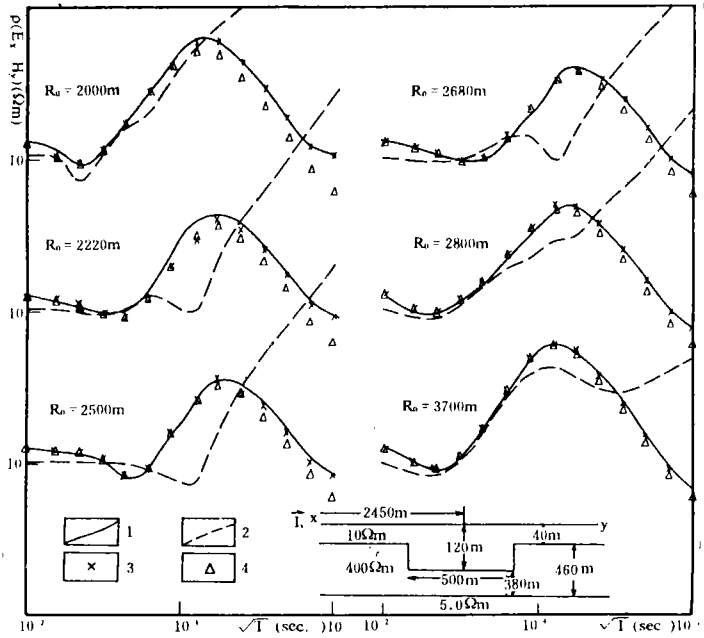


图1 3层低阻凹陷模型4种视电阻率曲线对比

1 ILS二维视电阻率; 2 源效应校正法计算出的FEM二维视电阻率; 3 源效应校正法计算出的ILS二维视电阻率; 4 有限元法计算出的MTS二维视电阻率

Fig. 1 Comparison of 4 kinds of apparent resistivity curves for 3-layers low-resistance depression model.

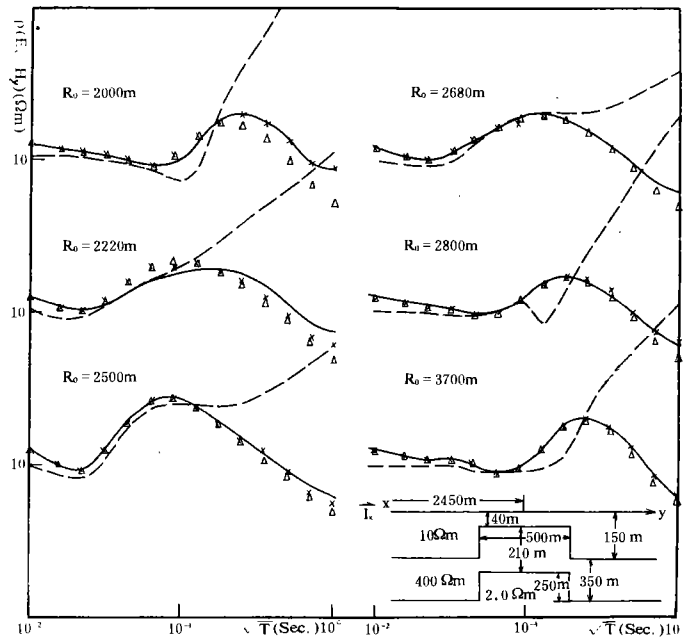


图2 3层高阻隆起模型4种视电阻率曲线对比(图例同图1)

Fig. 2 Comparison of 4 kinds of apparent resistivity curves for 3-layers high-resistance uplift model.

二维模型,在对称点上 MTS 具有完全相同的视电阻率曲线,而 ILS 的视电阻率则表现出明显的差异,除源距不同所产生的影响而外,显示出自源跨越非均匀构造的测点更多地受到源一侧介质电性分布的影响。以均匀平面波为源场的 MTS 并不存在影子效应,自然利用 MTS 二维视电阻率由源效应校正法计算 ILS 二维视电阻率则不可能对影子效应加以考虑。此外,这里用于源校正的等效一维模型是取自测点之下的,当测点离源跨越非均匀构造线不远时其近似性是较差的,可能是造成这些测点用源校正法计算出的二维 ILS 视电阻率误差较大的另一原因。此时利用一个考虑源一侧介质电性分布在内的加权或平均的一维模型,作为源校正计算中的等效模型或许对计算结果会有所改善。

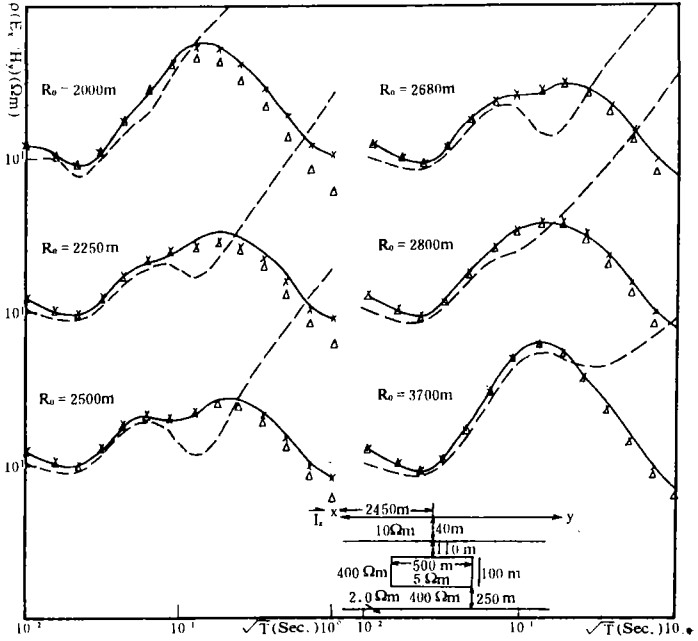


图 3 模型第 2 层含矩形低阻体 3 层构造 4 种视电阻率曲线对比(图例同图 1)

Fig. 3 Comparison of 4 kinds of apparent resistivity curves for 3-layers structure of rectangle low-resistance body in the 2nd layer of the model.

### 5 讨论

利用源效应校正法,由

(12)式第 2 式所计算的电偶源频率电磁测深二维阻抗视电阻率曲线也同时绘于图 1—3 中。遗憾的是,目前作者尚未见到 FEM 二维正演研究成功的极导,无法对这里所给的源效应校正计算方法进行直接模型试验的检验。但从源场的特征看来,ILS 和 FEM 之间的可类比性似乎优于 MTS 和 ILS 之间的可类比性,ILS 和 FEM 的二维视电阻率都受到影子效应的影响,且具有某些共同性的特征。因而,利用 ILS 二维视电阻率由源校正法计算的 FEM 二维视电阻率的近似效果应不劣于利用 MTS 二维视电阻率对 ILS 二维视电阻率的计算。当然其有效性的最终检验有待于 FEM 常规二维正演计算(如有限单元法、边界单元法或积分方程法等)研究的成功。若经最终检验 FEM 二维视电阻率源效应校正算法在一定精度要求下是可行的,而 FEM 二维常规计算又比较复杂且相当耗费机时(与 ILS 二维有限元相比较),这一源效应校正计算方法仍有其一定实际应用价值。

(本文 1994 年 2 月 22 日收到)

### 参考文献

- 1 陈明生,严又生. 二维水平电偶极变频测深阻抗视电阻率的有限元正演计算. 地球物理学报,1987,30(2).
- 2 马钦忠,钱家栋,林长佑. 二维频率测深边界单元法正演计算. 地球物理学报,(待发表).

- 3 Bartel L C and Jacobson R D. Results of a controlled—source audiofrequency magnetotelluric survey at the Puhimau thermal area, Kilauea Volcano, Hawaii. *Geophysics*, 1987, 52(5).
- 4 Price A T. The theory of magnetotelluric method when the source field is considered. *J. Geophys. Res.*, 1962, 67(5)
- 5 Srivastava S P. Method of interpretation of magnetotelluric data when source field is considered. *J. Geophys. Res.*, 1965, 70(4).
- 6 Boschetto N B and Hohmann G W. Controlled—Source audiofrequency magnetotelluric responses of three dimensional bodies. *Geophysics*, 1991, 52(2).

## A SOURCE—EFFECT CORRECTION ALGORITHM CALCULATING 2—D IMPEDANCE APPARENT RESISTIVITY OF FREQUENCY ELECTROMAGNETIC SOUNDING WITH ELECTRICAL DIPOLE SOURCE

Lin Changyou Luo Dongshan\* Wu Yuxia Lu Fulin\* Yang Changfu Chen Junying  
(*Earthquake Research Institute of Lanzhou, SSB, Lanzhou 730000*)

### Abstract

In this paper the source-effect characteristics of impedance apparent resistivity in magnetotelluric sounding (MTS), EM soundings with infinite line source (ILS) and electrical dipole source (FEM) which are EM soundings with different source equipments in frequency domain were discussed. On the basis of phenomenological analysis a algorithm for reciprocated calculation of apparent resistivities in several EM methods—the source-effect correction algorithm was given (the 2—D apparent resistivity of TE mode in MTS and the 2—D impedance apparent resistivity of equatorial equipment in ILS and FEM). The model tests show that using this source-effect correction algorithm and through the 2—D apparent resistivity in MTS, the 2—D impedance apparent resistivity in ILS can be calculated in a better approximate degree. This algorithm is applied to the calculation of the 2—D impedance apparent resistivity in FEM from the 2—D impedance apparent resistivity in ILS.

**Key words:** Frequency sounding, Apparent resistivity, Source-effect correction algorithm.

---

\* Gansu Coalfield Research Party, CCGB, Tianshui 741002