

基于线圈中心近区频率域电磁法数值模拟

谢 维^{1,2}, 王京彬², 柳建新¹

(1. 北京矿产地质研究院, 北京 100012; 2. 中南大学 地球科学与信息物理学院, 长沙 410083)

摘 要: 提出一种在近区测量磁场垂直虚分量提取视电阻率的频率域电磁测深方法, 通过分析其特性并进行数值模拟, 初步建立近区频率域电磁测深理论体系, 为观测系统的设计提供理论基础。通过研究线圈中心均匀大地电磁场, 推导相关解析表达式并将成熟的双频和伪随机合成电流移植到本方法中。根据一定近似条件下电磁场的理论公式, 深入研究载流线圈中心垂直磁场虚分量提取视电阻率的方法特性, 并编写相应正演程序, 对二层、三层和四层等地电模型进行数值模拟, 分析其对地下电性分布变化的分辨力。最后, 根据模拟结果揭示本方法的可行性及实际意义。

关键词: 垂直磁场虚分量; 线圈中心; 数值模拟; 频域电磁法

中图分类号: P319.1⁺²

文献标志码: A

Numerical simulation on frequency domain electromagnetic sounding method in center of loop

XIE Wei^{1,2}, WANG Jing-bin², LIU Jian-xin¹

(1. Beijing Institute of Geology for Mineral Resources, Beijing 100012, China;

2. School of Geoscience and Info-physics, Central South University, Changsha 410083, China)

Abstract: A new frequency domain electromagnetic sounding method of extracting apparent resistivity was put forward through measuring its near zone magnetic field vertical virtual component, and a theoretical system of near zone frequency domain electromagnetic sounding method was constructed by analyzing its characteristics and conducting numerical simulation, and a theoretical foundation was provided for the design of the observing system. The method integrates the mature formula of dual and pseudorandom synthetic current by studying the coil center homogeneous magnetotelluric field and deducing the related analytical expression. According to the theoretical formula of magnetic field under certain approximate conditions, the method characteristics on extracting apparent resistivity were studied by vertical virtual component of magnetic field at current carrying coil center, the corresponding forward programs were written and its better resolution on underground electrical distribution changes was analyzed through numerical simulation on two-layered, three-layered, four-layered geoelectric models. The feasibility and significance of the method were revealed based on the simulation results.

Key words: imaginary component vertical to magnetic field; loop center; numerical simulation; frequency domain electromagnetic sounding

场源近区频率域电磁测深是电磁勘探领域尚未完全解决的一个难题。大量学者对这个问题曾从理论和方法技术上作过一定探讨^[1-6], 但一直没有找到有效提取视电阻率的方法。磁偶源频率测深(MELOS)^[7-11]法

允许在比可控源音频大地电磁法(CSAMT)近一些的地方进行观测, 突破远区的限制。但 MELOS 方法仍要求观测点到场源的距离远到场源可以看成偶极子。根据计算, 对电偶极而言, 只有观测点到场源的距离

远到偶极长度的 5 倍, 它的场与真正的偶极子的差才能达到 1% 左右。MELOS 方法实际上不是近区测量, 要将观测数据“校正”到远区去。因此, 至今还没有一种真正适合于近区的频率域电磁测深方法^[12-19]。本文作者提出一种在近区测量磁场垂直虚分量提取视电阻率的频率域电磁测深方法, 通过分析其特性并进行数值模拟, 初步建立近区频率域电磁测深理论体系, 为观测系统的设计提供理论基础。

1 均匀大地表面线圈中心测量磁场垂直分量视电阻率公式的推导

本文作者提出一种在线圈中心测量不同频率人工源电磁场的磁场垂直分量 H_z 的频率域电磁测深方法, 即在线圈中心测量 $\text{Im}H_z$ (磁场垂直分量的虚分量, 以下简称虚分量) 双频差提取视电阻率的方法。该方法克服了目前频率域电磁测深方法仅限于远区而在近区不能进行的局限性, 推动电磁测深方法的发展。

其视电阻率公式的推导过程介绍如下:

首先, 讨论均匀大地表面线圈中心的频率域电磁场。假设无限大平面 S 将整个空间分为两半。上半空间充满空气, 其导磁率为 μ_0 , 介电常数为 ϵ_0 , 电导率 $\sigma_0=0$; 下半空间是电性均匀的大地, 其电导率、导磁率以及介电常数分别为 μ_1 、 ϵ_1 和 σ_1 。在 S 面上水平地布置一个半径为 a 的圆形闭合线圈, 其中通以 $I=I_0e^{i\omega t}$ 的谐变电流。取一个原点位于线圈中心、 z 轴垂直向下的圆柱坐标系统, 如图 1 所示。

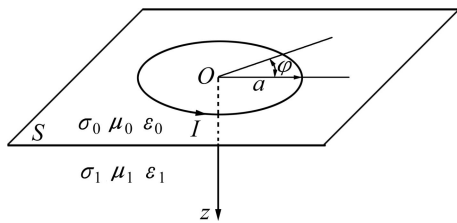


图 1 均匀大地上的水平载流线圈
Fig. 1 Horizontal current carrying loop on equality earth

上述载流线圈在整个空间建立起的电磁场遵循 MAXWELL 方程组。在本研究中, 没有电性源, 电荷密度 q 处处为 0, 并且约定大地均匀(ϵ 不随空间位置而变)。在圆柱坐标系中, 线圈产生的电磁场, 电场只有 E_ϕ 分量, 磁场只有 H_r 和 H_z 分量。

关于电场 E 和磁场 H 的齐次的波动方程 (HELMHOLTZ 方程) 分别为

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \tag{1}$$

式中: $k = (\omega^2 \mu \epsilon - i \omega \mu \sigma)^{1/2}$ 是电磁波的波数。类似地可以得到

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 \tag{2}$$

因此, 在敷设于地面的线圈附近测量电磁场, 有两种不同的情况: 在不含载流线圈的地方, 场服从齐次的波动方程, 并且在分界面 S 上满足边界条件; 而在含有载流线圈的地方, 场服从非齐次的波动方程, 同时满足边界条件。由于外加的电流仅在线圈的导线中流动, 为了在导线之外的广大空间兼顾这两种情形, 本文作者采用前人的方法, 先解齐次的波动方程, 而把外加电流密度 j_a 作为非齐次的边界条件置于给出的衔接关系中。

它的 HELMHOLTZ 方程在圆柱坐标中取以下形式

$$\frac{\partial^2 E_{i\phi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{i\phi}}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_{i\phi}}{\partial z^2} + (k_i^2 - \frac{1}{r^2}) E_{i\phi} = 0 \tag{3}$$

式中: 下标 i 是介质的编号, $i=0$ 或 1 。得到 E_ϕ 后, 磁场 (只有 H_r 和 H_z) 在大地与空气的分界面上, 电磁场满足的边界条件为

$$E_{0\phi}(r, 0) = E_{1\phi}(r, 0)$$

$$H_{1r}(r, 0) = H_{0r}(r, 0) - j_a(r) \tag{4}$$

$$H_{0z} = H_{1z} \text{ 借助 } j_a(r) \text{ 的 HANKEL 变换}$$

$$F(m) = \int_0^\infty j_a(r) J_1(mr) r dr \tag{5}$$

则

$$j_a(r) = \int_0^\infty F(m) J_1(mr) m dm \tag{6}$$

式中: $J_1(mr)$ 是一阶第一类贝塞尔函数, m 为积分变量。得到磁场 H_r 、 H_z 的表达式为

$$H_{ir} = \frac{-i}{\omega \mu} \int_0^\infty m_i (C_i e^{m_i z} - D_i e^{-m_i z}) J_1(mr) dm \tag{7}$$

$$H_{iz} = \frac{i}{\omega \mu} \int_0^\infty (C_i e^{m_i z} + D_i e^{-m_i z}) J_0(mr) m dm \tag{8}$$

在观察点位于地表时, $z=0$, 有一种情况能够得到解析的结果: 当观察点在线圈的中心, $r=0$, 这时 $J_0(0)=1$,

$$H_z = -Ia \int_0^\infty \left(\frac{m^2}{m + m_1} \right) J_1(ma) dm \tag{9}$$

式(9)中的积分可变形为

$$\int_0^\infty \left(\frac{m}{m+m_1}\right) J_0(ma) dm = \frac{1}{k_1^2} \int_0^\infty m(m-m_1) J_0(ma) dm \tag{10}$$

借助 WEBER-LIPSCHITZ 积分

$$\int_0^\infty e^{-mz} J_0(ma) dm = \frac{1}{R} \tag{11}$$

和 SOMMERFELD 积分

$$\int_0^\infty \frac{m}{m_1} e^{-m_1 z} J_0(ma) dm = \frac{e^{-ik_1 R}}{R} \tag{12}$$

可得:

$$H_{1z} = \frac{3I}{k_1^2 a^3} [1 - e^{-ik_1 a} (1 + ik_1 a - \frac{1}{3} k_1^2 a^2)] \tag{13}$$

式(13)是均匀大地表面上线圈中心测量磁场垂直分量提取视电阻率的一个基础公式。

2 层状空间线圈中心测量磁场垂直虚分量提取视电阻率公式

由于

$$ika = \sqrt{i\omega\mu\sigma a} = \sqrt{(1+i)^2 \frac{\omega\mu\sigma}{2}} a = (1+i)a/\delta \tag{14}$$

如果 $a/\delta \leq 1$, 即线圈半径 a 比电磁波的趋肤深度小很多, 使得 $|ika| < 1$, 可将(13)式中的 e^{-ika} 展成幂级数:

$$e^{-ika} = \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} \tag{15}$$

从而可将含有 e^{-ika} 的项改写为

$$(-ika)e^{-ika} = \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+1}}{n!} \tag{16}$$

$$-\frac{1}{3}k^2 a^2 e^{-ika} = \frac{1}{3} \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+2}}{n!} \tag{17}$$

于是,

$$\frac{6}{k^2 a^2} [1 - (1 + ika - \frac{1}{3}k^2 a^2)e^{-ika}] = \frac{-6}{(-ika)^2} \cdot \left\{ 1 - \left[\sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} - \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+1}}{n!} + \frac{1}{3} \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+2}}{n!} \right] \right\} \tag{18}$$

式(18)中方括号内的项可以分解为

$$\sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} = (-ika) + \frac{(-ika)^2}{2} + \frac{(-ika)^3}{6} + \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} \tag{19}$$

$$\sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+1}}{n!} = (-ika) + (-ika)^2 + \frac{(-ika)^3}{2} + \sum_{n=3}^\infty \frac{(-ika)^{n+1}}{n!} \tag{20}$$

$$\frac{1}{3} \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+2}}{n!} = \frac{1}{3} [(-ika)^2 + (-ika)^3 + \sum_{n=2}^\infty \frac{(-ika)^{n+2}}{n!}] \tag{21}$$

因此,

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} - \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+1}}{n!} + \frac{1}{3} \sum_{n=0}^\infty \frac{(-ika)^{n+2}}{n!} = (-ika) + \\ & \frac{(-ika)^2}{2} + \frac{(-ika)^3}{6} - (-ika) - (-ika)^2 - \frac{(-ika)^3}{2} - \\ & \sum_{n=3}^\infty \frac{(-ika)^{n+1}}{n!} + \frac{(-ika)^2}{3} + \frac{(-ika)^3}{3} + \frac{1}{3} \sum_{n=2}^\infty \frac{(-ika)^{n+2}}{n!} = \\ & -\frac{(-ika)^2}{6} + \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} - \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{(n-1)!} + \frac{1}{3} \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{(n-2)!} \end{aligned} \tag{22}$$

于是式(18)可写成

$$\begin{aligned} & \frac{6}{k^2 a^2} [1 - (1 + ika - \frac{1}{3}k^2 a^2)e^{-ika}] = \frac{-6}{(-ika)^2} \left[\frac{(-ika)^2}{6} + \right. \\ & \left. \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{n!} - \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{(n-1)!} + \frac{1}{3} \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^n}{(n-2)!} \right] = -1 - \\ & \sum_{n=4}^\infty \frac{(-ika)^{n-2}}{n!} [6 - 6n + 2(n-1)n] = -1 - \\ & 2 \sum_{n=4}^\infty \frac{(n-1)(n-3)}{n!} (-ika)^{n-2} \end{aligned} \tag{23}$$

得到载流线圈中心磁场垂直分量的级数形式:

$$H_z = -\frac{I}{2a} - \frac{I}{a} \sum_{n=4}^\infty \frac{(n-1)(n-3)}{n!} (-ika)^{n-2} \tag{24}$$

层状大地表面上载流线圈中心磁场垂直分量由两部分构成: 第一部分 $-I/2a$ 与地下电性分布无关, 是同样装置中恒定电流产生的磁场; 第二部分 $-\frac{I}{a} \sum_{n=4}^\infty \frac{(n-1)(n-3)}{n!} (-ika)^{n-2}$ 与地下物质的电性参数有关, 反映地下发生的电磁感应现象。

令

$$q = a/\delta \tag{25}$$

式中: q 是以趋肤深度为单位表示的线圈半径, 称为线圈的电磁半径, 其中 δ 是电磁波的趋肤深度:

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (26)$$

则 ika 可用 q 来表示:

$$-ika = (-1-i)q = \sqrt{2}e^{\frac{i-3\pi}{4}} q \quad (27)$$

代入式(24)后有:

$$H_z = -\frac{I}{2a} \left[1 + \sum_{n=4}^{\infty} \frac{(n-1)(n-3)}{n!} 2^{\frac{n}{2}} e^{\frac{i-3\pi}{4}(n-2)} q^{n-2} \right] =$$

$$-\frac{I}{2a} \left[1 + \frac{i}{2} q^2 + \frac{4q^3}{15} (1-i) - \frac{q^4}{6} + \frac{4q^5}{105} (1+i) - \frac{iq^6}{72} + \right.$$

$$\left. \frac{2q^7}{945} (-1+i) + \frac{q^8}{1800} - \dots \right] \quad (28)$$

从而将线圈中心的磁场垂直分量分解成实部和虚部:

$$\text{Re} H_z = \frac{I}{2a} \left(-1 - \frac{4q^3}{15} + \frac{q^4}{6} - \frac{4q^5}{105} + \frac{2q^7}{945} - \frac{q^8}{1800} - \dots \right) \quad (29)$$

$$\text{Im} H_z = \frac{I}{2a} \left(-\frac{1}{2} q^2 + \frac{4q^3}{15} - \frac{4q^5}{105} + \frac{q^6}{72} - \frac{2q^7}{945} - \dots \right) \quad (30)$$

研究测量 H_z 的虚分量 $\text{Im} H_z$ 提取视电阻率。如果 $q \leq 0.2$, 式中 q 的五次及五次以上的项可略去, 略去后引起的截断误差不超过 1%, 式(30)简化为

$$\text{Im} H_z \approx \frac{I}{2a} \left(-\frac{1}{2} q^2 + \frac{4q^3}{15} \right) = -\frac{Ia\omega\mu}{8\rho} + \frac{Ia^2}{15\sqrt{2}} \left(\frac{\omega\mu}{\rho} \right)^{3/2} \quad (31)$$

如果分别或同时用一高一和一低两个不同频率的电流去激励大地, 分别或同时测量线圈中心不同频率的磁场垂直分量的虚分量, 则高频虚分量为

$$\text{Im} H_z(\omega_h) \approx -\frac{Ia\omega_h\mu}{8\rho} + \frac{Ia^2}{15\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_h\mu}{\rho} \right)^{3/2} \quad (32)$$

低频虚分量为

$$\text{Im} H_z(\omega_l) \approx -\frac{Ia\omega_l\mu}{8\rho} + \frac{Ia^2}{15\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_l\mu}{\rho} \right)^{3/2} \quad (33)$$

乘以频比 $s(s = \frac{\omega_h}{\omega_l})$, 使之成为

$$\text{Im} H_z(\omega_l)s \approx -\frac{Ia\omega_h\mu}{8\rho} + \frac{Ia^2}{15\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_l\mu}{\rho} \right)^{3/2} s \quad (34)$$

消去两式中的第一项而保留第二项, 得到

$$\text{Im} H_z(\omega_l)s - \text{Im} H_z(\omega_h) \approx \frac{Ia^2}{15\sqrt{2}} \left(\frac{\omega_l\mu}{\rho} \right)^{3/2} s(1-\sqrt{s}) \quad (35)$$

由此提取视电阻率为

$$\rho_a \approx \left\{ \frac{Ia^2 s(1-\sqrt{s})}{15\sqrt{2} [\text{Im} H_z(\omega_l)s - \text{Im} H_z(\omega_h)]} \right\}^{2/3} \omega_l \mu \quad (36)$$

式(36)是线圈中心测量磁场垂直分量的虚分量提取视电阻率的公式。

3 正演模拟研究

通过数值模拟对该方法对地下的电性和几何特征的变化敏感度和电性构造的分辨能力进行分析。设定地电断面的各层参数以及发送机采用的工作参数, 包括相应断面各层的电阻率、厚度, 以及发送电流的强度、频率等。根据前面推导的不同地电断面的理论公式, 编制相应的计算程序。

图 2 所示为二层地电断面上测量磁场垂直分量的虚分量提取的视电阻率曲线。图 2 是用双对数坐标画的, 以归一化波长 λ_l/h_1 为横坐标、 ρ_s/ρ_1 为纵坐标。其中, 第一层的电阻率取 $\rho_1=100 \Omega\cdot\text{m}$, 第一层厚度固定取为 $h_1=100 \text{ m}$; 第二层(基底)电阻率分别为 $\rho_2=100, 30, 10, 3, 0.3 \Omega\cdot\text{m}$ (D型断面)和 $\rho_2=300, 1000, 3000, 10000 \Omega\cdot\text{m}$ (G型断面), 第二层的厚度取为无限大。

从图 2 可以看出, 上部层的电阻率和厚度一定, 下部层的电阻率不同, 由线圈中心磁场垂直分量的虚

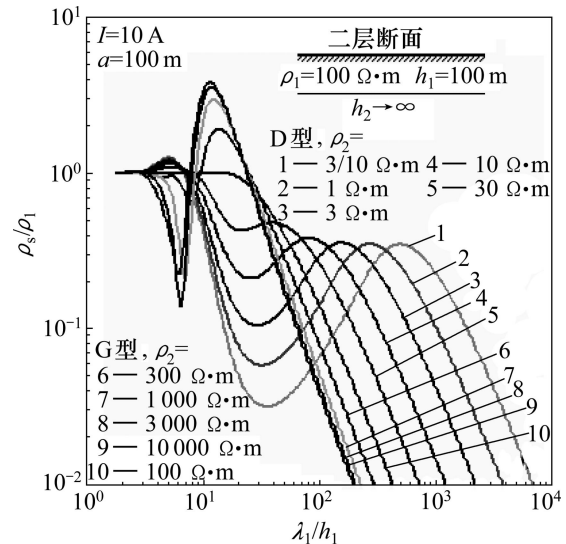


图 2 D 型、G 型断面正演模拟图(第二层电阻率改变)
Fig. 2 D-type and G-type profile forward simulation figures (changing resistivity of second layer)

分量提取的视电阻率互有明显的差别，这是线圈中心测量 $\text{Im}H_z$ 提取视电阻率的频率域方法得以成立的重要依据。就二层断面而言，在图所取的电性和厚度条件下，下层电性不同的视电阻率曲线之间的最大差异达到一个级以上，展示这种频率域电磁测深方法诱人的前景。随着频率降低，电磁波的趋肤深度增大，由虚分量 $\text{Im}H_z$ 提取的 G 型断面和 D 型断面的视电阻率曲线出现严重分化。G 型 ρ_s 表现为极大值，D 型 ρ_s 表现为极小值。当 $\rho_2/\rho_1 \geq 10$ 时，G 型曲线的极大值可以达到 $\rho_s \geq 3\rho_1$ ；当 $\rho_2/\rho_1 = 3$ 时， ρ_s 也能达到 ρ_1 的两倍左右，D 型曲线 ρ_s 的极小值比 G 型曲线的极大值更明显；当 $\rho_2/\rho_1 \leq 0.1$ 时， $\rho_s \approx 0.1\rho_1 \sim 0.2\rho_1$ ，有接近下伏基底真电阻率的趋势；当 $\rho_2/\rho_1 = 0.33$ 时， ρ_s 也可以达到 ρ_1 的 1/2 左右。不同地电断面之间具有明显的视电阻率差异，为判断二层断面的地质类型和电性分布提供了重要依据。

图 3 所示为二层断面保持上、下层电阻率不变，改变第一层厚度提取视电阻率的数值模拟结果。

从图 3 可以看出，不改变上、下层的电性对比度，只改变第一层的厚度(第二层深度)，视电阻率曲线的幅度大小和宽度(频率)范围都有明显的改变。

对比较 D 型和 G 型视电阻率曲线可知，线圈中心测量磁场垂直分量虚分量的频率域电磁测深方法，与其他电(磁)测深方法一样，对深部为低阻的地质断面的分辨能力和测深能力都要优于深部为高阻的地质断面。

测量 $\text{Im}H_z$ 对二层以上的地电构造的探测能力的研究如下：

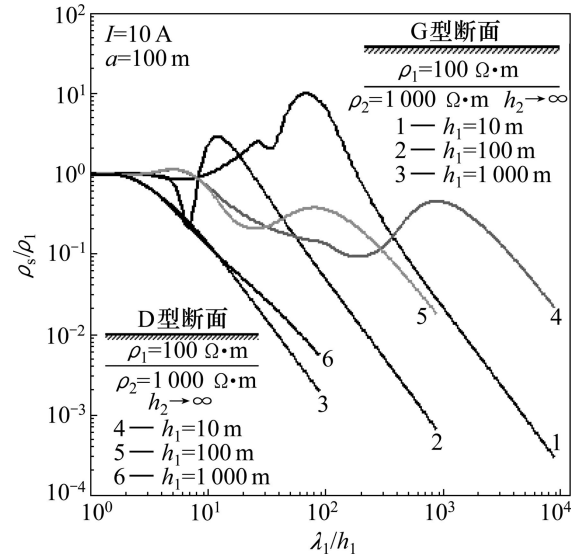


图 3 D 型、G 型断面正演模拟图(第二层厚度改变)

Fig. 3 D-type and G-type profile forward simulation figures (changing thickness of second layer)

图 4 所示为 A 型和 Q 型三层断面保持第一、三层电阻率和第一、二层厚度不变，改变中间层电阻率的数值模拟结果。A 型曲线总体上具有两段二层 G 型曲线组合的特征，曲线前支(高频)首先是水平渐近线，接着出现一个(假)极小值，之后是反映第二层电性的 G 型峰值。受中间层电阻率的制约，G 型峰值曲线的斜率和峰值的幅度互有差别。中间层电阻率越高，曲线越陡，峰值越高。

图 5 所示为 A 型和 Q 型三层断面保持三个层的电阻率和第一、二层厚度不变，改变中间层厚度的数值

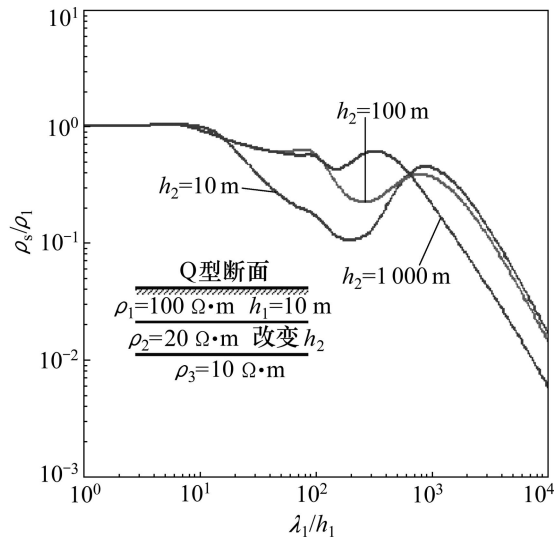
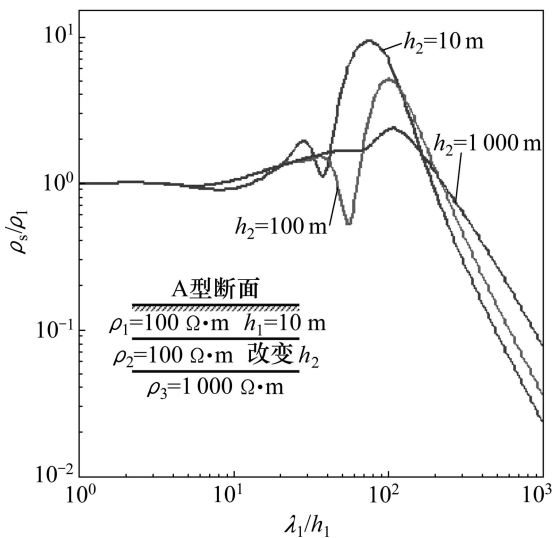


图 4 A 型、Q 型断面正演模拟图(第二层电阻率改变)

Fig. 4 A-type and Q-type profile forward simulation figures (changing resistivity of second layer)

模拟结果。

从图 5 可以看出: 线圈中心测量 $\text{Im}H_z$ 提取的视电阻率对第二层的厚度变化, 从而对基底深度变化是敏感的。

如 D 型二层曲线, 深部为低阻的 Q 型三层虚分量 ρ_s 曲线的尾支前也有一个高阻反弹, 中间层厚度小的比厚度大的反弹更高, 宽度更大。这有助于对深部电性和中间层厚度的分辨。

图 6 所示为保持第一和第二层参数不变, 改变第三层电阻率, A 型和 Q 型断面从虚分量 $\text{Im}H_z$ 提取的视电阻率的数值模拟。总的来看, A 型曲线是一种两段 G 型二层曲线组合的形态, Q 型曲线则具有两段 D

型二层曲线合成的模样。图 6 提示两个值得注意的现象: 1) 第三层电阻率的改变, 对 A 型断面而言, 主要是影响后半部分的第二个 G 型曲线, 使第二个 G 型曲线的(假)极小值和极大值的幅度随第三层电阻率的增大而增大。对 Q 型断面来说, 则使整条曲线受影响。第一个 D 型低谷随第三层电阻率的减小而降低, 第二个 D 型低谷却被尾支的反弹所掩盖变得不明显。2) A 型曲线尾支的直线段受第三层电性变化的影响不大, 第三层电阻率不同的三个直线段紧挨在一起分不开。Q 型曲线尾支的直线段受第三层电性变化的影响较大, 第三层电阻率不同的三个直线段分得比较开。在横向上, 依第三层电阻率高低从左至右顺序排列。

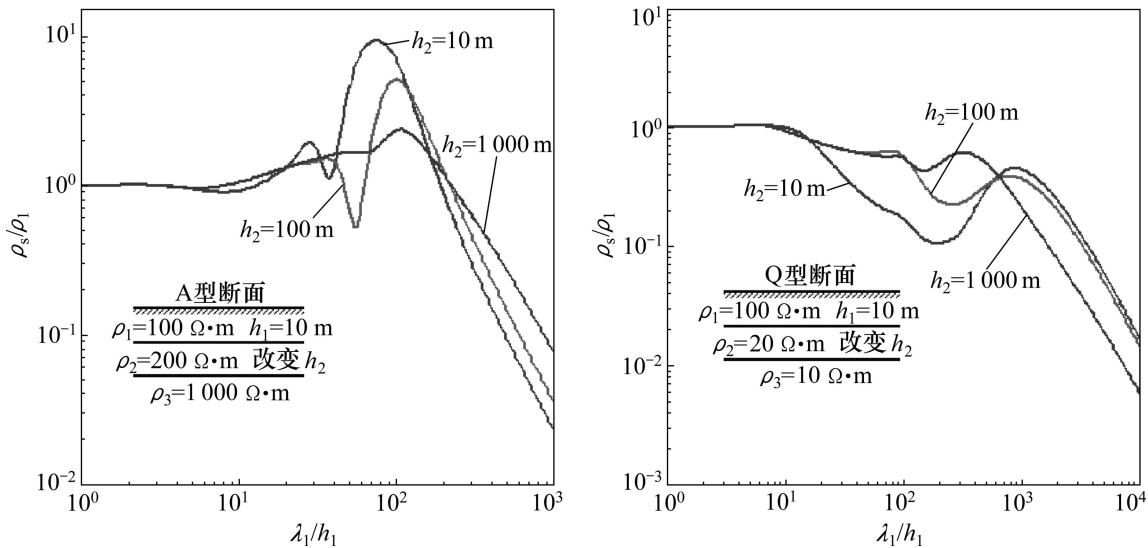


图 5 A 型、Q 型断面正演模拟图(第二层厚度改变)

Fig. 5 A-type and Q-type profile forward simulation figures (changing thickness of second layer)

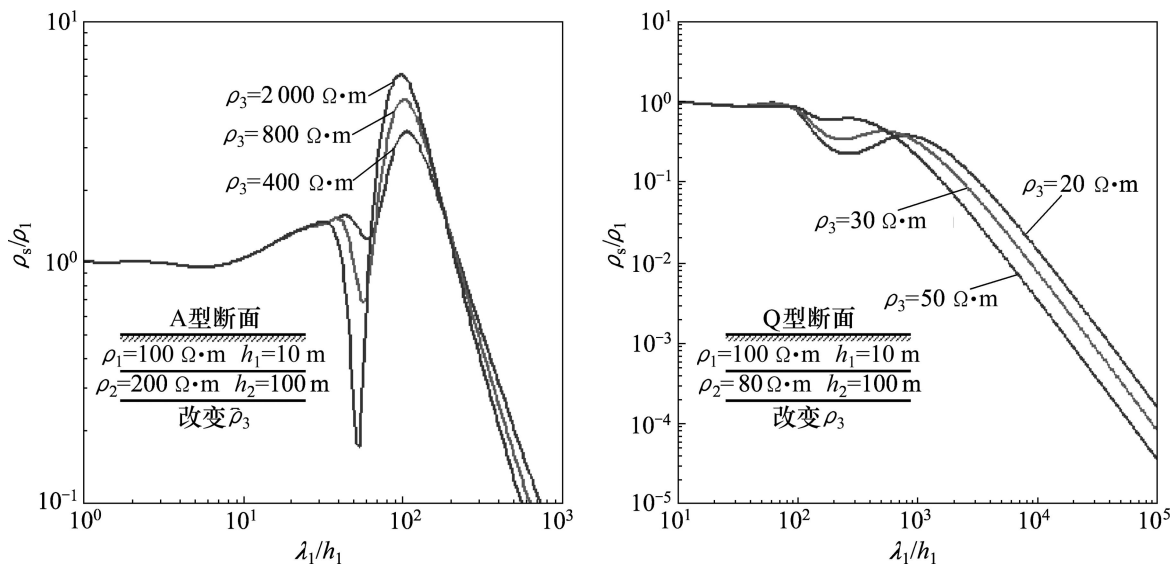


图 6 A 型、Q 型断面正演模拟图(第三层电阻率改变)

Fig. 6 A-type and Q-type profile forward simulation figures (changing resistivity of third layer)

线圈中心测量 $\text{Im}H_z$ 提取的视电阻率, 对 H 型 K 型三层断面中间层的厚度(从而基底深度), 分辨也比较好。

图 7 所示为 H 型和 K 型断面, 保持三个层的电阻率和第一层的厚度不变, 改变第二层的厚度, 由虚分量 $\text{Im}H_z$ 提取的视电阻率的数值模拟。

图 8 所示为 H 型曲线受中间层电阻率变化的影响比较明显。中间层电性的改变, 既影响 H 型曲线前支的第一个 D 型二层曲线, 也影响到 H 型曲线后支的第二个 G 型二层曲线。中间层电性的改变使中间层电性不同的三条曲线发生分离, 第二层电阻率越低, 其前半段的低谷越大, 沿横向(归一化波长)宽度越宽。而 G 型后半段则是第二层电阻率越高, 后半段的峰值越高,

沿横向(归一化波长)宽度越窄。H 型曲线尾支的直线段, 按中间层电阻率的高低从左至右平行排列。这些特征为识别地电断面的类型和电性分布提供丰富的信息。

图 9 所示为对 H 型断面, 改变第三层电阻率, 视电阻率变化主要发生在曲线的后半部分。

虽然并没有改变曲线后半支 G 型二层曲线的总体特征, 但第三层电阻率不同的三条曲线发生分离, 第三层电阻率低的后半支 G 型曲线幅度略小, 宽度也略宽, 第三层电阻率高的后半支 G 型曲线幅度略大, 宽度也略窄, 第三层电阻率居中的曲线也居中。其大小和位置顺序按高-中-低与左-中-右相应排列。由于曲线尾支直线段的排列与第三层电阻率有对应关系, 可

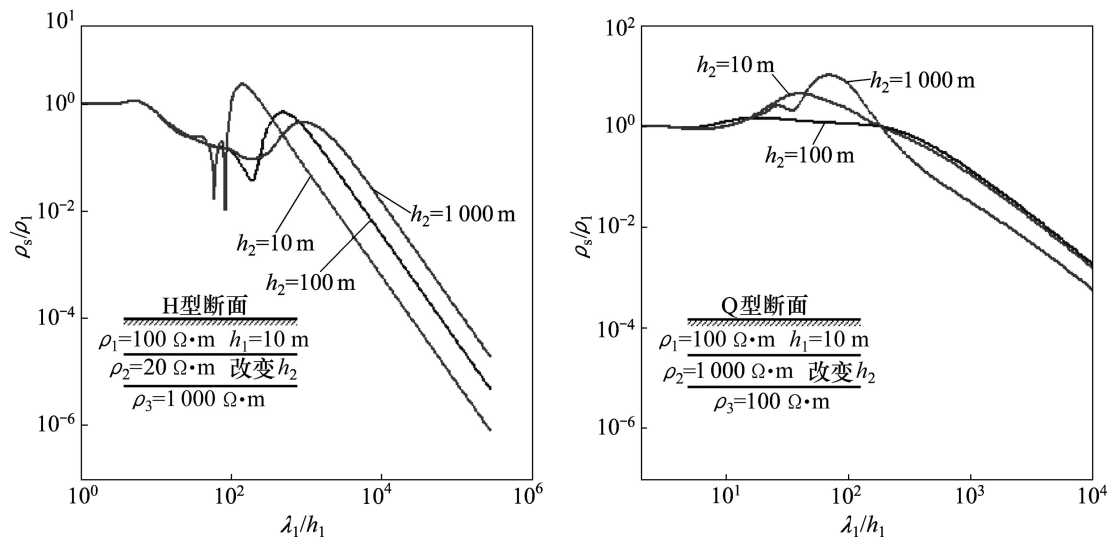


图 7 H 型、K 型断面正演模拟图(中间层厚度改变)

Fig. 7 H-type and K-type profile forward simulation figures (changing thickness of second layer)

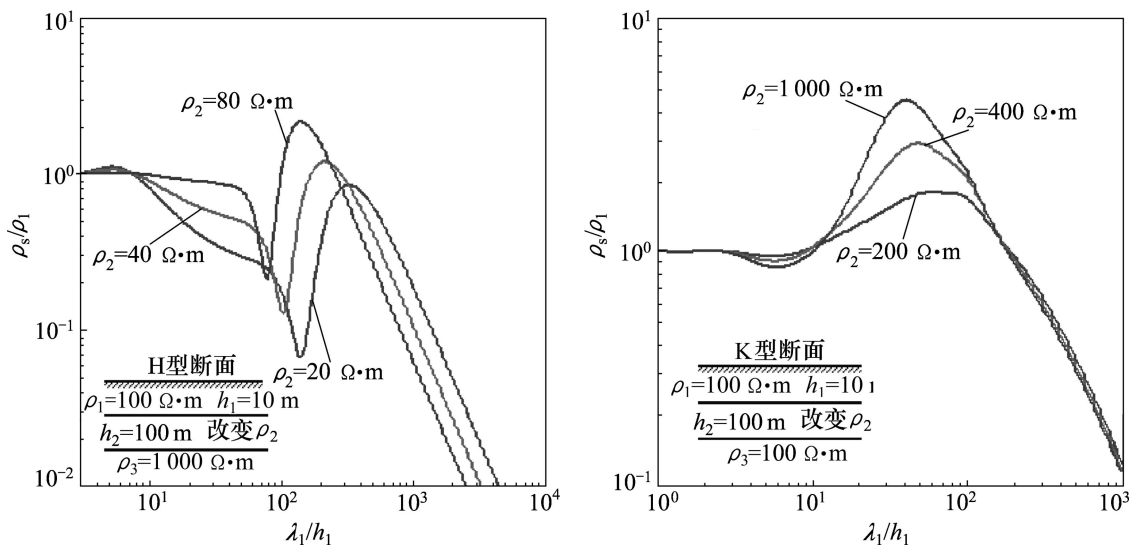


图 8 H 型、K 型断面正演模拟图(第二层电阻率改变)

Fig. 8 H-type and K-type profile forward simulation figures (changing resistivity of second layer)

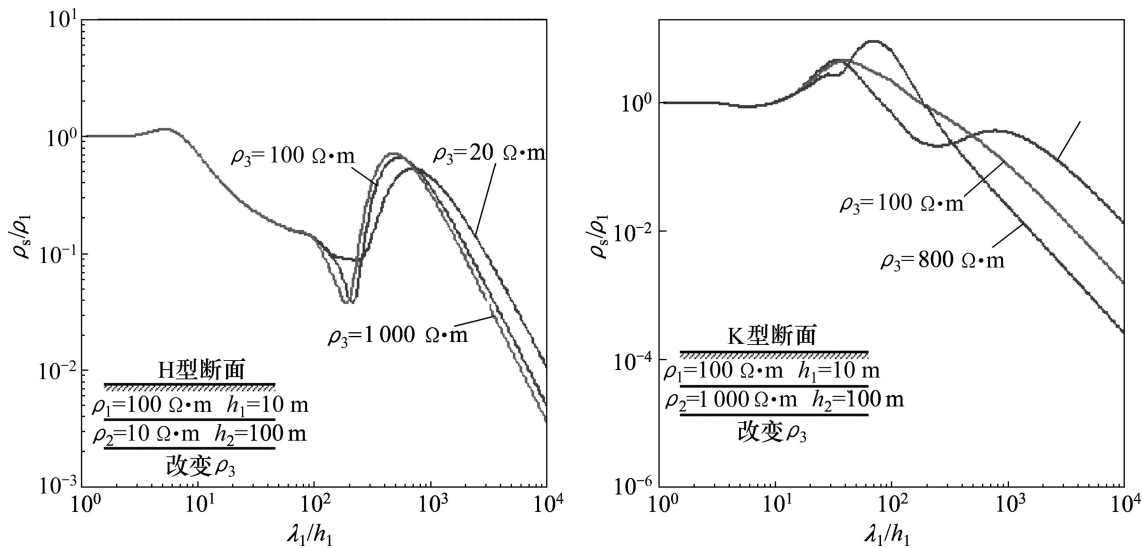


图 9 H 型、K 型断面正演模拟图(第三层电阻率改变)

Fig. 9 H-type and K-type profile forward simulation figures (changing resistivity of third layer)

通过曲线尾支的位置分辨深部层(基底)的电性。

K 型断面改变第三层电阻率, 视电阻率变化也主要发生在曲线的后半部分。与 H 型断面不同, 虽然第三层电阻率不同的三条曲线发生了分离, 但后半支 D 型二层曲线的总体特征已不明显。第三层电阻率较高, 与第二层电性差异不大的, 总体上看起来有点像 G 型二层曲线。第三层电阻率相当低, 其后半支的 D 型曲线的低谷才显露出来, 并且像二层 D 型曲线那样其尾支发生反弹, 出现与第三层低阻不相适应的高阻。K 型曲线尾支直线段的顺序与 H 型一样, 从左至右按高一中一低排列。与 H 型不同的是, 三条 K 型曲线的尾支直线段分开的距离更大, 更有利于通过 K 型曲线尾支的位置, 分辨深部层(基底)的电性。

4 结论

1) 线圈中心测量两不同频率磁场垂直分量的虚分量提取视电阻率的方法有两个显著特点: 其一, 虚分量的表达式不含有一次场, 虚分量完全是由电磁感应产生的, 具有“纯异常”的性质; 其二, 测量线圈中心两不同频率磁场垂直分量的虚分量的差, 对线圈尺寸的要求比较宽松, 从而给野外的实施提供很大的方便。

2) 对线圈半径的要求宽松, 有利于获得更大的信号强度。因为线圈的磁矩与线圈所围的面积成正比, 而线圈的面积又与它的半径的平方成正比。线圈半径大, 同样电流强度产生的磁矩就大, 自然观测到的信

号也大。

3) 测量虚分量提取的视电阻率, 对层状地电构造的电性参数和厚度变化比较敏感, 分辨力较高。对二层断面的上层厚度和基底电性分辨, 对三层断面的中间层的电性和厚度变化以及第三层(基底)的电性变化的分辨比较清楚。特别是其尾支渐近线呈斜率为负的平行直线, 依基底电性作有规律的排列, 为判断深部目标的电性提供有力的依据。

4) 测量虚分量对线圈的尺寸要求比较宽松, 是一种值得进一步研究和提倡的很有前途的近区频率域电磁测深方法。

REFERENCES

- [1] 何继善. 广域电磁法和伪随机信号电法[M]. 北京: 高等教育出版社, 2010: 1-50.
HE Ji-shan. Wide field electromagnetic sounding methods and pseudo-random electromagnetic sounding methods [M]. Beijing: Higher Education Press, 2010: 1-50.
- [2] 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: 1-20.
HE Ji-shan. Audio-frequency of Controlled sounding electromagnetic method [M]. Changsha: Central South University of Technology Press, 1990: 1-20.
- [3] 谢 维. 在线圈中心测量磁场垂直分量的频率域电磁测深方法研究[D]. 长沙: 中南大学, 2011: 1-40.
XIE Wei. Study on frequency domain electromagnetic sounding method of measuring magnetic field vertical components in the center of loop [D]. Changsha: Central South University, 2011:

- 1-40.
- [4] 何继善. 广域电磁法研究[J]. 中南大学学报: 自然科学版, 2010, 41(3): 1065-1073.
HE Ji-shan. Wide field electromagnetic sounding methods [J]. Journal of Central South University: Science and Technology, 2010, 41(3): 1065-1073.
- [5] HE Ji-shan, BAO Li-zhi. The actuality and development of marine electromagnetic method [J]. Progress in Geophysics, 1999, 14(1): 7-39.
- [6] WARD S H. Electromagnetic theory for geophysical applications [M]. Mining Geophysics, Vol. II, Theory. New York Geophysics, 1971: 13-196.
- [7] WARD S H. Electrical, electromagnetic, and magneto telluric methods [J]. Geophysics, 1980, 45(11): 1659-1666.
- [8] KAUFMAN A A, KELLER G V. Frequency and transient soundings [M]. New York: Elsevier Science Publishes B.V., 1983: 1-13.
- [9] 何继善, 鲍力知. 海底无限长水平线电流源电磁场[J]. 中南工业大学学报: 自然科学版, 2001, 32(6): 551-554.
HE Ji-shan, BAO Li-zhi. The electromagnetic field of infinite length wire current source on the sea floor [J]. Journal of Central South University: Science and Technology, 2001, 32(6): 551-554.
- [10] ABRAMOVITZ M, STEGUN I. A handbook of mathematical functions [M]. New York: Dover Publ Inc, 1964: 25-29.
- [11] GOLDSTEIN M A, STRANGWAY D W. Audio-frequency magnetitellurics with a grounded-electric dipole source [J]. Geophysics, 1975, 40: 669-683.
- [12] 何继善, 熊文斌, 鲍力知. 直接消除耦合的斩波去耦方法[J]. 地球物理学报, 2006, 49(6): 1684-1692.
HE Ji-shan, XIONG Bin, BAO Li-zhi. A direct induced-polarization decoupling scheme by chop-wave [J]. Chinese Journal of Geophysics, 2006, 49(6): 1684-1692.
- [13] 河北省地质矿产局物探大队. 磁偶极源频率测深法[M]. 北京: 地质出版社, 1985: 1-6.
Geology Mining Geophysics Team in Hebei Province. Magnetism dipole frequency sounding methods [M]. Beijing: Geological Publishing House, 1985: 1-6.
- [14] 牛之琰. 时间域电磁法原理[M]. 长沙: 中南大学出版社, 2007: 1-10.
NIU Zhi-lian. Time domain electromagnetism methods [M]. Changsha: Central South University Press, 2007: 1-10.
- [15] 何继善. 频率域电法的新进展[J]. 地球物理学进展, 2007, 22(4): 1250-1254.
HE Ji-shan. The new development of frequency domain electromagnetism prospecting [J]. Progress in Geophysics, 2007, 22(4): 1250-1254.
- [16] ZONGE K, WYNN J. Recent advances and applications in complex resistivity measurements [J]. Geophysics, 1975, 40(1): 851-864.
- [17] PELTON W, WARD S, HALLOF P, SILL W, NELSON P. Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP [J]. Geophysics, 1978, 43(3): 588-609.
- [18] RYLOV S, BUNZ L, GAIDARENKO D, FISHER M, ROBERTAZZI R, MUKHANVO O. High resolution ADC system [J]. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 1997, 7(2): 2649-2652.
- [19] 蒋邦远. 实用近区磁源瞬变电磁法勘探[M]. 北京: 地质出版社, 1998: 1-8.
JIANG Bang-yuan. Practical near field magnetic source transient electromagnetic exploration. [M]. Beijing: Geological Publishing House, 1998: 1-8.

(编辑 彭超群)