

108-116

电偶源瞬变测深一维正演及 视电阻率响应研究

李吉松* 朴化荣
(长春地质学院)

p631.322

摘 要

本文讨论了时间域电磁法(TEM)中电偶源发射时垂直磁场及其导数的一维正演计算问题。对利用余弦变换从频率域的正演结果转换到时间域的过程中存在的实、虚部的选取,磁场和磁场导数的精度问题进行了较详细的研究。指出用 $H_z(\omega)$ 的虚部导出的 $H_z(t)$ 精度较高,而 $\epsilon(t)$ 的结果无论是采用 $H_z(\omega)$ 的实、虚部都不太理想。还提出了在晚期用 $H_z(t)$ 数值差分的方法也能获得较好的 $\frac{dH_z(t)}{dt}$ 结果。

文中对 $\epsilon(t)$ 的早、晚期视电阻率定义和 $H_z(t)$ 的全区定义进行了比较。指出 $H_z(t)$ 的全区定义视电阻率同时具有 $\epsilon(t)$ 早、晚期定义视电阻率的有效特征,曲线形态简单,易于解释。然而, $\epsilon(t)$ 的全区定义可能在很多情况下出现“无意义”的现象,曲线形态复杂,不宜采用。最后,作者建议把野外测得的感应电动势 $\epsilon(t)$ 数值转换为磁场 $H_z(t)$,并求出其全区定义视电阻率,与 $\epsilon(t)$ 的结果同时用于解释。并用实例说明从 $\epsilon(t)$ 到 $H_z(t)$ 的转换是可行的,也是非常有效的。

绪 言

目前,瞬变测深法作为电磁感应法的一个分支在国内外得到了很大的发展,正在用于石油、天然气及深部构造的勘探中。它弥补了频率测深法频点有限和一次场、二次场同时观测的缺点,也弥补了 MT 法用天然随机场作场源而结果不稳定的不足。瞬变测深方法具有频率成分丰富,观测纯异常,探测深度大等优点。

瞬变测深正演计算常用的方法是把频率域的正演结果转换到时间域中。当前,频率域一维正演计算及解释方法较完善,但由于从频率域到时间域的转换方法一直未能很好地解决,瞬变测深法的正演计算及解释方法尚存在不少问题。

瞬变测深正演计算最早是用快速付氏变换法 (FFT) 将频率域电磁场变为时间域的结果,但由于该方法要求对核函数抽样次数很多,速度慢而很少被采用。J. H. Kight 和 A. P. Raich (1982) 提出用 G-S 方法进行频率域到时间域的转换。长谷川 健^[2] 用 G-S 方法进行了电偶源发射的垂直磁场正演计算。朴化荣等人^[1] 也用 G-S 方法进行了各种装置的正演计算。G-S 方法速度快、精度高,但是对计算机字长要求高,一般微机上不能实现,在计算个别晚期曲线时,有误差较大的突跳点。此外,国内也有人用线性数字滤波法等进行变换,取得了较好的结果。

A. A. 考夫曼和 G. V. 凯勒^[1]采用余弦变换近似计算方法,计算了垂直磁场的 $\varepsilon(t)$, 并提供了程序,然而计算精度较低。本文将该方法作了适当修改,取得了较好的计算效果。文中还对其精度进行了分析探讨,并算出了一系列正演结果。

一、瞬变测深一维正演方法及精度分析

(一)频率测深正演方法

频率测深一维正演方法,国内已有人^[3]进行了较详细的研究。本文采用了文献[3]中利用汉克尔变换实现贝赛尔函数积分的方法。对电偶极子发射,垂直磁场观测的情况,其表达式为^[3](本文中所有装置如图 1):

$$Hz(\omega) = \frac{Idr\sin\theta}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\lambda + u_1/R_1} J_1(\lambda r) d\lambda \quad (1)$$

在数值计算时利用如下近似式^[3]:

$$Hz(\omega) = \frac{Idr\sin\theta}{2\pi} \frac{1}{r} \sum_{n=-25}^{68} \frac{\lambda_n^2}{\lambda_n + u_1/R_1} H_{1n} \quad (2)$$

本文中的频率域正演计算采用了 94 个汉克尔滤波系数。

(二)频率测深与瞬变测深之间的关系

磁场的时间域响应 $H_z(t)$ 并不是频率域响应 $H_z(\omega)$ 在时间域的付氏变换对,而是经过与观测点处的一次场求褶积运算的结果。本文只讨论实际工作中常用的阶跃波一次场(图 2)的响应。其表达式如下:

$$Hz(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) [\pi\delta(\omega) - \frac{1}{j\omega}] e^{j\omega t} d\omega \quad (3)$$

由于 $H_z(t)$ 在 $t < 0$ 时等于常数,利用 $H_z(\omega)$ 的实、虚部频率特性,容易将上式分解为如下两个等式。

$$Hz(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \text{Im}[Hz(\omega)] \frac{1}{\omega} \cos\omega t d\omega \quad (4)$$

$$Hz(t) = Hz_0 - \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \text{Re}[Hz(\omega)] \frac{1}{\omega} \sin\omega t d\omega \quad (5)$$

这样分离在计算方法中是很有意义的。我们可以仅用其实部或虚部就能导出 $H_z(t)$ 。由上式可推导出 $\frac{dHz}{dt}$ 的两个表达式:

$$\frac{dHz(t)}{dt} = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \text{Re}[Hz(\omega)] \cos\omega t d\omega \quad (6)$$

$$\frac{dHz(t)}{dt} = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \text{Im}[Hz(\omega)] \sin\omega t d\omega \quad (7)$$

(三)正、余弦变换的数值计算方法

这里以余弦变换为例,介绍一种用折线来逼近核函数的近似计算方法。其一般公式为:^[4]

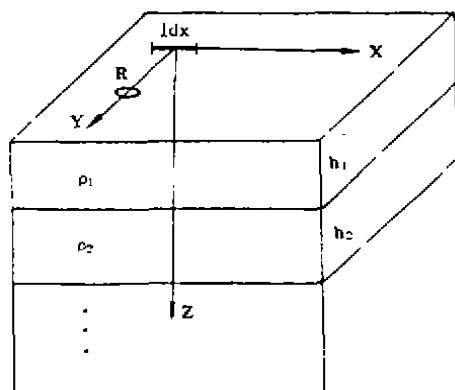


图 1 一维地电模型

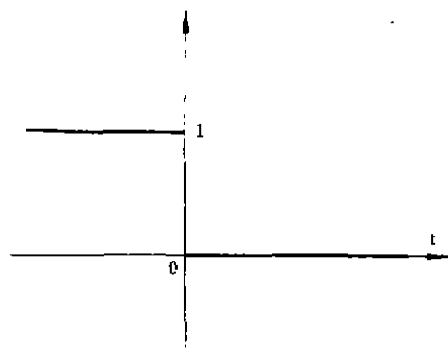


图 2 观测点处归一化的一次场 $H_z(t)$

$$f(t) = \int_a^b F(\omega) \cos \omega t d\omega = \left[\frac{1}{t} F(\omega) \sin \omega t \right]_a^b - \frac{1}{t} \int_a^b \frac{dF}{d\omega} \sin \omega t d\omega \quad (8)$$

把积分区间 (a, b) 分为 n 份, 把函数 $f(t)$ 用 n 段折线 $f_A(t)$ 来逼近。则在每段上 $\frac{dF}{d\omega}$ 为常数, 可以提出来。从 (8) 式可以推导出:

$$f_A(t) = \frac{1}{t} F(b) \sin bt - \frac{1}{t} F(a) \sin at + \frac{1}{t^2} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{F(\omega_{i+1}) - F(\omega_i)}{\omega_{i+1} - \omega_i} [\cos(\omega_{i+1}t) - \cos(\omega_i t)] \quad (9)$$

从以上推导可以看出, 该方法要求变换函数在各段上的斜率都不能是无穷大, 而且斜率的变化不能太大。本文中的计算由于原函数(频率域响应)是对数间隔取点, 所以分段也采用对数等间隔。在精度要求的频率域范围里, 分了 192 个段。

以上近似积分的误差上限如下:

$$|e(t)| = \int_a^b |F(\omega) - F_A(\omega)| |\cos \omega t| d\omega \quad (10)$$

由于 $\cos \omega t$ 有界, 于是可求得估计上限为:

$$|e(t)| \leq \int_a^b |F(\omega) - F_A(\omega)| d\omega \quad (11)$$

对具体的核函数而言, 实际误差一般比这估计上限要小得多。但由于 $\cos \omega t$ 是周期函数, 这个估计上限还是可以体现误差的数量级的。以上 (8)、(9)、(10)、(11) 式很容易变为正弦变换情况下的公式。

(四) 正、余弦变换核函数分析及其结果

在前面频率域和时间域关系讨论中已指出 $H_z(t)$ 和 $\frac{dH_z}{dt}$ 的计算方法各有两种, 虽然在解析式子上是等价的, 但在数值计算实现时, 精度有较大区别。具体分析如下:

(1) 利用 (6) 式, 由 $\text{Re}[H_z(\omega)]$ 计算 $\frac{dH_z}{dt}$ 。 $H_z(\omega)$ 的实部(图 3)在高频端虽然值很小, 但有正、负交替振荡。图中由于使用的是算术纵坐标, 所以没有反应出来。若用对数纵坐标, 将发现其斜率变化很大, 不能很好地满足近似数值计算条件。早期的计算还可以满足一般要求(当 r 很大时, 效果也不太好), 在晚期效果很差。文献[1]中的程序就是用这种方法。

(2) 利用 (7) 式, 由 $\text{Im}[H_z(\omega)]$ 计算 $\frac{dH_z}{dt}$ 。 $H_z(\omega)$ 的虚部(图 4), 虽然没有振荡, 但斜率变化较大。同时频带比 $\text{Re}[H_z(\omega)]$ 宽, 直接用来计算, 效果也不好。作者认为经过修正, 精度还有可能提高。

(3) 利用 (5) 式, 由 $\text{Re}[H_z(\omega)]/\omega$ 计算 $H_z(t)$ 。由于该核函数, 当 $\omega \rightarrow 0$ 时, 值趋于无穷大, 显然不能用前面的积分近似计算方法。

(4) 利用 (4) 式, 由 $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 计算 $H_z(t)$ 。从图 4 中可以看到, 该核函数只有正值, 没有振荡, 斜率变化较缓, 频带较窄, 是比较理想的核函数。本文中 H_z 时间域结果均采用了该核

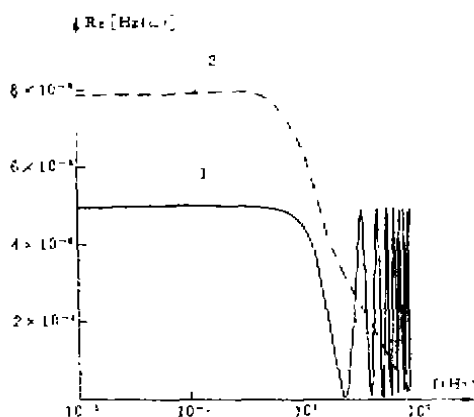


图 3 $\text{Re}[H_z(\omega)]$ 的频率特性

1. $t=0.01$ 秒时在对数坐标上的 $\cos \omega t$ (纵坐标比例尺压缩)
2. $\text{Re}[H_z(\omega)]$ 曲线

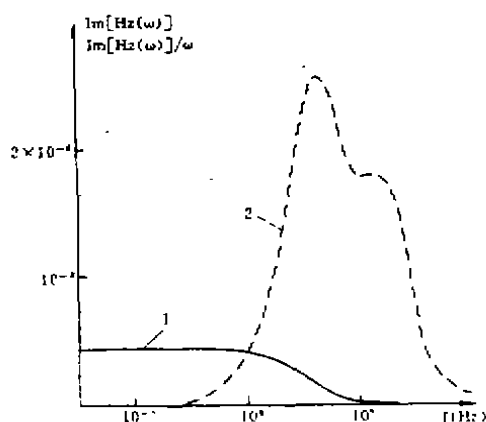


图 4 $\text{Im}[H_z(\omega)]$ 和 $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 的频率特性

1. $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 曲线
2. $\text{Im}[H_z(\omega)]$ 曲线

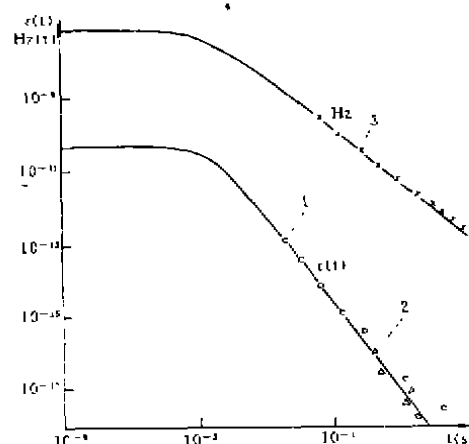


图 5 均匀大地上 $H_z(\omega)$ 和 $\epsilon(t)$ 的精度检查 $r=1000\text{m}$ $\rho=100\Omega\text{m}$

1. 用 $\text{Re}[H_z(\omega)]$ 计算的 $\epsilon(t)$; 2. 用 $\text{Im}[H_z(\omega)]$ 计算的 $\epsilon(t)$;
3. 用 $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 计算的 $H_z(t)$

函数。

用均匀半空间进行的精度验证结果如图 5, 可以看出 $H_z(t)$ 的精度较高, 误差振荡的出现比 $\epsilon(t)$ 晚一个数量级。

从以上还可以看出, 计算 $\epsilon(t)$ 无论取 $H(\omega)$ 实部, 还是虚部均在晚期得不到好的结果。本文中试着用 $H_z(t)$ 进行数值差分求 $\frac{dH_z(t)}{dt}$, 结果说明在晚期精度较高, 早期较差。这是由于 t 按对数间距取值, 在早期 Δt 很小, 差分结果的相对误差很大。而在晚期 Δt 变大, 差分的精度提高。这时 $\frac{dH_z(t)}{dt}$ 的误差接近 $H_z(t)$ 的误差水平。图 6, 图 7 是 3 种方法求出的 $\frac{dH}{dt}$ 晚期视电阻率的结果比较。计算结果表明, 差分的方法求得的 $\frac{dH}{dt}$ 尾支曲线较好, 这是其它方法不能比拟的。

二、 $\frac{dH_z}{dt}(t)$ 和 $H_z(t)$ 的视电阻率曲线特征

$\frac{dH_z}{dt}(t)$ 和 $H_z(t)$ 在均匀半空间时的表达式(归一化后)如下^[2]:

$$\frac{\partial h_z}{\partial t} = \frac{6\rho_1}{u_0 r^2} \left[\phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} u \left(1 + \frac{u^2}{3} \right) e^{-u^2/2} \right] \quad (12)$$

$$h_z(t) = \left(1 - \frac{3}{2}x \right) \text{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right) + 3\sqrt{\frac{x}{\pi}} e^{-\frac{1}{x}} \quad (13)$$

式中: $x = \frac{4t}{\mu_0 \sigma r^2}$ $u = \sqrt{2/x}$

一般视电阻率的定义方法是把实际观测值当作同一装置在均匀大地上的观测值, 以推出该假想均匀半空间的电阻率, 并称之为视电阻率。这个过程要从观测值算出与之相应的均匀半空间的电阻率, 因此需要一个均匀半空间场表达式的反函数。由于电磁感应法中, 均匀半空间的电阻率与场值关系复杂, 不能直接导出反函数, 所以采用了早、晚期两种近似表达式来代替。

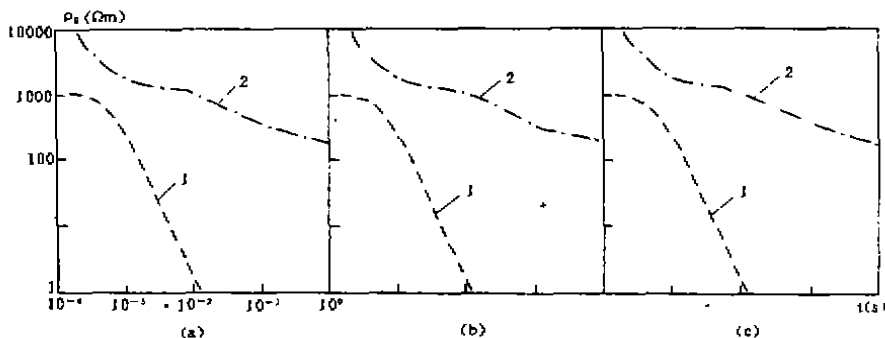


图 6 用不同的方法计算的 $\varepsilon(t)$ 的早、晚期视电阻率曲线

$r=2000\text{m}$ 地电模型 ($\rho_1=1000, k_1=2500, \rho_2=200, k_2=2500, \rho_3=100$)

(a) 用 $H_z(\omega)$ 的实部直接计算 $\varepsilon(t)$ (b) 用 $H_z(\omega)$ 的虚部直接计算 $\varepsilon(t)$

(c) 用 $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 计算 $H_z(t)$, 再用差分法间接计算 $\varepsilon(t)$

1. $\varepsilon(t)$ 早期定义视电阻率 2. $\varepsilon(t)$ 晚期定义视电阻率

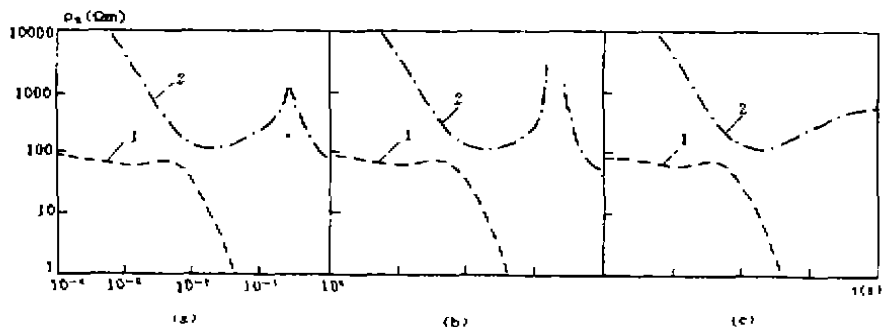


图 7 用不同的方法计算的 $\varepsilon(t)$ 的早、晚期视电阻率曲线

$r=2000\text{m}$ 地电模型 ($\rho_1=100, k_1=100, \rho_2=50, k_2=400, \rho_3=1000$)

(a) 用 $H_z(\omega)$ 的实部直接计算 $\varepsilon(t)$ (b) 用 $H_z(\omega)$ 的虚部直接计算 $\varepsilon(t)$

(c) 用 $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 计算 $H_z(t)$, 再用差分法间接计算 $\varepsilon(t)$

1. $\varepsilon(t)$ 早期视电阻率 2. $\varepsilon(t)$ 晚期视电阻率

对于 $\frac{dhz}{dt}(t)$, 当 $u \gg 1$ (早期) 和 $u \ll 1$ (晚期) 时有早、晚期两种视电阻率表达式^[3]:

$$\rho_r \left(\frac{dhz}{dt} \right) = \frac{2\pi r^4}{3ABs \sin \theta} \frac{\varepsilon(t)}{I} \quad u \gg 1 \quad (14)$$

$$\rho_r \left(\frac{dhz}{dt} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{AB \cdot I \sin \mu_0 r \sin \theta^{\frac{2}{3}}}{5\varepsilon(t)} \right) \cdot t^{-\frac{5}{3}} \quad u \ll 1 \quad (15)$$

式中: $\varepsilon(t) = -\frac{\sin AB \cdot I \mu_0 \sin \theta}{4\pi r^2} \cdot \frac{dhz}{dt}$

关于 $H_z(t)$, 由于我们野外大多实际观测 $\varepsilon(t)$ 值, 所以对其不太重视。长谷川 健^[2]用分段多项式逼近的方法, 给出了 (12) 式的反函数表达式, 并在此基础上定义了视电阻率, 以下称之为 $H_z(t)$ 的全区定义。

图 8~11 是不同地电模型和不同收发距情况的视电阻率曲线。从图 8 中可以看出, 当 r 相对于 k_1, k_2 较大时, $\varepsilon(t)$ 的早期定义视电阻率基本上能反应地电断面特征, 即 H 型特征。当 r 较小时 (图 9), 早期定义已没什么意义, 而晚期定义比较好地反应了地下的 H 型断面情况。因

此,在实际工作中要针对不同的情况选取不同形式的视电阻率定义。但是,地下电性参数的分布状态是不易预知的,对于某些装置,很难说哪一种定义方式反应更好。如图 10,11 的情况下, r 与 h_1, h_2 的大小接近(这在野外经常遇到),早、晚期定义的视电阻率各自只能反映地电断面的一部分特征;早期定义反应第 1、2 层情况,晚期定义反应了第 2、3 层情况。这时必须把两者结合起来看,如果仅用其中一种定义解释,将比较勉强。但我们注意到, $H_z(t)$ 的全区定义,在各种 r 情况下都表现很好。它在 $e(t)$ 的早期,晚期视电阻率曲线的有效区基本与之吻合。而

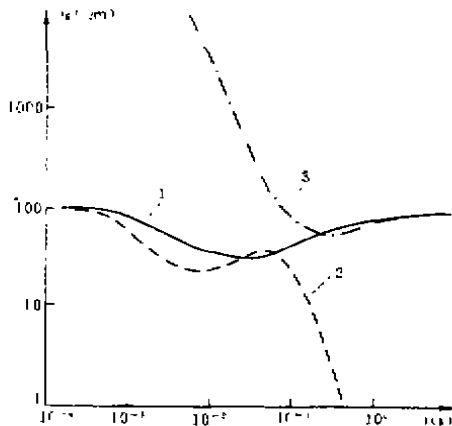


图 8 $e(t)$ 的早、晚期视电阻率及 $H_z(t)$ 全区视电阻率曲线
 $r=5000\text{m}$ 地电模型 ($\rho_1=100, h_1=250, \rho_2=10, h_2=250, \rho_3=100$)
 1. $H_z(t)$ 全区视电阻率 2. $e(t)$ 早期视电阻率
 3. $e(t)$ 晚期视电阻率

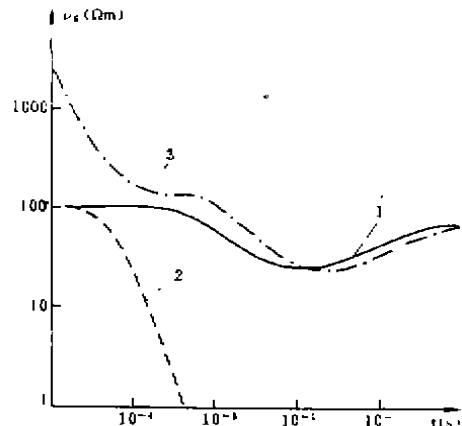


图 9 $e(t)$ 的早、晚期视电阻率及 $H_z(t)$ 全区视电阻率曲线
 $r=200\text{m}$ 地电模型 ($\rho_1=100, h_1=250, \rho_2=10, h_2=250, \rho_3=100$)
 1. $H_z(t)$ 全区视电阻率 2. $e(t)$ 早期视电阻率
 3. $e(t)$ 晚期视电阻率

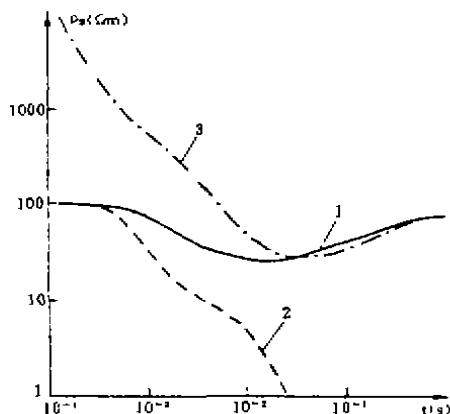


图 10 $e(t)$ 的早、晚期视电阻率及 $H_z(t)$ 全区视电阻率曲线
 $r=1000\text{m}$ 地电模型 ($\rho_1=100, h_1=250, \rho_2=10, h_2=250, \rho_3=100$)
 1. $H_z(t)$ 全区视电阻率 2. $e(t)$ 早期视电阻率
 3. $e(t)$ 晚期视电阻率

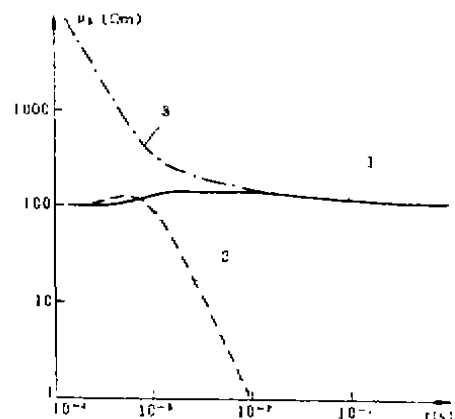


图 11 $e(t)$ 的早、晚期视电阻率及 $H_z(t)$ 全区视电阻率曲线
 $r=1000\text{m}$ 地电模型 ($\rho_1=100, h_1=250, \rho_2=1000, h_2=250, \rho_3=100$)
 1. $H_z(t)$ 全区视电阻率 2. $e(t)$ 早期视电阻率
 3. $e(t)$ 晚期视电阻率

在早、晚期曲线都反应不好的时间区域,明显地表现出优越性。如图 10 的 H 型曲线和图 11 的 K 型曲线,不论是 $\varepsilon(t)$ 的早期还是晚期视电阻率曲线,都不能完整地体现,而 $H_z(t)$ 的全区定义视电阻率曲线,形态简单,视电阻率渐近线向实际电阻率值逼近,易于直观地判断曲线类型(与直流电测深曲线相似),有益于进一步解释。同时,实践中也可以发现, $H_z(t)$ 全区定义视电阻率对不同的 r , 曲线基本不变。这将大大减小量板曲线数量。因此,作者认为在实际工作中,如果把观测得的 $\varepsilon(t)$ 转换为 $H_z(t)$, 用 $H_z(t)$ 的全区视电阻率进行解释,或同时利用 $\varepsilon(t)$ 和 $H_z(t)$ 的 3 种视电阻率结果,将会取得较好结果。

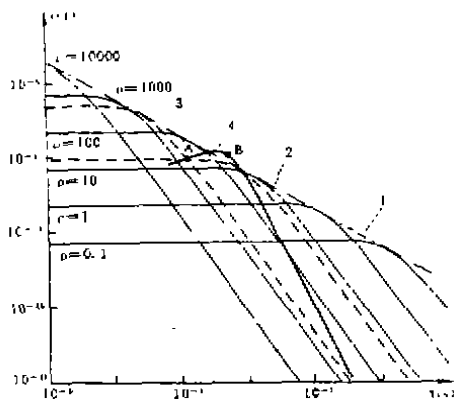


图 12 均匀大地上的 $\varepsilon(t)$ 曲线组及包络线 ($r=1000\text{m}$)

1. 均匀大地的 $\varepsilon(t)$ 2. 过 A 点均匀大地的 $\varepsilon(t)$ 3. 包络线 4. 二层地电模型 ($\rho_1=10$, $k_1=100$, $\rho_2=1000$) 的 $\varepsilon(t)$

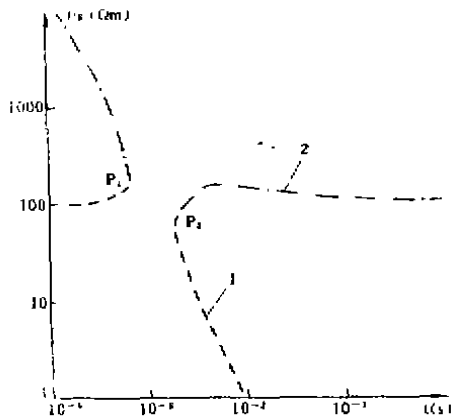


图 13 $\varepsilon(t)$ 的全区定义视电阻率曲线 (P_1, P_2 之间无解) 装置及地电断面 (同图 11)

1. $\varepsilon(t)$ 全区定义视电阻率 1
2. $\varepsilon(t)$ 全区定义视电阻率 2
两者皆在 P_1, P_2 之间无解

对于 $\varepsilon(t)$ 能不能定义既适合于晚期也适合于早期的全区视电阻率呢? 对此, 国内外都有人进行过研究^{[5], [6]}, 作者也进行了验证。所谓 $\varepsilon(t)$ 的全区定义视电阻率, 就是直接用 (12) 式, 从 $\varepsilon(t)$ 值导出视电阻率 ρ 值。本文所用的是计算机二分逼近法求反函数。通过分析得出结论如下: $\varepsilon(t)$ 的均匀大地表达式 (12) 式, 在装置参数一定时, 对任一时间都存在一个值域, 如图 12 中的包络线 (即图中的公共切线) 的下部。当观测值在包络线下部时 (如 A 点), 由于有两条均匀半空间的 $\varepsilon(t)$ 曲线过该点, 能定义出两个视电阻率, 图中为 $\rho_1=18$, $\rho_2=450$ 。而当观测值在包络线上部时 (如 B 点), 则全区视电阻率根本不存在。这是因为对均匀半空间的情况, 无论电阻率为何值, 在该时刻都不可能出现该观测值。而这种情况是不少见的。例如, 若将图 11 的结果用 $\varepsilon(t)$ 的全区定义视电阻率绘出 (如图 13), 则中间有一段 P_1 与 P_2 之间无解, 该段正好对应于感应电动势 $\varepsilon(t)$ 值在包络线上部的部分。在 G 型二层曲线, K 型曲线及一些多层曲线中都会出现这种问题。同时, 由于 $\varepsilon(t)$ 的全区定义视电阻率总得到两个值, 必须比较附近几个点的视电阻率后才能决定取舍。这在理论曲线处理时比较容易, 但在实际工作中, 将带来很多不便。这一切表明 $\varepsilon(t)$ 的全区定义并不实用, 更显示了 $H_z(t)$ 全区定义的优越。目前, 在仪器观测技术中出现了不少直接读取磁场的装置, 这就更有利于使用 $H_z(t)$ 全区定义视电阻率进行解释了。

三、由 $\varepsilon(t)$ 到 $H_z(t)$ 的转换及应用实例

由于现在一般仪器还是用线圈观测垂直磁场产生的感应电动势 $\varepsilon(t)$, 这里讨论一下, 在实际工作中把 $\varepsilon(t)$ 数据转换成 $H_z(t)$ 的方法。 $\varepsilon(t)$ 相当于 $\frac{dH}{dt}(t)$ 乘上一个常数, 它和 $H_z(t)$ 是积分关系:

$$H_z(t) = \frac{1}{ns\mu_0} \int_0^t \varepsilon(\tau) d\tau + C \quad (16)$$

式中 n, s 为线圈数和面积。在实际工作中, 利用以上公式, 可以把野外观测的 $\varepsilon(t)$ 的离散数据用数值积分的方法转换为 $H_z(t)$ 。这一转换之所以能实现, 是由以下几点决定的。

(1) C 对于某一种具体装置是常数, 可由装置参数直接求得。实际上

$$C = H_{z0} = \frac{Idz \sin \rho}{4\pi r^2} \quad (17)$$

由于当 $t \rightarrow \infty$ 时 $H_z(t) \rightarrow 0$, 从 16 式还可以发现这样一个规律: 在理论上, 对某一具体装置, 无论地下电性如何分布, $\varepsilon(t)$ 从 0 到 ∞ 的积分是个常数, 即等于 H_{z0} 。

(2) 积分的过程中对随机误差不产生积累。这是数值积分方法的一个固有特性。甚至很多电子仪器是利用这一机制来减少观测值的随机误差的。

(3) $\varepsilon(t)$ 在 t 较大时才开始出现振荡(此时观测数据已无法利用), 而积分的晚期并不影响早期的结果, 转换的 $H_z(t)$ 的早期结果只由 $\varepsilon(t)$ 的早期数据决定。因此, $H_z(t)$ 的相对误差分布与 $\varepsilon(t)$ 的相对误差分布状况相同。

(4) 当前的仪器, 数据采集量都很大, $\varepsilon(t)$ 的采样周期可以做到很短, 离散点在时间坐标上的分布很密, 有利于数值积分的实现。

从以上的理论分析可见, 在实际工作中把 $\varepsilon(t)$ 转换为 $H_z(t)$ 是可行、有效的。下面是用梯形数值积分方法处理实际野外观测结果的例子。数据资料是陕北某地区用电偶极子发射, 水平线圈观测的 TEM 法结果。数据记录间隔为 1ms。图 14 绘出了 $\varepsilon(t)$ 的早、晚期视电阻率曲线与转换而得的 $H_z(t)$ 的全区定义视电阻率曲线。与理论曲线分析的情况相似, $H_z(t)$ 的全区定义视电阻率曲线形态简单, 有利于进行定性分析, 并结合其它资料进一步解释。

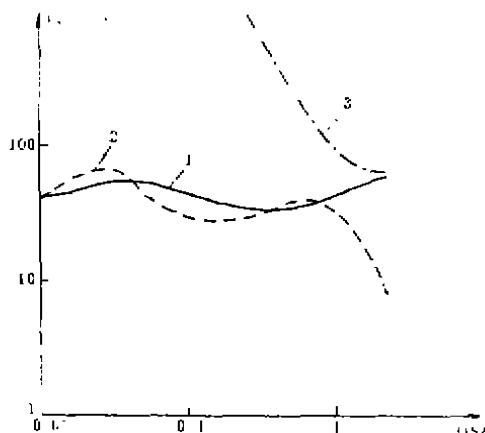


图14 某地实测 $\varepsilon(t)$ 的

视电阻率曲线

1. 转换的 $H_z(t)$ 的全区视电阻率

2. $\varepsilon(t)$ 早期定义视电阻率

3. $\varepsilon(t)$ 晚期定义视电阻率

四、结 论

通过以上计算和结果分析, 可得出如下结论:

(1) 从频率域正演结果到时间域响应的转换, 可以只选频率域实部或虚部。虽然理论上两种转换是等价的, 但实际用数值积分方法实现时精度不同, 作者认为, 从 $\text{Im}[H_z(\omega)]/\omega$ 转换的 $H_z(t)$ 的效果最好。

(2) 直接用 $\text{Re}[Hz(\omega)]$ 或 $\text{Im}[Hz(\omega)]$ 转换的磁场导数 $\frac{dH}{dt}(t)$ 在尾支效果较差, 可以以精度较高的磁场 $H_z(t)$ 结果用差分法求导数, 其结果 $\frac{dH}{dt}(t)$ 的误差与 $H_z(t)$ 的误差相近。

(3) 磁场 $H_z(t)$ 的全区定义视电阻率比感应电动势 $e(t)$ 的早、晚期视电阻率优越得多。在反应地电断面电性分布特征时, 其曲线形态简单, 容易判断曲线类型, 并且对不同的 r 值, 曲线基本不变。同时, $H_z(t)$ 的全区视电阻率曲线首尾支逼近地表和基底的实际电阻率值。

(4) 感应电动势 $e(t)$ 的全区定义视电阻率一般都存在两个解, 或者根本无解。其曲线对某些类型地电断面表现还可以, 但对 G、K 型等断面, 由于有“无解区”, 并不比早、晚期视电阻率改善多少。

(5) 基于 $H_z(t)$ 全区定义视电阻率的各种优点, 作者建议可以把实际观测的感应电动势 $e(t)$ 值用数值方法转换为 $H_z(t)$, 并用其全区定义视电阻率曲线与原感应电动势 $e(t)$ 的早、晚期曲线结合起来进行解释。文中用实例证明了这种转换是可行、有效的。

参 考 文 献

- [1] A. A 考夫曼, G. V. 凯勒著, 正建谋译, 1987, 频率域和时间域电磁测深, 地质出版社。
- [2] 长谷川 健, 1985, 水平电气双极子による层状大地のステップ応答と見挂导电率について, 物理探矿, Vol. 38, No. 3。
- [3] 朴化荣, 1980, 电磁测深法原理, 地质出版社。
- [4] C. J. 特兰台尔若著, 潘德惠译, 1959, 数学物理中的积分变换, 高等教育出版社。
- [5] Yang Sheng, 1986, A single apparent resistivity expression for long—offset transient electromagnetics, Geophysics, 51, 1281—1297。
- [6] B. R. 1986, Spies and Dwight E. Eggers, The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods, Geophysics 51, 1462—1471。
- [7] 朴化荣、殷长春, 1987, 利用 G—S 逆拉氏变换法计算瞬变测深正演问题, 物化探计算技术, Vol. 9, NO. 4, 295—302。

ON THE CALCULATION AND APPLICATION OF THE APPARENT RESISTIVITY OF TRANSIENT EM SOUNDING BY ELECTRIC DIPOLE

Li Jisong Piao Huarong

(Changchun College of Geology)

Abstract

It is proved that the transient electromagnetic (TEM) method in which measurements are made after primary field has been cut off is superior and is used increasingly for mineral and petroleum explorations.

In this paper, we present a modified Cosine Transform Method to transform the direct problem of EM sounding to TEM sounding, and prove that whole—domain apparent resistivity for vertical magnetic field $H_z(t)$ is much more effective than other type of the apparent resistivities used in TEM. And a method to transform EMF data in loop measurement to $H_z(t)$ data is recommended.

【作者简介】李吉松, 男, 28 岁, 黑龙江省人, 应用地球物理专业博士研究生, 现主要研究方向为电磁感应法。已发表过的论文有“近区瞬变测深法中发射源 AB 和接收回线的非偶极影响及校正”等。