

# 直流电阻率测井的高效数值模拟：理论方法和应用<sup>1</sup>

聂在平 杨峰 聂小春 袁宁 陈思渊

(电子科技大学二系 成都 610054)

**摘要** 本文应用半解析半数值的高效分析方法, 给出轴对称二维任意非均匀介质中位场格林函数的数值解, 并利用表面积分方程匹配各种电极系不同的电位条件, 从而获得具有轴对称激励的各种直流电阻率测井的视电阻率响应。通过与其他方法的数据对比, 证明了本文方法的高精度和高效率。本文还简介了一些相关的应用成果。

**关键词** 直流电阻率测井, 视电阻率响应, 数值模拟

**中图分类号** O441, TN99

## 1 引言

直流电阻率测井是石油电测井最基本和最重要的方法, 它为测井分析家提供地层不同深度和不同径向范围的视电阻率数据。而测井响应的数值模拟, 则为测井新方法研究、新型电极系的设计, 电极系性能评价, 测井质量控制和测井响应的环境因素校正等提供了可靠的定量分析工具。

但是, 由于复杂的介质非均匀性和电极系的复杂激励条件, 使直流电阻率测井的位场分析变得极为困难。长期以来, 有关的研究一直局限于某些过份简单化的一维模型, 如平面分层或柱面分层介质的场分析。计算机技术的发展, 为二维非均匀问题提供了数值分析手段。但诸如有限元分析这样的数值方法, 也因占用内存过大、计算时间过长而只限于一些简单模型的分析, 如对称三层介质模型等, 与测井分析和反演工作的要求相去甚远。

近年来, W. C. Chew 等将数值模式匹配理论引入电磁波测井分析中<sup>[1-4]</sup>, 使这一研究工作获得了突破性的进展。其后, W.C. Chew 和 Z. Nie(本文作者之一) 又将这一方法用于具有任意纵向平面分层和任意径向柱面分层的复杂介质的感应测井和电磁波测井的分析中<sup>[5,6]</sup>, 完成了现场条件下电磁测井的数值模拟。作为一种半解析半数值的高效分析手段, 数值模式匹配方法将二维数值计算简化为一维数值计算, 大大提高了计算效率, 使实时模拟现场条件下的测井响应成为可能。

与电磁测井数值分析的上述进展形成鲜明对比的是, 直流电阻率测井分析的报道却较少, 而且大多限于一些点电极系的基础研究<sup>[7,8]</sup>。其中的一个重要原因是电极系的激励方式也同时引入了复杂的边界条件。本文将数值模式匹配方法扩展到直流电阻率测井的位场分析中, 给出了轴对称二维任意非均匀介质中位场格林函数的数值解。然后, 利用表面积分方程匹配电极系各电极间复杂的电位电流关系, 对积分方程求数值解获得测井的视电阻率响应。通过与其它方法的数据对比, 证明了本文方法的高精度和高效率。

## 2 二维非均匀介质中薄环电极位场的本征模式解

直流电阻率测井通常利用各电极间的电位差在地层构造中形成特定的位场分布和传导电流, 并由此计算出测井的视电阻率响应。因此, 求解具有单位径向电流的薄环电极在图 1(a) 所示二维非均匀介质中所激励的位场 (即二维位场格林函数) 是测井响应分析的关键。

<sup>1</sup> 1995-03-24 收到, 1996-05-28 定稿  
国家自然科学基金资助项目

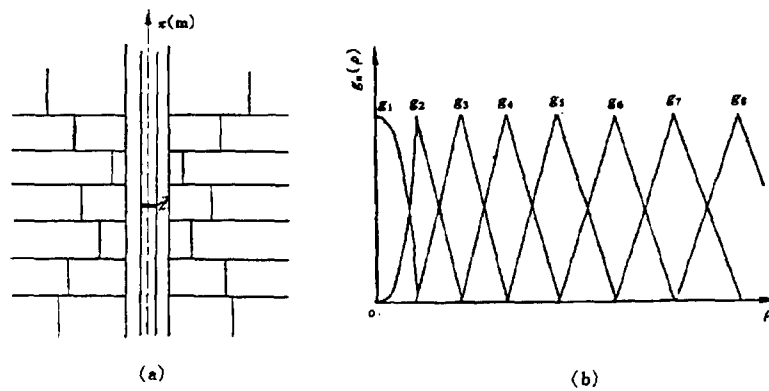


图 1 (a) 测井条件下的轴对称二维非均匀介质结构  
(b) 展开径向本征模  $f_\alpha(\rho)$  的分域基函数  $\{g_n(\rho)\}$  —— 三角形函数

由准静态场中电场  $E$ , 电位  $\phi$  和电流  $J$  之间关系  $E = -\nabla\phi$ ,  $J = \sigma E$ ,  $\nabla \cdot J = \delta(r-r')$ , 可导出位于  $(\rho', z')$  处薄环电极激励的位场的方程为

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = -\frac{1}{\rho} \delta(\rho - \rho') \delta(z - z'), \quad (1)$$

其中  $\sigma = \sigma(\rho, z)$  为二维非均匀介质中的电导率分布函数。在圆柱坐标系统中, 上式可写为

$$\left[ \frac{1}{\rho\sigma} \frac{\partial}{\partial\rho} \rho\sigma \frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \phi(\rho, z) = -\frac{1}{2\pi\rho\sigma} \delta(\rho - \rho') \delta(z - z'). \quad (2)$$

位场  $\phi(\rho, z)$  还满足下列边界条件:

$$\phi_-(\rho, z) = \phi_+(\rho, z), \quad (3)$$

$$\sigma \frac{\partial\phi}{\partial n} \Big|_- = \sigma \frac{\partial\phi}{\partial n} \Big|_+, \quad (4)$$

$$\phi|_{\rho=\alpha} = \text{const. (金属电极表面)}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} \Big|_{\rho=\alpha} = 0 \text{ (电极系介质芯棒表面)}, \quad (6)$$

$$\phi|_{r \rightarrow \infty} = 0. \quad (7)$$

上述表达式中, 下角标“+”和“-”分别表示界面两侧,  $n$  表示界面法向。根据分离变量的思想, 可将位场函数表示成下列模式函数的叠加形式:

$$\phi(\rho, z) = \sum_{\alpha=1}^N a_\alpha f_\alpha(\rho) e^{\pm k_{\alpha z} z}, \quad (8)$$

其中  $a_\alpha$  表示第  $\alpha$  个模式函数的幅值。对于每一模式函数, 在  $\pm z$  向均为雕落模式。将 (8) 式代入 (2) 式, 在无源介质中得到关于  $f_\alpha(\rho)$  的方程为

$$\sum_{\alpha=1}^N a_\alpha e^{\pm k_{\alpha z} z} \left[ \frac{1}{\rho\sigma} \frac{\partial}{\partial\rho} (\rho\sigma \frac{\partial}{\partial\rho}) + k_{\alpha z}^2 \right] f_\alpha(\rho) = 0.$$

位场的模函数展开式 (8) 式可描述任意的位场分布  $\phi(\rho, z)$ , 模系数  $\{a_\alpha\}$  只取决于介质的非均匀性和位场激励条件。也就是说, 对于任意一组非零的  $\{a_\alpha\}$ , 上式均成立, 故必有

$$\left[\frac{1}{\rho\sigma}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho\sigma\frac{\partial}{\partial\rho}) + k_{\alpha z}^2\right]f_\alpha(\rho) = 0. \quad (9)$$

现用一组分域基函数  $\{g_n(\rho)\}$  表达  $f_\alpha(\rho)$ :

$$f_\alpha(\rho) = \sum_{n=1}^N b_{\alpha n} g_n(\rho). \quad (10)$$

上述式中,  $N$  为一足够大的整数, 使得当  $n > N$  时, 相应的  $\rho$  已足够大, 使有耗介质中的位场函数在此处已小得可忽略不计。显然,  $f_\alpha(\rho)$  和  $g_n(\rho)$  均应满足边界条件 (3) 和 (4) 式。本文中,  $g_n(\rho)$  选为三角形函数如图 1(b) 所示, 其径向分格点随  $\rho$  变大时由密变稀且包含径向各界面点, 使位场连续条件 (3) 式被满足 (基本边界条件); 而位场第二类边界条件 (4) 式则由于解的变分性质而自然得到满足 (自然边界条件)。

将 (10) 式代入 (9) 式得

$$\sum_{n=1}^N b_{\alpha n} \left[\frac{1}{\rho\sigma}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho\sigma\frac{\partial}{\partial\rho}) + k_{\alpha z}^2\right]g_n(\rho) = 0. \quad (11)$$

上式两边同乘以  $\rho\sigma g_m(\rho)$  从  $\alpha$  到  $\infty$  对  $\rho$  积分得

$$\sum_{n=1}^N b_{\alpha n} [B_{nm} + k_{\alpha z}^2 G_{nm}] = 0, \quad (12)$$

其中

$$B_{nm} = \langle g_m, \frac{1}{\rho\sigma}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\sigma\frac{\partial}{\partial\rho}g_n \rangle, \quad (13)$$

$$G_{nm} = \langle g_m, g_n \rangle; \quad (14)$$

而  $\langle f, g \rangle$  表示函数  $f$  和  $g$  的内积, 它定义为

$$\langle f, g \rangle = \int_{\alpha}^{\infty} d\rho \cdot \rho\sigma f(\rho)g(\rho). \quad (15)$$

应用条件 (6)、(7) 式和分部积分方法, 可知  $B_{nm}$  又可写为

$$B_{nm} = \int_{\alpha}^{\infty} d\rho \cdot \rho\sigma \cdot g_m \cdot \frac{1}{\rho\sigma}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\sigma\frac{\partial}{\partial\rho}g_n = - \langle g'_n, g'_m \rangle,$$

其中撇号表示对  $\rho$  的微分, 可见  $B_{nm}$  和  $G_{nm}$  都是关于  $n$  和  $m$  为对称的。

(12) 式又可写成矩阵形式的本征值方程:

$$[\bar{G}^{-1} \cdot \bar{B} + k_{\alpha z}^2 \bar{I}] \cdot b_\alpha = 0. \quad (16)$$

求解这一本征值方程, 可获得  $N$  个本征值  $k_{\alpha z}^2$  和相应的  $N$  个本征矢量  $\mathbf{b}_\alpha$ , 它对应于  $N$  个数值本征函数  $f_\alpha(\rho)$ . 显然, 对于具有任意径向非均匀性 (柱面分层) 的介质, 都可用上述方法求得相应的数值本征模式. 由本征值方程 (16) 式中算子矩阵的对称性可导出本征矢量  $\mathbf{b}_\alpha$  满足下列正交关系:

$$\mathbf{b}_\alpha^t \cdot \bar{\mathbf{G}} \cdot \mathbf{b}_\beta = \delta_{\alpha\beta} D_\alpha, \quad (17)$$

其中

$$\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 0, & (\alpha \neq \beta); \\ 1, & (\alpha = \beta); \end{cases}$$

$D_\alpha$  为归一化系数. 对应的数值本征模式之间则有如下正交关系式:

$$\int_\alpha^\infty d\rho \cdot \rho \sigma f_\alpha(\rho) \cdot f_\beta(\rho) = \delta_{\alpha\beta} D_\alpha. \quad (18)$$

把 (8) 式代入 (2) 式, 并考虑到  $f_\alpha(\rho)$  满足的关系式 (9) 式和 (18) 式, 可解得  $a_\alpha$ , 从而获得具有任意径向非均匀性的介质中位场格林函数的数值本征模式解为

$$\phi(\rho, z) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{\alpha=1}^N \frac{f_\alpha(\rho')}{k_{\alpha z} D_\alpha} e^{k_{\alpha z} |z - z'|} f_\alpha(\rho). \quad (19)$$

当介质具有  $z$  向平面分层, 可引入集合反射矩阵和集合透射矩阵来描述各模式在平面界面处反射和透射过程中产生的模式耦合以及界面间多次反射的合效应, 详见文献 [9] 第 2.1 ~ 2.4 节. 由此可方便地得到源区场的统一表达式以及各区域场之间的递推关系. 在图 1(a) 所示的轴对称二维非均匀分层介质中, 薄环电极所在的源区 (区域 0) 位场为

$$\begin{aligned} \phi_0 = & -\frac{1}{4\pi} f_0^t(\rho) [e^{\bar{k}_{oz} |z - z'|} + e^{\bar{k}_{oz} (z - d_{-1})} \bar{M}_0^+ \bar{G}_{0,-1} (e^{\bar{k}_{oz} (z - d_{-1})} \\ & + e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})} \bar{G}_{01} e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - z')} + e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - z)} \bar{M}_0^- \cdot \bar{G}_{01} \\ & \times e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - z')} + e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})} \bar{G}_{0,-1} e^{\bar{k}_{oz} (z' - d_{-1})})] (\bar{k}_{oz} \cdot \bar{D}_0)^{-1} f_0(\rho'), \end{aligned} \quad (20)$$

其中

$$\bar{M}_0^+ = (\bar{I} - \bar{G}_{0,-1} e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})} \bar{G}_{01} e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})})^{-1}, \quad (21)$$

$$\bar{M}_0^- = (\bar{I} - \bar{G}_{0,1} e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})} \bar{G}_{0,-1} e^{\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})})^{-1}, \quad (22)$$

$z = d_1$  和  $z = d_{-1}$  分别为源区上、下平面界面的坐标,  $\bar{G}_{i,j}$  则为从  $i$  区到  $j$  区的集合反射矩阵.

源区以上的区域  $n (n > 0)$  中的位场为

$$\phi_n = -\frac{1}{4\pi} f_n^t(\rho) [e^{\bar{k}_{nz} z} + e^{-\bar{k}_{nz} (z - d_{n+1})} \bar{G}_{n,n+1} e^{\bar{k}_{nz} (d_{n+1})}] \bar{A}_n (\bar{k}_{oz} \bar{D}_0)^{-1} f_0(\rho'), \quad (23)$$

其中

$$\bar{M}_n = (\bar{I} - \bar{R}_{n,n-1} e^{\bar{k}_{nz} (d_{n-1} - d_n)} \bar{G}_{n,n+1} e^{\bar{k}_{nz} (d_{n+1} - d_n)})^{-1}, \quad (24)$$

$$\bar{A}_n = e^{-\bar{k}_{nz} d_n} \cdot \bar{M}_n \cdot \bar{T}_{n-1,n} \cdot e^{-\bar{k}_{n-1,z} d_n} \cdot \bar{A}_{n-1}, \quad (25)$$

$$\bar{A}_0 = e^{-\bar{k}_{oz} z'} + e^{-\bar{k}_{oz} d_{-1}} \bar{M}_0^+ + \bar{G}_{0,-1} (e^{\bar{k}_{oz} (z' - d_{-1})} + e^{-\bar{k}_{oz} (d_1 - d_{-1})} \bar{G}_{01} e^{-\bar{k}_{oz} (d_1 - z')}). \quad (26)$$

上述式中,  $\bar{T}_{i,j}$  为从  $i$  区到  $j$  区的局部 (单界面) 透射矩阵.

源区以下的区域  $m(m < 0)$  中的位场为

$$\phi_m = -\frac{1}{4\pi} f_m^t(\rho) [e^{\bar{k}_m z} + e^{\bar{k}_m(z-d_{m-1})} \bar{G}_{m,m-1} e^{-\bar{k}_m(d_{m-1})}] \bar{B}_m (\bar{k}_{oz} \bar{D}_0)^{-1} f_0(\rho'), \quad (27)$$

其中

$$\bar{M}_m = (\bar{I} - \bar{R}_{m,m+1} e^{\bar{k}_m(z-d_{m-1})} \bar{G}_{m,m-1} e^{\bar{k}_m(d_{m-1})})^{-1}, \quad (28)$$

$$\bar{B}_m = e^{\bar{k}_m d_m} \bar{M}_m \bar{T}_{m+1,m} e^{-\bar{k}_m d_m} \bar{B}_{m-1}, \quad (29)$$

$$\bar{B}_0 = e^{\bar{k}_{oz} z'} + e^{\bar{k}_{oz} d_1} \bar{M}_0 + \bar{G}_{01} (e^{\bar{k}_{oz}(d_1-z')} + e^{\bar{k}_{oz}(d_1-d_{-1})} \bar{G}_{0,-1} e^{\bar{k}_{oz}(z'-d_{-1})}). \quad (30)$$

上面各区域位场表达式中的集合反射矩阵分别满足下列递推关系:

$$\bar{G}_{n,n+1} = \bar{R}_{n,n+1} + \bar{T}_{n+1,n} e^{\bar{k}_{n+1,z}(d_{n+2}-d_{n+1})} + \bar{G}_{n+1,n+2} e^{\bar{k}_{n+1,z}(d_{n+2}-d_{n+1})} \bar{M}_{n+1} \bar{T}_{n,n+1}, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \bar{G}_{m,m-1} &= \bar{R}_{m,m-1} + \bar{T}_{m-1,m} e^{\bar{k}_{m-1,z}(d_{m-1}-d_{m-2})} \\ &+ \bar{G}_{m-1,m-2} e^{\bar{k}_{m-1,z}(d_{m-1}-d_{m-2})} \bar{M}_{m-1} \bar{T}_{m,m-1}, \end{aligned} \quad (32)$$

其中的局部反射矩阵  $\bar{R}_{i,j}$  和局部透射矩阵  $\bar{T}_{i,j}$  则可通过匹配单界面的位场边界条件获得

$$\bar{R}_{12} = [\bar{D}_1 \bar{k}_1 - (\bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1}) \bar{D}_2 \bar{k}_2 (\bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1})^t] [\bar{D}_1 \bar{k}_1 + (\bar{b}_1 \bar{b}_2) \bar{D}_2 \bar{k}_2 (\bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1})^f]^{-1}, \quad (33)$$

$$\bar{T}_{12} = (\bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1})^t (\bar{I} + \bar{R}_{12}) = 2(\bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1})^t (\bar{D}_1 \bar{k}_1) [\bar{D}_1 \bar{k}_1 + \bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1} \bar{D}_2 \bar{k}_2 (\bar{b}_1 \bar{b}_2^{-1})^t]^{-1}. \quad (34)$$

考虑到图 1(a) 所示介质中,  $\bar{G}_{N,N+1} = \bar{R}_{N,N+1} = 0$ ,  $\bar{G}_{M,M-1} = \bar{R}_{M,M-1} = 0$ , (有限分层介质上、下方均为半空间), 将其代入上述递推关系式中, 即可获得薄环电极激励的位场在各层各区域中的分布.

### 3 电极系工作状态的积分方程描述

在直流电阻率测井中, 电极系有聚焦式 (如双侧向、球聚焦等) 和非聚焦式 (如 16 英寸横向电极系<sup>[10]</sup>) 两类, 它们都是由一圆柱形介质芯棒上一系列长度各异的环状电极构成. 由于工作方式不同, 各种类型电极系各电极间的电压、电流关系也不同. 但这些给定的工作状态总是可以用相应的电位积分方程组描述.

在对各型电极系的测井响应进行数值模拟时, 可假定各电极电流为待求未知量. 由于各电极表面均为圆柱状等位面, 故在电极表面仅有径 ( $\rho$ ) 向电流; 其次, 电极系的各电极有激励电极 (电源供电) 和非激励电极 (无电源对其供电, 如测量电极) 两类. 对于非激励电极, 其总电流为零, 但各局部仍可能存在电流, 以维持其圆柱面等电位. 特别对于较长的电极, 这一现象较为明显.

设位于  $(\rho', z')$  处的薄环电极在图 2(a) 所示非均匀介质中任一场点  $(\rho, z)$  处的电位格林函数为  $G(\rho, \rho', z, z')$ , 其计算方法在第 2 节中已详述; 若电极  $i$  表面存在一待求电流分布  $J_i$ , 则场点  $(\rho, z)$  处由该电极电流形成的位场  $\phi_i(\rho, z)$  可用下述积分来表达:

$$\phi_i(\rho, z) = \int_{z_{i1}}^{z_{i2}} J_i(z') G(\rho, \rho', z, z') dz', \quad (35)$$

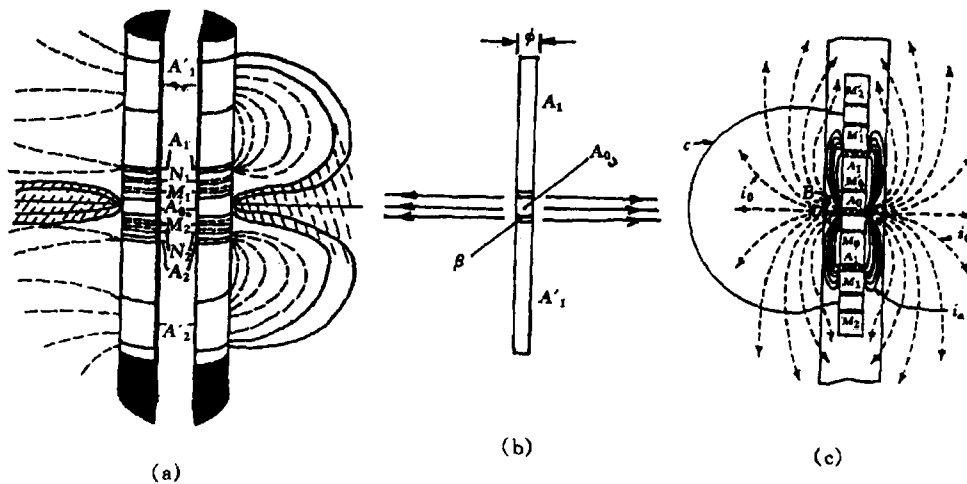


图2 几种典型的直流电阻率测井电极系构造原理图  
(a) 双侧向测井电极系, (b) 三侧向测井电极系, (c) 球聚焦测井电极系

式中  $z_{i2}$  和  $z_{i1}$  分别对应于第  $i$  个电极上、下边界的  $z$  坐标,  $\rho' = a$ , 因电极安装在介质芯棒上。若要计算位场的场点也在某电极表面, 则亦有  $\rho = a$ 。显然, 某场点处总的位场应等于所有各电极在此点位场的叠加

$$\phi(\rho, z) = \sum_{i=1}^N \phi_i(\rho, z), \quad (36)$$

其中  $N$  为电极系上电极总数。

由待求电极电流的积分型叠加 (35) 式和 (36) 式可表达任一电极处的电位。于是, 匹配给定电极系各电极间的电位、电流关系, 即可得到关于各电极电流的积分方程组。应用伽略金方法 (例如基函数和权函数均选为门函数) 将该积分方程组离散为一组代数方程求解, 即可获得每一电极上的径向电流分布和电位, 从而求出直流电阻率测井的视电阻率响应。

在积分方程组离散化求解时, 每一薄环上的径向电流密度均可视为与  $z$  无关的常数提到积分号外。这时, (35) 式在各薄环上的积分简化为电位格林函数的  $z$  向积分。幸运的是, 本文中位场格林函数的本征模式解在  $z$  向均为谐和函数, 相应的积分均有简单的解析解, 从而避免了数值积分所导致的大量运算。

当电极系偏心激励时, 在二维介质中将形成三维场分布, 根据圆柱波函数的加法定理, 该场分布可由很多模式的叠加构成, 而每一模式仍可利用数值模式匹配方法求解。我们在这方面的工作详见文献 [11], 数值分析表明, 偏心度不大时, 测井响应尚无明显变化, 但在电极系贴井壁的极端情况下测井响应的纵向分辨力将明显提高。

#### 4 结果和应用

利用本文所述方法, 开发出了具有轴对称激励的各种直流电阻率测井的数值模拟程序, 建立了包括广泛应用的双侧向测井 (DDL)、三侧向测井 (LL-3) 和球聚焦测井 (SFL) 数值分析程序在内的电法测井软件 (上述测井电极系如图 2 所示)。通过与国外文献上积分变换法和有限元方法结果的数据对比分析, 验证了本文方法的高精度和高效率。

16 英寸短横向电极系由两个相距 16 英寸的薄环电极组成。图 3 表示该电极在具有井眼的两层介质中的视电阻率响应。井眼直径为 8 英寸，井内泥浆电阻率为  $1\Omega\text{m}$ ，两层介质的电阻率则分别为  $10\Omega\text{m}$  和  $1000\Omega\text{m}$ 。图中矩形线表示地层的实际电阻率剖面，曲线表示积分变换法的视电阻率计算结果<sup>[7]</sup>，而实心圆点则表示本文视电阻率的计算数据。显然，本文方法的数值结果与积分变换法的数据吻合较好。

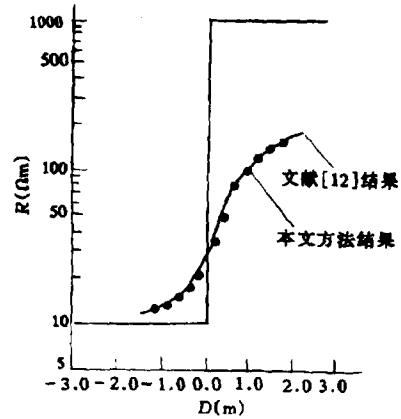


图 3 16 英寸短横向电极系在高对比度地层中的视电阻率响应

双侧向测井电极系(如图 2(a) 所示)由九个基本电极构成。主电极  $A_0$  和两对屏蔽电极 ( $A_1, A'_1$  和  $A_2, A'_2$ ) 为激励电极，通过调整其电位电流关系，使两对监督电极 ( $M_1$  和  $M_2$ )，

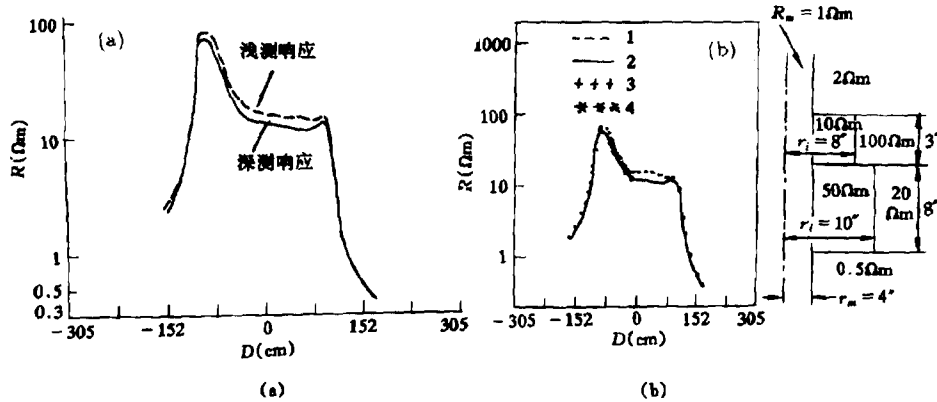


图 4 有侵入带的四层构造中的双侧向测井响应  
(a) 本文结果 (b) 文献 [12] 结果 1. 浅测响应(混合法)  
2. 深测响应(混合法) 3. 浅测响应(有限元法) 4. 深测响应(有限元法)

$N_1$  和  $N_2$ ) 间电位相等。在此条件下，双侧向测井响应可由监督电极电位和主电极电流之比求出。图 4 示出四层构造中的双侧向测井响应。不难看出，图中不同方法的结果具有极好的一致性。

三侧向测井电极系(图 2(b))由三个等电位电极构成，其中  $A_0$  为主电极， $A_1$  和  $A'_1$  为屏蔽电极，测井视电阻率响应可由电极电位和主电极电流之比求出。图 5 示出两种不同尺寸的三侧向测井电极系的似几何因子。显然，本文方法的结果(虚线)与有限元法结果(实线)吻合很好。

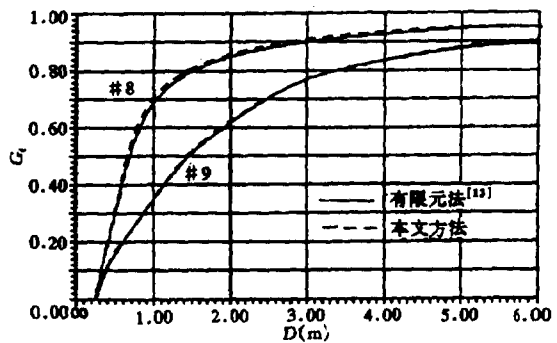


图 5 两种不同尺寸的三侧向测井电极系(8# 和 9#)的似几何因子

球聚焦测井电极系如图 2(c) 所示，它分别由主电极  $A_0$ ，参考电极  $M_0, M'_0$ ，辅助电极  $A_1$ ，

$A'_1$ ，监督电极  $M_{1,2}$ ， $M'_{1,2}$  和远端的回路电极  $B$  组成。在平衡工作状态，其测井响应亦可由各电极电位和电流求出。图 6 给出目的层厚度分别为 1、2、3 英尺的三层构造中球聚焦测井的视电阻率响应，其中图 6(a) 和图 6(b) 分别为文献 [14] 和本文的结果，显然，它们的一致性很好。

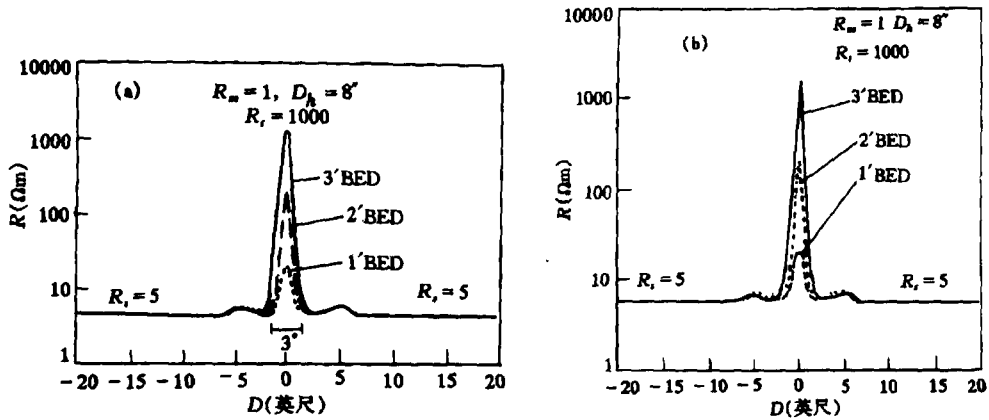


图 6 厚度不同的目的层中球聚焦测井的视电阻率响应  
(a) 文献 [14] 结果 (b) 本文结果

直流电阻率测井的数值模拟还有助于进行新型电极系研究和开发。我们利用上述数值模拟工具研制开发出用于薄层和薄互层探测的高分辨率电极系。图 7(a) 和 7(b) 示出无侵入带 12 英寸薄互层中测井响应。由双侧向响应 (虚线) 已无法识别这些薄互层结构，而高分辨电极系响应则十分清晰地显示出薄互层结构。显然，这种新型电极系将有助于薄层油气藏资源的探测和开发。

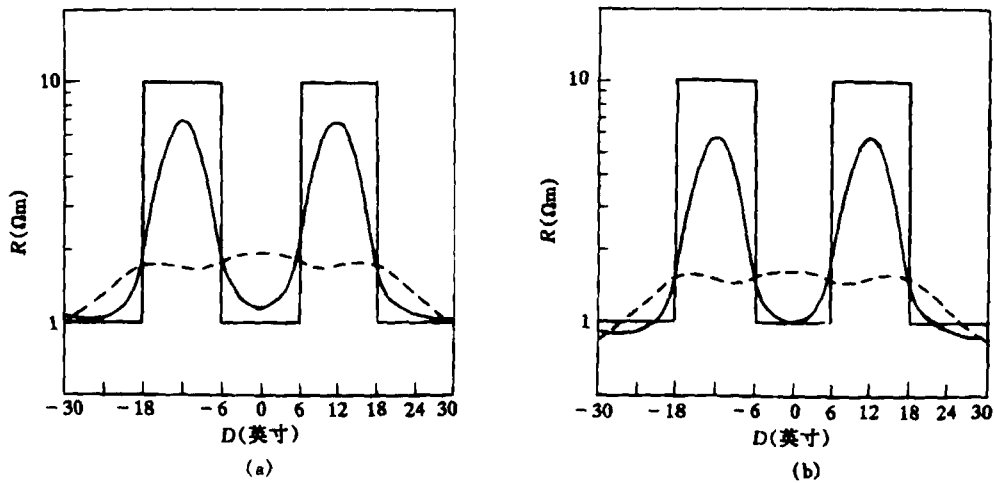


图 7 12 英寸薄互层中的视电阻率响应曲线 (a) 浅测情形 (b) 深测情形  
(实线对应高分辨电极系响应，虚线对应双侧向电极系响应)

直流电阻率测井的高效数值模拟已成为一种有效的分析工具，广泛应用在测井方法研究、新型测井仪器的开发、测井质量控制和测井机辅解释等各个方面，特别值得一提的是，本文所



开发的高效数值模拟程序将成为各种测井反演和成像算法的核心子程序。因此, 它在阵列电测井成像中亦具有重要意义。

### 参 考 文 献

- [1] Chew W C, *et al.* Diffraction of axisymmetric waves in a borehole by boundary discontinuities. *Geophysics* 1984, 49, (10): 1586-1595.
- [2] Chew W C, *et al.* Propagation of electromagnetic waves through geological beds in a geophysical probing environment. *Radio Science*, 1985, 20(3): 611 - 621.
- [3] Chew W C. Modeling of the dielectric logging tool at high frequency: Theory. *IEEE Trans. on Geosci. and Remote Sensing*. 1988, GE-26(4): 382-387.
- [4] Liu Q H and Chew W C. Numerical model-matching method for the multiregion vertically stratified media. *IEEE Trans. on AP*, 1990, AP-38(4): 498-508.
- [5] Chew W C, Nie Z, Liu Q H. An efficient solution for the response of electrical well logging tools in a complex environment. *IEEE Trans. on Geosci. and Remote Sensing*, 1991, GE-29(2): 308-313.
- [6] 聂在平, Chew W C, Liu Q H. 电磁波对轴对称二维层状介质的散射. *地球物理学报*, 1992, 35(6): 479-489.
- [7] Gianzero S, Anderson B. An integral transform solution to the fundamental problem in resistivity logging, *Geophysics*, 1982, 47(6): 946-956.
- [8] Tsang L, Chen A K, Gianzero S. Solution of the fundamental problem in resistivity logging with a hybrid method, *Geophysics*, 49(10): 1596-1604.
- [9] Chew W C. *Waves and fields in inhomogeneous media*. New York: Van Nostrand Reinhold, 1990.
- [10] Kuntz K, Moran J H. Some effects of formation anisotropy on resistivity measurements in boreholes, *Geophysics*, 23: 772
- [11] Chen Xiaoguang, Nie Zaiping. Numerical Solution of Green's function for the potential of eccentric source in axisymmetric inhomogeneous media, *Chinese Journal of Electronics*, 1995, 4(5): 58-62.
- [12] Gianzero S, *et al.* A new high-speed technique for simulation and inversion of resistivity logs, *SPE Formation Evaluation*, 1988, 3(1): 55-61.
- [13] 曾昭光, 等. 三侧向测井影响因素考察报告. 武汉: 江汉石油测井研究所, 1982. 10
- [14] Anderson B, Chew W C. SFL interpretation using high speed synthetic computer generated logs, *SPWLA 26-th Annual Logging Symp.*, Paper K, June 1985.

## AN EFFICIENT NUMERICAL MODELING OF DC RESISTIVITY LOGGING: METHOD AND APPLICATIONS

Nie Zaiping    Yang Feng    Nie Xiaochun    Yuan Ning    Chen Siyuan

(*University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054*)

**Abstract** The numerical solution of Green's function for the potential in 2-D arbitrary inhomogeneous media with axial symmetry has been given by use of efficient half-analytical, half-numerical hybrid method. Then the logging responses of various kinds of the DC resistivity log with axisymmetric excitation have been obtained by using surface integral equation method to match the boundary conditions on the electrodes of the logging sonde. Comparing the results with that obtained by other methods, one can see good precision and efficiency of the given method. Some applications of the numerical modeling have been also discussed.

**Key words** DC resistivity logging, Apparent resistivity response, Numerical modeling

聂在平: 男, 1946年生, 教授, 博士生导师, 研究方向包括非均匀介质中的场与波、电磁辐射与散射理论、电磁场高效数值方法等。