

· 非地震 ·

# 井地电法的准解析近似三维反演研究

王志刚<sup>\*①②</sup> 何展翔<sup>②</sup> 魏文博<sup>①</sup> 刘雪军<sup>②</sup> 唐必晏<sup>②</sup>

(①中国地质大学·北京;②东方地球物理公司)

王志刚,何展翔,魏文博,刘雪军,唐必晏. 井地电法的准解析近似三维反演研究. 石油地球物理勘探, 2007, 42(2): 220~225

**摘要** 针对复杂地电模型的井地电法三维反演方法研究一直是一个具有挑战性的课题。传统的积分方程法作为一种直接的三维电磁正演近似模拟方法,计算量很大,精度低。为避开积分方法的缺点,准解析近似法(QA)应用而生,此法以计算速度快,精度高最具特色。本文在准解析近似和重加权正则化的共轭梯度法的基础上,推演出一套可实际应用的算法,并用 Visual Fortran 6.5 开发了井地电法三维准解析近似反演程序。通过理论模型的合成数据反演试算,表明基于准解析近似法和加权正则化的共轭梯度法的井地电法三维反演程序有着计算速度快、反演精度高等特点。

**关键词** 井地电法 准解析近似 积分方程法 重加权正规化的共轭梯度法

## 1 引言

三维电磁场的数值模拟和反演成像在电磁法勘探中一直是一个亟待解决的问题,特别是可控源的三维正反演问题。早在20世纪80年代就有人提出用井—地电法确定油水边界,并进行过试验。俄罗斯是应用此法最早的国家,而且具有独到之处,他们把变周期多分量建场法应用于井、地资料研究油气储层,分析油层电阻率、极化率等有关储层含油气情况的特征参数,进而评价储层圈闭。近年来中国石油大学、吉林大学、中国地质大学(北京)、东方地球物理公司等单位开展了关于井地电法的研究工作,东方地球物理公司还应用此方法进行储层边界预测取得了很好的效果<sup>[1,2]</sup>。但是,此方法落后的处理技术影响了它的进一步推广。

1975年, Hohmann<sup>[3]</sup>发表了关于积分方程模拟三维电磁问题的文章,奠定了积分方程法在三维电磁模拟中的应用基础,随后有很多的研究者作了大量积分方程法模拟三维电磁问题的工作<sup>[4~15]</sup>。

积分方程法在模拟三维电磁问题时,由求解不均匀体上的电场和求解接收点电场两步组成。它是一种直接的正演计算方法,用于模拟复杂的三维模

型时,其响应非常复杂,求解弗雷德霍姆(Fredholm)积分方程计算量很大。为避开在全积分方程法(Full IE)中求解超大型方程组,降低计算量,可选择的方法是寻找一个以Born近似为基础的近似方法。由于Born近似可以给反演问题解提供线性化的方法,而且计算速度快,所以它被广泛用于反演问题中<sup>[16,17]</sup>。众所周知,在电导率比较小、频率不高以及不均匀体的尺寸不太大等情况下,Born近似效果很好,但计算精度较低。随后,在Born近似基础上又发展了准线性近似法(quasi-linear approximation, QL)<sup>[18,19]</sup>、准解析近似法(quasi-analytical approximation, QA)<sup>[20,21]</sup>,以提高计算的速度和精度。在这几种近似方法中,以准解析近似方法精度最高。

本文在准解析近似(QA)和重加权正则化共轭梯度法(RRCG)算法基础上,推演出一套可实际应用的算法,并用 Visual Fortran 6.5 编程工具开发了井地电法的三维准解析近似反演程序。通过理论模型合成的数据反演结果可以看出,地下不均匀体的几何形态、尺寸、埋深以及电阻率和理论模型参数非常吻合,而且计算速度很快。说明基于准解析近似的井地电法三维反演程序效果较好,可以进一步用于井地电法油藏边界的预测。

\* 河北省涿州市范阳中路307号国际楼101室,072751

本文于2006年7月5日收到,修改稿于同年11月2日收到。

## 2 积分方程法(IE)和准解析近似(QA)

在三维电磁正演数值模拟中,异常电场  $\mathbf{E}^a$  和异常磁场  $\mathbf{H}^a$  的积分方程式表示为<sup>[3]</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^a(r_j) &= \iiint_D \hat{\mathbf{G}}_E(r_j | r) \Delta\sigma(r) (\mathbf{E}^b(r) + \mathbf{E}^a(r)) dv \\ &= G_E \{ \Delta\sigma(r) (\mathbf{E}^b(r) + \mathbf{E}^a(r)) \} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^a(r_j) &= \iiint_D \hat{\mathbf{G}}_H(r_j | r) \Delta\sigma(r) (\mathbf{E}^b(r) + \mathbf{E}^a(r)) dv \\ &= G_H \{ \Delta\sigma(r) (\mathbf{E}^b(r) + \mathbf{E}^a(r)) \} \end{aligned} \quad (2)$$

式中:  $\hat{\mathbf{G}}_E(r_j | r)$ 、 $\hat{\mathbf{G}}_H(r_j | r)$  是被定义在电导率为  $\sigma_b$  无边界的导电层状介质中的电场和磁场格林张量;  $G_E$  和  $G_H$  为对应的线形格林算子;  $\mathbf{E}^b$  是背景电场。

在用 QA 近似表示电磁场正演问题时,式(1)、式(2)变成如下形式<sup>[20]</sup>

$$\mathbf{E}_{QA}^a(r_j) = \int_D \hat{\mathbf{G}}_E(r_j | r) \frac{\Delta\sigma(r)}{1-g(r)} \mathbf{E}^b(r) dv \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_{QA}^a(r_j) = \int_D \hat{\mathbf{G}}_H(r_j | r) \frac{\Delta\sigma(r)}{1-g(r)} \mathbf{E}^b(r) dv \quad (4)$$

式中  $g(r)$  是 Born 近似电场  $\mathbf{E}^B$  和被背景电场  $\mathbf{E}^b$  归一化后的一个函数,即

$$g(r_j) = \frac{\mathbf{E}^B(r_j) \cdot \mathbf{E}^{b*}(r_j)}{\mathbf{E}^b(r_j) \cdot \mathbf{E}^{b*}(r_j)} \quad (5)$$

式中:假定  $\mathbf{E}^b(r_j) \cdot \mathbf{E}^{b*}(r_j) \neq 0$ ; \* 表示复数共轭;  $\mathbf{E}^B(r_j)$  是 Born 近似,由下式计算

$$\mathbf{E}^B(r_j) = \int_D \hat{\mathbf{G}}_E(r_j | r) \Delta\sigma(r) \mathbf{E}^b(r) dv \quad (6)$$

## 3 准解析近似的矩阵形式

实际上,三维资料正演和反演一般都在离散的数据和模型参数空间进行。假定三维电磁场数值模拟中电、磁场长度都为  $L$  (测点数),则电场  $\mathbf{e}$  矢量、磁场  $\mathbf{h}$  矢量可表示为

$$\mathbf{e} = [E_x^1, E_x^2, \dots, E_x^L, E_y^1, E_y^2, \dots, E_y^L, E_z^1, E_z^2, \dots, E_z^L]^T$$

$$\mathbf{h} = [H_x^1, H_x^2, \dots, H_x^L, H_y^1, H_y^2, \dots, H_y^L, H_z^1, H_z^2, \dots,$$

$$H_z^L]^T$$

式中“T”表示矢量转置。同样,异常体的异常电导率  $\Delta\sigma(r)$  在一定剖分网格上可以被表示成一个长度

为  $N$  的  $\mathbf{m}$  矢量,即

$$\mathbf{m} = [m_1, m_2, \dots, m_N]^T = [\Delta\sigma_1, \Delta\sigma_2, \dots, \Delta\sigma_N]^T$$

应用这种表示方式,可以将式(3)、式(4)写成

$$\mathbf{e}_{QA}^a(r_j) = \hat{\mathbf{A}}_E [\text{diag}(\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}\mathbf{m})]^{-1} \mathbf{m} = \hat{\mathbf{A}}_E \hat{\mathbf{B}}(\mathbf{m}) \mathbf{m} \quad (7)$$

$$\mathbf{h}_{QA}^a(r_j) = \hat{\mathbf{A}}_H [\text{diag}(\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}\mathbf{m})]^{-1} \mathbf{m} = \hat{\mathbf{A}}_H \hat{\mathbf{B}}(\mathbf{m}) \mathbf{m} \quad (8)$$

式(7)和式(8)中  $\hat{\mathbf{A}}_E$  和  $\hat{\mathbf{A}}_H$  均是  $3L \times N$  阶矩阵

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{A}}_E = \hat{\mathbf{G}}_E \hat{\mathbf{e}}_D^b \\ \hat{\mathbf{A}}_H = \hat{\mathbf{G}}_H \hat{\mathbf{e}}_D^b \end{cases} \quad (9)$$

$\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{m})$  是  $N \times N$  阶的对角矩阵

$$\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{m}) = [\text{diag}(\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}\mathbf{m})]^{-1} \quad (10)$$

式(10)中  $\hat{\mathbf{C}}$  是  $N \times N$  阶的方阵

$$\hat{\mathbf{C}} = (\hat{\mathbf{e}}_D^b \hat{\mathbf{e}}_D^{b*})^{-1} \hat{\mathbf{e}}_D^{b*} \hat{\mathbf{G}}_D \hat{\mathbf{e}}_D^b \quad (11)$$

式(7)中的  $\mathbf{e}_{QA}^a$  和式(8)中的  $\mathbf{h}_{QA}^a$  分别表示观测点的离散准解析近似电场矢量和磁场矢量,长度为  $3L$ ; 式(9)、式(11)中的  $\hat{\mathbf{e}}_D^b$  是一个  $3N \times N$  稀疏对角阵,由包含异常体网格中心单元背景电场的  $x$ 、 $y$ 、 $z$  分量组成;式(9)中  $\hat{\mathbf{G}}_E$  和  $\hat{\mathbf{G}}_H$  是离散的体格林张量,阶数为  $3L \times 3N$ ; 式(11)中  $\hat{\mathbf{G}}_D$  在计算准解析近似电场  $\mathbf{e}_{QA}^a$  时是  $\hat{\mathbf{G}}_E$ , 计算准解析近似磁场  $\mathbf{e}_{QA}^a$  时是  $\hat{\mathbf{G}}_H$ , 为了减少计算量,在正反演过程中将  $\hat{\mathbf{C}}$  变成对角化矩阵形式;式(7)、式(8)、式(10)中  $\mathbf{I}$  是长度为  $N$  的单位矢量。

## 4 准解析近似的电场和磁场的 Frechet 导数矩阵

为了简化,笔者定义  $\mathbf{d}$  表示观测点的电场或磁场异常,它包含了电场或磁场的异常分量。采用这种表示方式后,电磁场正演数值模拟可表示成

$$\mathbf{d} = \hat{\mathbf{A}} [\text{diag}(\mathbf{I} - \hat{\mathbf{C}}\mathbf{m})]^{-1} \mathbf{m} = \hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{B}}(\mathbf{m}) \mathbf{m} \quad (12)$$

式中:  $\text{diag}[\dots]$  是由矩阵  $[\dots]$  的对角元素组成的对角矩阵;  $\hat{\mathbf{A}}$  表示为相应电场或磁场的计算矩阵,即  $\hat{\mathbf{A}}_E = \hat{\mathbf{G}}_E \hat{\mathbf{e}}_D^b$ ,  $\hat{\mathbf{A}}_H = \hat{\mathbf{G}}_H \hat{\mathbf{e}}_D^b$ 。

现在考虑式(12)的 Frechet 导数矩阵的计算。值得注意的是,模型参数是异常体的每个小剖分单元中心电导率值,并且矩阵  $\hat{\mathbf{C}}$ 、 $\hat{\mathbf{A}}_E$ 、 $\hat{\mathbf{A}}_H$  和模型参数是相互独立的。可用模型参数表示出正演算子式(12)

的扰动度关系式,即

$$\delta d = \hat{A} \delta [\hat{B}(m)m] \quad (13)$$

因为

$$\begin{aligned} \delta [\hat{B}(m)] &= \delta [\text{diag}(\mathbf{I} - \hat{C}m)]^{-1} \\ &= [\text{diag}(\mathbf{I} - \hat{C}m)]^{-2} \hat{C} \delta m = \hat{B}^2(m) \hat{C} \delta m \end{aligned} \quad (14)$$

于是可得到

$$\begin{aligned} \delta [\hat{B}(m)m] &= \{\hat{B}(m) + \text{diag}(m) \hat{B}^2(m) \hat{C}\} \delta m \\ &= \hat{D}(m) \delta m \end{aligned} \quad (15)$$

式中

$$\hat{D}(m) = \hat{B}(m) + \text{diag}(m) \hat{B}^2(m) \hat{C} \quad (16)$$

是一个对角矩阵。

将式(15)代入式(13),有

$$\delta d = \hat{A} \hat{D}(m) \delta m \quad (17)$$

从而得到了井地电法的 Frechet 导数矩阵,即

$$\hat{F}(m) = \hat{A} \hat{D}(m) \quad (18)$$

式中: $\hat{F}(m)$ 是一个  $3L \times N$  阶的矩阵,依赖模型参数  $m$  和  $\hat{A}$ ;  $\hat{A}$  是  $\hat{A}_E$  或  $\hat{A}_H$ , 只和背景电导率分布有关。这样在反演过程中,通过先计算  $\hat{A}_E$  或  $\hat{A}_H$ , 迭代更新  $\hat{F}(m)$  计算量就比较小。

## 5 加权正则化的共轭梯度法

在通常情况下,井地电法的正演问题可以表示成观测数据矢量  $d$  和模型参数矢量  $m$  的形式,即下式

$$d = Am \quad (19)$$

式中: $A$  是 QA 近似算子; $d$  是观测点的电磁分量的观测数据; $m$  是模型参数(未知)。

反演的思路就是根据正演算子  $A$  和观测数据矢量  $d$  求出模型参数  $m$ 。由于式(19)是病态的,即解是非惟一和不稳定的,因此要根据正则化原理<sup>[22]</sup> 求解病态问题,即在最小参数化函数基础上,有

$$P(m) = \|A(m) - d\|_{L_2}^2 + \alpha S(m) = \min \quad (20)$$

式中:右端的第一项是预测数据  $A(m)$  和观测数据之间的差; $S(m)$  是稳定化函数; $\alpha$  是正则化参数。

应用稳定化函数的主要目的是从许多可能的解中找到一个与先验信息对应很好的解。比如,最大

平滑函数可以使反演区域内的模型参数呈平滑分布,聚焦函数可以产生陡峭的地质边界,本文中采用模型参数范数最小化为稳定化函数。

参数函数  $P(m)$  最小化的求解可以通过重加权正则化共轭梯度(RRCG)方法<sup>[15]</sup> 实现。在采用 QA 近似后,每次迭代中只需要一次正演计算求取预测数据  $A(m_n)$ ,  $m_n$  是第  $n$  次迭代求出的模型参数,据此可以算出 Frechet 导数矩阵  $F_n$ , 最佳迭代步长为  $k_n$ 。此算法可以概括如下

$$r_n^w = \hat{W}_d A m_n - \hat{W}_d d \quad (21a)$$

$$l_{wn}^{an} = \hat{F}_w^* r_n^w + \alpha (m_n^w - m_{apr}^w) \quad (21b)$$

$$\begin{cases} \beta_{wn}^{an} = \|l_{wn}^{an}\|^2 / \|l_{wn-1}^{an-1}\|^2 \\ l_{wn}^{an} = l_{wn}^{an} + \beta_{wn}^{an} l_{wn-1}^{an-1} \\ \bar{l}_{w0}^{a0} = l_{w0}^{a0} \end{cases} \quad (21c)$$

$$k_{wn}^{an} = (\bar{l}_{wn}^{an*} l_{wn}^{an}) / [\bar{l}_{wn}^{an*} (\hat{F}_w^* \hat{F}_w + \alpha \hat{I}) l_{wn}^{an}] \quad (21d)$$

$$\begin{cases} m_{n+1}^w = m_n^w - k_{wn}^{an} l_{wn}^{an} \\ m_{n+1} = \hat{W}_m^{-1} \hat{W}_{en} m_{n+1}^w \end{cases} \quad (21e)$$

式中: $\hat{F}_w = \hat{W}_d \hat{F} \hat{W}_m^{-1} \hat{W}_{en}$ ;  $\alpha$  是正则化参数; $\hat{F}$  是 Frechet 导数矩阵; $\hat{W}_d$  和  $\hat{W}_m$  分别是观测数据和模型参数的对角权矩阵; $\hat{W}_{en}$  根据下式

$$\hat{W}_{en} = \text{diag}(|m_n - m_{apr}|) \quad (22)$$

计算。基于上述准解析近似(QA)和重加权正则化的共轭梯度法(RRCG),笔者开发了井地电法的准解析近似三维反演程序。

## 6 理论模型的数据反演及结果分析

### 6.1 模型 1(L 型)

模型 1 参数:在电阻率为  $100 \Omega \cdot m$  的均匀半空间介质中有一个不均匀低阻体,形状为 L 形,上顶埋深为 600m,电阻率值为  $10 \Omega \cdot m$ ,厚度为 600m,长 2000m,宽 600m,地面计算区域为  $4000m \times 4000m$ 。对此模型做正演计算, $x, y, z$  方向网格距离是 100m,激发频率为 38 个(0.001~320Hz,对数等间隔),B 极在地面,A 极放置深度为 1400m,A、B 极投影点在地面计算区域的中央。图 1a 为模型 1 的俯视图用正演结果作为反演观测数据,反演时  $x, y$  网格距离是 200m, $z$  方向网格距离是 100m,迭代

30 次后反演结果见图 1b(图 1b 是异常电导率三维显示,色标的单位是电导率)和图 2。反演结果的几何尺寸、埋深和电阻率与真实模型相一致。

### 6.2 模型 2(两个低阻体)

模型 2 参数:在电阻率为  $100\Omega \cdot m$  的均匀半空间介质中有两个平行的不均匀低阻体,其电阻率为  $10\Omega \cdot m$ ,上顶埋深为  $600m$ ,厚度为  $600m$ ,长度为  $1200m$ ,宽度为  $500m$ ,两个长方体之间的距离为  $600m$ ,地面计算区域为  $4000m \times 4000m$ 。

图 3a 为模型 2 的俯视图。对此模型进行正演,正演所用的参数与模型 1 相同。用正演结果作为反演观测数据,反演时  $x$ 、 $y$  网格距离是  $200m$ , $z$  方向网格距离为  $100m$ ,迭代 30 次后反演结果见图 3b(图 3b 是异常电导率三维显示,色标的单位是电导率)和图 4。反演结果的电阻率和真实模型一致,1150m 深度切片没有将两个不均匀低阻体分开(见图 4f),其他深度上的切片结果较好;反演结果的几何尺寸与真实模型基本一致。

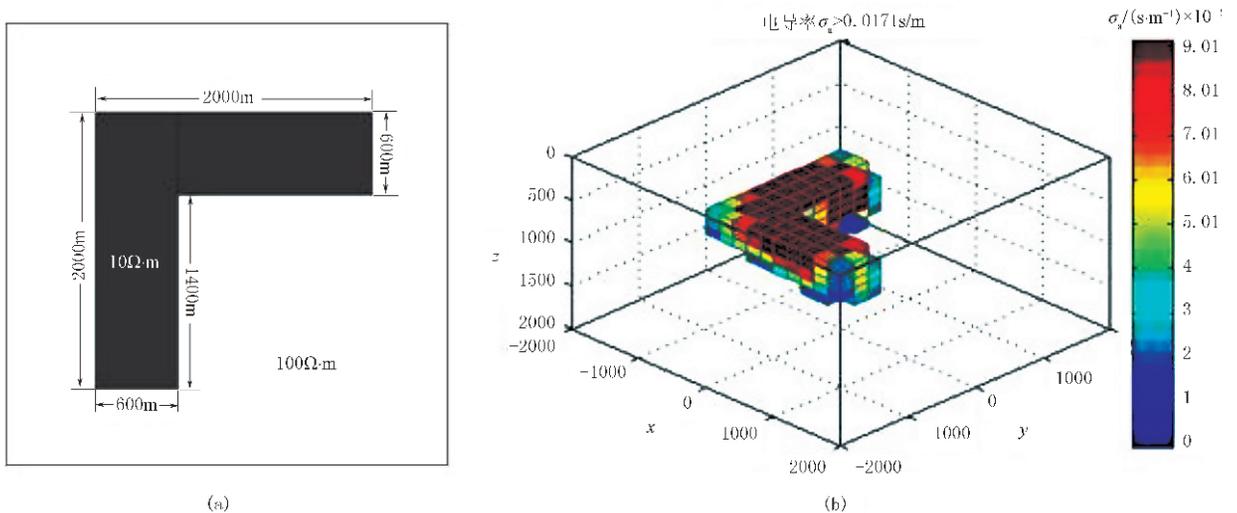


图 1 模型 1  $xy$  平面模型俯视图和三维反演结果图  
(a)  $xy$  平面俯视图;(b) 三维反演异常电导率图

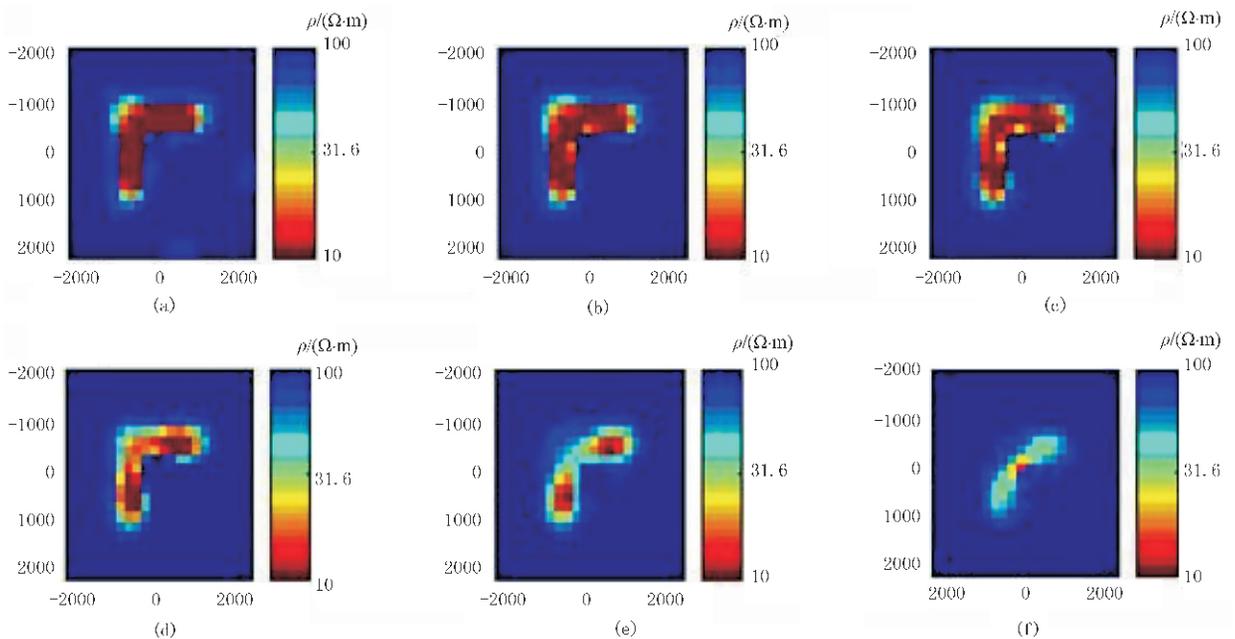


图 2 模型 1 反演结果  $z$  方向切片图

(a)  $z = 650m$ ; (b)  $z = 750m$ ; (c)  $z = 850m$ ; (d)  $z = 950m$ ; (e)  $z = 1050m$ ; (f)  $z = 1150m$

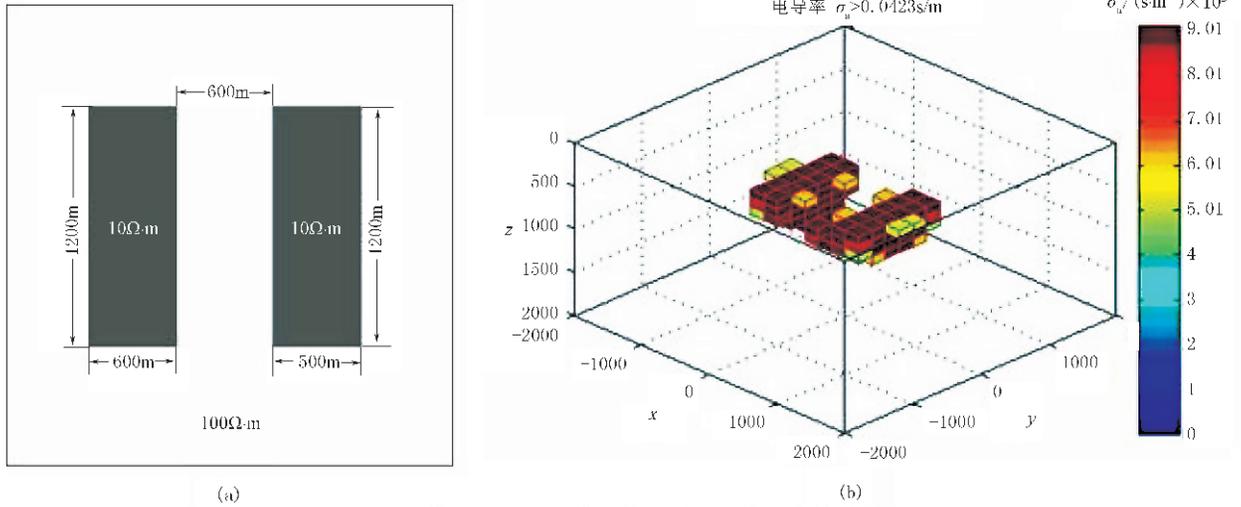


图3 模型 2 xy 平面模型俯视图和三维反演结果图  
(a) xy 平面俯视图; (b) 三维反演异常电导率图

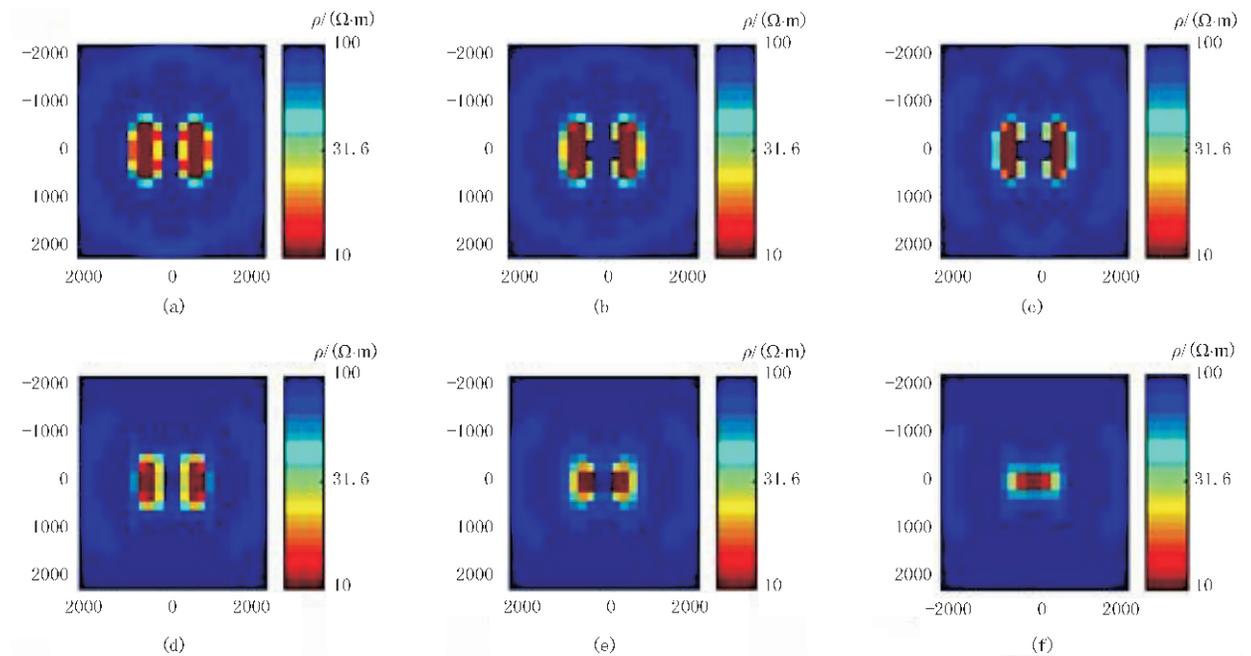


图4 模型 2 反演结果 z 方向切片图  
(a) z=650m; (b) z=750m; (c) z=850m; (d) z=950m; (e) z=1050m; (f) z=1150m

## 7 结论

井地电法的三维反演是一个具有挑战性的问题。在准解析近似(QA)和重加权正则化的共轭梯度反演原理基础上,推演了一套可实际应用的算法,并采用 Visual Fortran 6.5 开发了井地电法三维准解析近似反演程序。通过理论模型合成数据做的三维准解析近似反演结果,可以看出基于准解析近似(QA)反演方法具有精度高、速度快、水平方向有一

定分辨率的特点。该方法可以用在储层边界预测的井地观测数据的三维反演中,同时还可以用于处理井地电法监测注水前驱的实测资料中。

### 参考文献

- [ 1 ] 何展翔等. 大功率井—地电法油藏边界预测技术及效果. 石油勘探与开发, 2004, 31(5): 74~76
- [ 2 ] He Zhanxiang et al. Mapping reservoir boundary by borehole-surface TFEM. *The Leading Edge*, 2005, 24: 896~900
- [ 3 ] Hohmann G W. Three-dimensional induced polarization and EM modeling. *Geophysics*, 1975, 40(2):

- 309~324
- [ 4 ] Wannamaker P E et al. Electromagnetic modeling of three-dimensional bodies in layered earths using integral equations. *Geophysics*, 1984, 49(1): 60~74
- [ 5 ] Anderson W L. Computation of Green's tensor integrals for three-dimensional electromagnetic problems using fast Hankel transforms. *Geophysics*, 1984, 49(10): 1754~1759
- [ 6 ] San Filippo W A et al. Integral equation solution for the transient electromagnetic response of a three-dimensional body in a conductive half-space. *Geophysics*, 1985, 50(5): 798~809
- [ 7 ] Newman G A et al. Transient electromagnetic responses of high-Contrast prisms in a layered earth. *Geophysics*, 1988, 53(5): 691~706
- [ 8 ] 米萨克 N 纳比吉安主编; 赵经祥, 王艳君译. 勘查地球物理电磁法(第一卷: 理论). 北京: 地质出版社, 1992
- [ 9 ] Wannamaker P E. Advances in three-dimensional magnetotelluric modeling using integral equations. *Geophysics*, 1991, 56(11): 1716~1728
- [ 10 ] Dmitriev V I et al. Integral equation method in three-dimensional problems of low-frequency electrodynamics. *Computational Mathematics and Modeling*, 1992, 3(3): 313~317
- [ 11 ] Xiong Z. Electromagnetic modeling of three-dimensional structures by the method of system iterations using integral equations. *Geophysics*, 1992, 57(12): 1556~1561
- [ 12 ] Xiong Z et al. Three-dimensional earth conductivity inversion. *Journal of computational and applied mathematics*, 1992, 42(11): 109~121
- [ 13 ] Singer B S et al. Fast and stable method for 3-D modeling of electromagnetic field. *Exploration Geophysics* 1997, 28: 130~135
- [ 14 ] Hursán G et al. Contraction integral equation method in three-dimensional electromagnetic modeling. *Radio Science*, 37(6): 1089~1102
- [ 15 ] Zhdanov M S. Geophysical inverse theory and regularization problems. *Elsevier*, 2002, 628
- [ 16 ] Oristaglio M L. An inverse scattering formula that uses all the data. *Inverse Problems*, 1989, 5: 1097~1105
- [ 17 ] Habashy T M et al. Beyond the Born and Rytov approximations: a nonlinear approach to electromagnetic scattering. *Journal of Geophysical Research*, 1993, 98(B2): 1759~1775
- [ 18 ] Zhdanov M S et al. Quasi-linear approximation in 3-D electromagnetic modeling. *Radio Science*, 1996, 31(4): 741~754
- [ 19 ] Zhdanov M S et al. Electromagnetic inversion using quasi-linear approximation. *Geophysics*, 2000, 65(5): 1501~1513
- [ 20 ] Zhdanov M S et al. Quasi-analytical approximations and series in electromagnetic modeling. *Geophysics*, 2000, 65(6): 1746~1757
- [ 21 ] Zhdanov M S et al. 3-D electromagnetic inversion based on quasi-analytical approximation. *Inverse Problems*, 2000, 16: 1297~1322
- [ 22 ] Tikhonov A N et al. *Solution of ill-posed problems*. New York: John Wiley and Sons, 1977

(本文编辑:冯杏芝)

(上接第 219 页)

## 6 结束语

储层密度预测技术是一种基于混合智能学习的地震非线性预测方法。它是利用地震波阻抗剖面 and 测井密度数据约束下实现储层密度预测, 获得储层密度剖面。在获得的储层密度剖面基础上, 利用流体密度计算技术, 即可得到流体密度剖面, 这种流体密度剖面消除了泥质等因素的影响。高分辨率和高精度的储层密度剖面及准确的参数是形成高精度流体密度剖面的基础。流体密度是地震勘探直接找油气的关键性参数之一。

### 参考文献

- [ 1 ] 黄绪德. 油气预测与油气藏描述——地震勘探直接找油气. 南京: 江苏科学技术出版社, 2003
- [ 2 ] 王小平, 曹立明. 遗传算法——理论、应用与软件实现. 西安: 西安交通大学出版社, 2002

- [ 3 ] 刘勇等. 非数值并行计算(第 2 册)——遗传算法. 北京: 科学出版社, 1995
- [ 4 ] Goldberg D E. Genetic algorithms in search, optimization, and machine learning. Reading, MA, Addison-Wesley, 1989
- [ 5 ] Whitley D. Genetic algorithms and neural networks: optimizing connections and connectivity. *Parallel Computation*, 1990, 14: 347~361
- [ 6 ] 焦李成. 神经网络的应用和实现. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1993
- [ 7 ] 戴葵等译. 神经网络设计. 北京: 机械工业出版社, 2003
- [ 8 ] Jang J S R. ANFIS: Adaptive-network-based fuzzy inference system. *IEEE Transaction on System, Man and Cybernetics*, 1993, 23(3): 665~685
- [ 9 ] Glover F. Future paths for Integer programming and links to artificial intelligence. *Computers and Operations Research*, 1986, 5: 533~549
- [ 10 ] 李勇等. 地震优化非线性反演方法及应用研究. 矿物岩石, 2004, 24(1): 101~104
- [ 11 ] Biot M A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. *The Journal of The Acoustical Society of America*, 1956, 28(3)

(本文编辑:冯杏芝)