

文章编号: 1001-1749(2023)06-0773-10

中深部矿产资源勘探井中阵列激电方法研究

柳建新^{1,2}, 黄朝宇^{1,2,3}, 汪强强⁴, 佟利群⁵, 刘海飞^{1,2}, 刘昕², 赵莹杰²

(1. 中南大学 有色资源与地质灾害探查湖南省重点实验室, 长沙 410083;

2. 中南大学 地球科学与信息物理学院, 长沙 410083;

3. 湖南省国土空间调查监测所, 长沙 410129;

4. 陕西铁道工程勘察有限公司, 西安 710000;

5. 内蒙古自治区呼伦贝尔市应急管理局, 呼伦贝尔 021000)

摘要: 激发极化法具有观测参数多、观测装置灵活以及对电子导电矿物反应灵敏等特点, 在矿产资源勘探中优势明显。为提高激电法对中深部矿产资源的探测能力, 这里借助井地观测空间与钻孔揭露的地质信息, 系统研究了井中激电阵列观测方法、正演模拟与反演成像技术。首先, 设计了两种井中激电阵列观测方法; 然后, 推导了连续介质模型井中激电 2.5 维有限元正演模拟的理论公式, 给出了井中激电多装置联合约束反演的线性方程; 最后, 对复杂地电模型的模拟数据和水槽实验数据进行反演试算, 验证了本文研究的井中阵列激电法在中深部矿产资源勘探的可行性。

关键词: 金属矿产勘探; 井中激电法; 正演模拟; 约束反演

中图分类号: P 631.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-1749.2023.06.10

0 引言

目前我国矿产资源的保有储量严重不足, 许多老矿山因资源枯竭而面临倒闭, 迫切需要在第二找矿空间 (500 m~2 000 m) 开展深部找矿理论与方法的研究, 以解决矿山接替资源问题^[1-2]。我国大中型危机矿山深边部具有很大的找矿潜力, 充分利用矿山原有的成矿模式及丰富的开采资料, 深入研究探测深度大、分辨率高的地球物理新方法与新技术, 是目前开展深部找矿的一种有效途径。

井中物探方法作为地球物理勘探方法的一个重

要分支, 主要用来解决井周地质问题, 诸如寻找井旁、井底盲矿体, 确定其空间位置、形态、产状, 追踪和圈定矿体范围, 研究钻孔间矿体的连续性等, 其突出优点就是能够把场源或测量装置借助钻孔放入地下深处, 使其接近探测对象, 因此发现井旁隐伏矿体的能力往往比地面物探方法要强^[3]。目前在危机矿山深边部找矿中, 主要使用的井中物探方法有井中激电法、井中瞬变电磁法、井中磁测及井中重力等^[4], 其中井中激电法因其观测参数多、观测装置灵活以及对矿质资源反应灵敏等特点, 在中深部矿产资源勘探中具有明显的优势^[5]。

井中激电法的探测效果是与其正反演解释水平

收稿日期: 2022-10-12

基金项目: 国家自然科学基金重点项目 (42130810); 国家自然科学基金面上项目 (41774149); 湖南省重点研发计划项目 (2020SK2058)

第一作者: 柳建新 (1962-), 男, 博士, 教授, 主要从事地球物理勘探理论与方法技术研究, E-mail: ljx6666@126.com。

通信作者: 刘海飞 (1975-), 男, 博士, 副教授, 主要从事电磁法数值模拟与反演成像研究, E-mail: liuhaifei@126.com。

密切相关的。近年来,井中激电法的正反演解释方法得到了快速的发展。J. P. Busby 等^[6]模拟并分析了井中三极观测装置的多个极化体的电阻率和极化率响应;Klaus Spitzer 等^[7]采用跨孔偶极和单孔偶极直流激电观测方法,对魁北克西北部 Casa Bernardi 金矿进行了井中激电探测,并采用三维电阻率和极化率正演模拟解释来描述断层构造;Kulesa Bernd 等^[8]利用钻孔电阻率数据的三维反演对冰川下排水条件进行时移成像;吕玉增等^[9]对三维地一井、井一地 IP 的正反演做了系统研究,编制了地一井、井一地 IP 三维快速正反演计算程序,开发了地一井五方位 IP 人机交互正演拟合反演解释软件;F. J. Morrow 等^[10]基于直流电阻率穿越和跨孔电阻率层析成像法,研究了潮汐对浅层无限制含水层盐界面的影响;李长伟等^[11]实现了三维井中激发极化法正反演,并对快速迭代求解技术进行了研究;熊彬等^[12]基于有限差分和异常电位算法实现了时间域井中激发极化法的三维数值模拟,采用一维非零元素行压缩存储模式对所形成的大型稀疏矩阵进行存储,节约了计算所需内存空间,同时引入不完全 Cholesky 分解稳定化双共轭梯度(ICBU)法求解有限差分线性方程组,提高了求解的效率;白泽等^[13]采用了有限差分法和不完全 Cholesky 共轭梯度法(ICCG)对井地电成像的点源和线源在产生的地表电势异常进行了三维正演模拟,并对地层电阻率数据进行阻尼最小二乘法反演;H. D. Wondimu 等^[14]在加拿大安大略省北部一个岩浆硫化物矿床的一组 19 个钻孔中进行了梯度和充电法调查,并对数据反演得到三维电阻率和极化率模型,圈定了矿化带的轮廓;赵荣春等^[15]采用基于柱坐标下的放射状网格剖分方式,通过异常电位法对井中激电观测进行了有限元数值模拟,对井中激电观测井旁异常体所引起的激电异常特征进行了研究。这些研究成果推动了井中激电法理论与方法的发展,也为笔者开展井中正反演方法的研究奠定了基础。

采用井中激电法解决危机矿山的中深部找矿问题,首先需要获取足够多的反映深部矿体的信息,而这种深部信息的获取必须充分利用矿体及其外围的发射和接收空间。笔者针对单孔井中激电法进行了初步研究,首先设计了两种多电极系观测方法,以尽

可能多地获取井旁地电信息。其次系统研究了井中激电法的二维有限元正演模拟方法以及多种观测方式的联合反演方法,主要包括点源场边值和变分问题、有限元解法、构建反演区域、联合反演方程的建立及约束方式等。最后为验证方法的有效性,编制了 Windows 界面下的反演软件,对地电模型进行反演试算,反演效果较好,验证了该方法的可行性。

1 单孔井中激电阵列观测方法

在矿区存在钻孔的情况下,可以充分利用地面和钻孔的观测空间,获取大量井旁地电信息,以提高井旁目标体的探测效果。考虑到探测分辨率和野外观测效率问题,笔者在地表三极观测装置的基础上,设计了两种针对单个钻孔情况下的井中激电阵列观测方法。

为提高探测的纵向分辨率,设计的井中激电阵列观测方法如图 1(a)所示。观测原理为:将供电电极 B (负极)作为无穷远极,放置于离井口较远的位置,其余供电电极 A_1, A_2, \dots, A_n (均为正极,相邻电极以等算数间隔或等对数间隔方式排列,可根据勘探要求进行设计)及测量电极 M_1 和 M_2 置于井中,在井中由下至上进行供电和测量。即 A_1 供电 M_1M_2 测量, A_2 供电 M_1M_2 测量, \dots , A_n 供电 M_1M_2 测量,第一个测深点测量结束;供电电极 A_1, A_2, \dots, A_n 及测量电极 M_1 和 M_2 整体向上移动一个点位,重复 A_1 供电 M_1M_2 测量, A_2 供电 M_1M_2 测量, \dots , A_n 供电 M_1M_2 测量,第二个测深点测量结束;再继续上移一个点位,再继续供电和测量,如此往复,直到整口井测量结束(或者仅测量某异常深度段),这样可获取井旁不同深度范围内的电性信息。

为提高探测的横向分辨率,设计的井中激电阵列观测方法如图 1(b)所示。观测原理为:将供电电极 B (负极)作为无穷远极,放置于离井口较远的位置,其余供电电极 A_1, A_2, \dots, A_n (均为正极)布置于过井口且垂直异常走向的同一测线上,而测量电极 M_1, M_2, \dots, M_n 由下至上置于井中,地面电极供电井中电极进行差分测量。即 A_1 供电 $M_1M_2, M_2M_3, \dots, M_{n-1}M_n$ 同时测量; A_2 供电 $M_1M_2, M_2M_3, \dots, M_{n-1}M_n$ 同时测量;直到 A_n 供电 $M_1M_2, M_2M_3, \dots,$

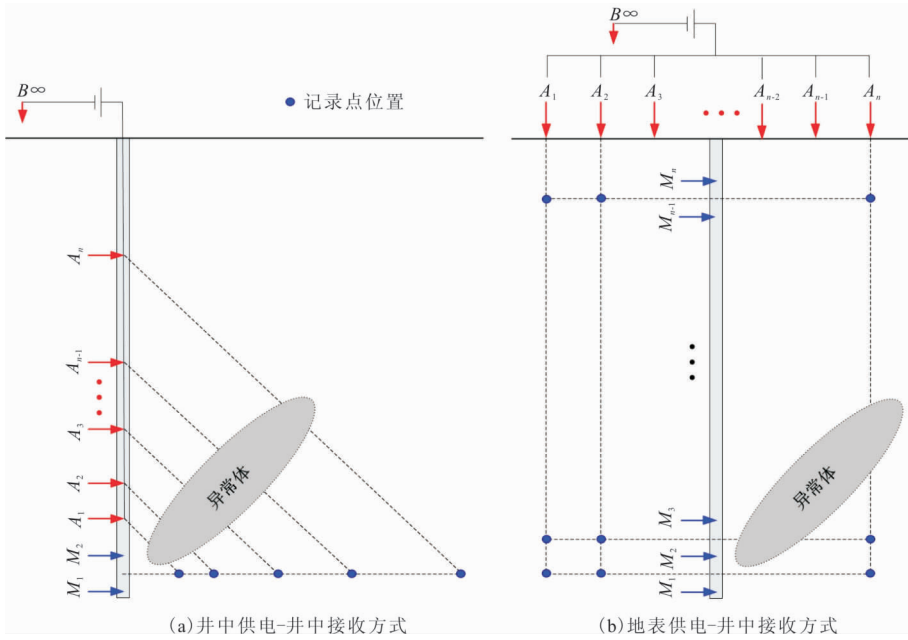


图 1 单孔井中激电阵列观测方法

Fig. 1 Array observation methods of downhole induced polarization with the single well

$M_{n-1}M_n$ 同时测量,至此观测结束。这种观测方式有利于分辨异常体位于钻孔的哪一侧,实际应用中尽量使供电电极排列大于异常体的横向分布范围。

2 井中激电 2.5 维有限元正演模拟

2.1 波数域点源场的边值问题和变分问题

当点源 A 置于地下时,波数域电位 V 的边值问题为^[16]

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\sigma \nabla V) - \lambda^2 \sigma V = -f & \in \Omega \\ \partial V / \partial n = 0 & \in \Gamma_s \\ \partial V / \partial n + \lambda D V = 0 & \in \Gamma_\infty \end{cases} \quad (1)$$

其中: Ω 为积分区域; Γ_s 为地表边界; Γ_∞ 为截断边界; σ 为介质的电导率; $f = I \delta(x - x_A) \delta(z - z_A) / 2$ 为点源项。当点源距离截断边界较远时,第三类边界条件 D 为

$$D = \frac{\lambda K_1(\lambda r_p) \cos(r_p, \mathbf{n}) + \lambda K_1(\lambda r_q) \cos(r_q, \mathbf{n})}{K_0(\lambda r_p) + K_0(\lambda r_q)}$$

式中: r_p 和 r_q 分别为点源 p 及其相对地表的镜像点 q 至边界积分点的距离; $\cos(r_p, \mathbf{n})$ 和 $\cos(r_q, \mathbf{n})$ 分别为矢径 r_p 和 r_q 与积分区域 Ω 的外法向量 \mathbf{n} 的夹角余弦; λ 为波数; K_0 和 K_1 分别为第二类零阶和一阶修正贝塞尔函数。

利用泛函分析,将方程(1)转化为等价的变分问题

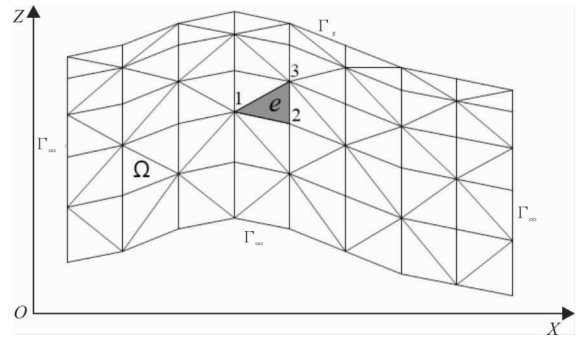


图 2 地电模型的网格剖分示意图

Fig. 2 The mesh generation of geoelectric model

$$\begin{aligned} F(V) &= \int_{\Omega} \left[\frac{1}{2} \sigma (\nabla V)^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 \sigma V^2 - fV \right] d\Omega + \\ &\int_{\Gamma_\infty} \lambda D \sigma V^2 d\Gamma \\ \delta F(V) &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

2.2 有限单元法

采用有限元法求解变分方程(2),求解过程如下:

1) 单元剖分。考虑到地形因素,将整个研究区域剖分成有限个三角形,具体如图 2 所示。方程(2)对区域 Ω 的积分将转化为对各三角形单元 e 和边界单元 Γ_e 的积分之和:

$$\begin{aligned} F(V) &= \sum_{\Omega} \int_e \left[\frac{1}{2} \sigma (\nabla V)^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 \sigma V^2 - \right. \\ &\left. fV \right] d\Omega + \sum_{\Gamma_e} \int_{\Gamma_e} \frac{1}{2} \lambda D \sigma V^2 d\Gamma \end{aligned} \quad (3)$$

2)线性插值。若三角形顶点的局部编号记为1、2、3,其空间坐标记为 (x_1, z_1) 、 (x_2, z_2) 、 (x_3, z_3) ,电位值记为 V_1, V_2, V_3 ,电导率值记为 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 。在三角形单元内,任意一点的电位和电导率均采用线性插值,即:

$$\begin{cases} V = \sum_{i=1}^3 N_i V_i = \mathbf{N}^T \mathbf{V} \\ \sigma = \sum_{i=1}^3 N_i \sigma_i = \mathbf{N}^T \boldsymbol{\sigma} \end{cases} \quad (4)$$

其中: $\mathbf{V} = (V_1, V_2, V_3)^T$, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)^T$, $\mathbf{N} = (N_1, N_2, N_3)^T$, $N_i = (a_i x + b_i z + c_i) / 2\Delta$, $(i=1, 2, 3)$ 为形函数,且 $a_1 = z_2 - z_3$, $a_2 = z_3 - z_1$, $a_3 = z_1 - z_2$, $b_1 = x_3 - x_2$, $b_2 = x_1 - x_3$, $b_3 = x_2 - x_1$, $c_1 = x_2 z_3 - x_3 z_2$, $c_2 = x_3 z_1 - x_1 z_3$, $c_3 = x_1 z_2 - x_2 z_1$, $\Delta = (a_1 b_2 - a_2 b_1) / 2$ 为三角形单元的面积。

3)单元积分。对剖分区域任意一个三角形单元进行积分,有

$$\begin{aligned} F_e(V) = \int_e \left[\frac{1}{2} \sigma (\nabla V)^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 \sigma V^2 - fV \right] d\Omega + \\ \frac{1}{2} \int_{\Gamma_e} \lambda \sigma D V^2 d\Gamma = \int_e \frac{1}{2} \sigma \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \right. \\ \left. \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 + \lambda^2 V^2 \right] d\Omega - \int_e f V d\Omega + \\ \frac{1}{2} \int_{\Gamma_e} \lambda \sigma D V^2 d\Gamma = \frac{1}{2} \mathbf{V}_e^T (\mathbf{K}_{1e} + \\ \mathbf{K}_{2e}) \mathbf{V}_e - \mathbf{V}_e^T \mathbf{S}_e \end{aligned} \quad (5)$$

其中: \mathbf{K}_{1e} 为三角形单元积分的刚度矩阵, $\mathbf{K}_{1e} = [k_{1eij}]$, $i, j=1, 2, 3$, 并且有

$$[k_{1eij}] = \begin{bmatrix} k_{1e11} \\ k_{1e21} \\ k_{1e22} \\ k_{1e31} \\ k_{1e32} \\ k_{1e33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha(a_1 a_1 + b_1 b_1) + \beta(6\sigma_1 + 2\sigma_2 + 2\sigma_3) \\ \alpha(a_2 a_1 + b_2 b_1) + \beta(2\sigma_1 + 2\sigma_2 + \sigma_3) \\ \alpha(a_2 a_2 + b_2 b_2) + \beta(2\sigma_1 + 6\sigma_2 + 2\sigma_3) \\ \alpha(a_3 a_1 + b_3 b_1) + \beta(2\sigma_1 + \sigma_2 + 2\sigma_3) \\ \alpha(a_3 a_2 + b_3 b_2) + \beta(\sigma_1 + 2\sigma_2 + 2\sigma_3) \\ \alpha(a_3 a_3 + b_3 b_3) + \beta(2\sigma_1 + 2\sigma_2 + 6\sigma_3) \end{bmatrix}$$

$i \geq j$

式中: $\alpha = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) / 12\Delta$, $\beta = \lambda^2 \Delta / 60$ 。 \mathbf{K}_{2e} 为无穷远边界线单元积分的刚度矩阵, $\mathbf{K}_{2e} = [k_{2eij}] = [K_{2eji}]$, $i, j=1, 2, 3$, 假如边界单元落在三角形12边上, 即 $i, j=3$ 时, $k_{2eij} = 0$, 则边界积分的下三角阵

的非零元素为

$$[k_{2eij}] = \begin{bmatrix} k_{2e11} \\ k_{2e21} \\ k_{2e22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma(3\sigma_1 + \sigma_2) \\ \gamma(\sigma_1 + \sigma_2) \\ \gamma(\sigma_1 + 3\sigma_2) \end{bmatrix} \quad i \geq j$$

式中: $\gamma = D \cdot l_{12} / 12$, l_{12} 为节点1和2之间的距离。对于场源项 $\mathbf{S}_e = [s_i]$, $i=1, 2, 3$, 如果点源与三角形某个节点 i 重合, 则 $s_i = 0.5$, 否则 $s_i = 0$ 。

4)总体合成。对所有三角单元积分结果求和, 即得到泛函 $F(V)$ 的数值表达式

$$F(V) = \sum F_e(V) = \frac{1}{2} \mathbf{V}^T \mathbf{K} \mathbf{V} - \mathbf{V}^T \mathbf{S} \quad (6)$$

其中: \mathbf{K} 是由全部三角单元和边界单元的 $(\mathbf{K}_{1e} + \mathbf{K}_{2e})$ 相加组成的 $M \times M$ 阶对称系数矩阵, 各项元素与模型电阻率分布和网格剖分在关; \mathbf{V} 是由所有 M 个三角网格节点上的波数域电位组成的列矢量; \mathbf{S} 则是由 \mathbf{S}_e 相加组成的与场源有关的列矢量。对方程(6)中泛函 $F(V)$ 求变分, 并令其为零, 进而可得线性方程组

$$\mathbf{K} \mathbf{V} = \mathbf{S} \quad (7)$$

利用一维变带宽压缩存储的乔里斯基分解法求解方程(7), 即可得到所有网格节点的波数域电位 V , 再通过傅氏逆变换

$$U(x, 0, z) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty V(x, \lambda, z) d\lambda \quad (8)$$

便可将波数域电位 V 转换成主剖面 $y=0$ 上的空间域电位 $U(x, 0, z)$ 。

2.3 计算视电阻率和视极化率

利用式(8)的近似傅氏逆变换公式

$$U = \sum_{i=1}^n W_i \cdot V(\lambda_i) \quad (9)$$

可将前面得到的波数域网格节点电位 V 转换成空间域电位 U 。

根据计算公式

$$\rho_c = K_c \cdot \frac{U_M - U_N}{I} \quad (10)$$

可计算出三极装置的视电阻率 ρ_c 。其中 U_M 和 U_N 为测点 M 和 N 处的电位; K_c 为装置系数, 在全空间下 $K_c = 4\pi / (1/r_{AM} - 1/r_{A^*N} + 1/r_{A^*M} - 1/r_{A^*N})$, r_{A^*M} 和 r_{A^*N} 分别为供电电极 A 到测量电极 M 和 N 的距离, r_{A^*M} 和 r_{A^*N} 分别为供电电极 A 关于地表的镜像点源 A^* 到测量电极 M 和 N 的距离。

当地下介质存在极化特性时, 其等效电阻率为 $\rho^* = \rho / (1 - \eta)$, ρ 为介质的电阻率, η 为介质的极化率。再利用前述有限元法正演一次, 计算出等效视

电阻率 ρ_c^* , 进而可根据视电阻率 ρ_c 和等效视电阻率 ρ_c^* 换算出视极化率。

$$\eta_c = (\rho_c^* - \rho_c) / \rho_c^* \quad (11)$$

3 井中激电约束反演

3.1 电阻率联合约束反演

电阻率的线性反演方程通常可表示为^[17]:

$$\mathbf{A}\Delta\mathbf{m} = \Delta\mathbf{d} \quad (12)$$

其中: \mathbf{A} 为偏导数矩阵; $\Delta\mathbf{m}$ 为模型参数的改正向量; $\Delta\mathbf{d}$ 为数据残差矢量。

实际中方程(12)通常是欠定且病态的。为提高反演过程的稳定性和减少反演的多解性,必须在模型空间引入某种约束^[18],这里对模型同时施加总体光滑约束 Φ_{ms} 和属性约束 Φ_{mz} ,可表示为

$$\Phi_m = \Phi_{ms} + \Phi_{mz} = \|\mathbf{C}(\mathbf{m} + \Delta\mathbf{m})\|_2^2 + \|\mathbf{D}(\mathbf{m} + \Delta\mathbf{m} - \mathbf{m}_z)\|_2^2 \quad (13)$$

其中: \mathbf{m} 为反演模型参数向量; \mathbf{m}_z 为已知属性模型参数向量(若网格节点的模型参数已知,则在相应的节点上给定近似真值,否则用背景模型参数代替), \mathbf{C} 为光滑度矩阵,可采用模型网格节点间的距离构建^[19-20], \mathbf{D} 为对角矩阵(对于模型参数已知的网格节点,则在相应的对角线上给定较大的值(如 100),否则设置为 1,若仅施加背景约束,则 \mathbf{D} 为单位矩阵)。

当在同一断面采用种观测装置进行数据采集时,结合式(12)和式(13),在最小二乘意义下构造目标函数 Φ 为

$$\Phi = \sum_{k=1}^n f_k \|\Delta\mathbf{d}_k - \mathbf{A}_k \Delta\mathbf{m}\|_2^2 + \lambda_s \|\mathbf{C}(\mathbf{m} + \Delta\mathbf{m})\|_2^2 + \lambda_z \|\mathbf{D}(\mathbf{m} + \Delta\mathbf{m} - \mathbf{m}_z)\|_2^2 \quad (14)$$

其中:式(14)右端第一项为 n 种观测装置的数据拟合差项, f_k 为第 k 种观测装置的加权系数。由于每种观测装置受噪声的干扰程度不同,这样可采用数据拟合误差来构造加权系数 f_k

$$f_k = t_k / \sum_{k=1}^n t_k, t_k = 1 / \sqrt{\Delta\mathbf{d}_k^T \Delta\mathbf{d}_k / N}$$

在进行第一次反演迭代时,令 $t_k = 1$ 。式(14)右端第二、三项为模型空间约束项, λ_s 和 λ_z 为正则化因子。将式(14)两端对 $\Delta\mathbf{m}^T$ 求导并令其等于零,即可得到电阻率线性反演方程

$$\left(\sum_{k=1}^n f_k \mathbf{A}_k^T \mathbf{A}_k + \lambda_s \mathbf{C}^T \mathbf{C} + \lambda_z \mathbf{D} \right) \Delta\mathbf{m} =$$

$$\sum_{k=1}^n f_k \mathbf{A}_k^T \Delta\mathbf{d}_k - \lambda_2 \mathbf{C}^T \mathbf{C} \mathbf{m} + \lambda_2 \mathbf{D}(\mathbf{m}_z - \mathbf{m}) \quad (15)$$

采用共轭梯度法解方程(15)^[21],得到模型参数的修正量 $\Delta\mathbf{m}$,将其代入式(16),

$$\mathbf{m}^{(k)} = \mathbf{m}^{(k-1)} + \Delta\mathbf{m} \quad (16)$$

便得到新的预测模型参数向量 $\mathbf{m}^{(k)}$ 。经过多次迭代,直至实测数据和模拟数据之间的平均均方误差

$$RMS = \sum_{k=1}^n \sqrt{\Delta\mathbf{d}_k^T \Delta\mathbf{d}_k / N} \quad (17)$$

满足要求或迭代次数满足终止条件为止,电阻率反演过程结束。

3.2 极化率联合约束反演

在完成电阻率反演的基础上,再进行极化率反演。当地下介质存在激发极化且相对电阻率很小时,视极化率 η_a 和极化率 η 之间可近似为线性关系^[22]

$$\eta_a = \mathbf{A}\eta \quad (18)$$

其中: \mathbf{A} 为偏导数矩阵 ($a_{ij} = \partial \ln \rho_{ci} / \partial \ln \rho_j$),在电阻率反演中已经得到。当在同一断面采用 n 种观测装置进行数据采集时,在最小二乘意义下构造极化率反演的目标函数 Φ ,并在目标函数中引入光滑和已知属性约束,有

$$\Phi = \sum_{k=1}^n f_k \|\mathbf{A}_k \eta - \eta_{ak}\|_2^2 + \lambda_s \|\mathbf{C}\eta\|_2^2 + \lambda_z \|\mathbf{I}(\eta_z - \eta)\|_2^2 \quad (19)$$

其中极化率反演的数据加权系数 f_k 根据最后一次电阻率反演迭代的数据拟合误差给定, η_z 为井旁已知极化率参数向量,其余参量含义与上述相同。

将式(19)两端对 η 求导并令其等于零,即可得到极化率的线性反演方程

$$\left(\sum_{k=1}^n f_k \mathbf{A}_k^T \mathbf{A}_k + \lambda_s \mathbf{C}^T \mathbf{C} + \lambda_z \mathbf{I} \right) \eta = \sum_{k=1}^n f_k \mathbf{A}_k^T \Delta\mathbf{d}_k + \lambda_z \mathbf{I} \eta_z \quad (20)$$

采用共轭梯度法求解方程(20),便得到地下介质的极化率。

4 反演算例分析

4.1 模型算例

假定在地下隐伏岩体中赋存三条低阻高极化脉状矿体,岩层及矿脉均倾向于小点号方向。地表剖面长为 800 m,井深为 800 m,地表布设 42 根电极,

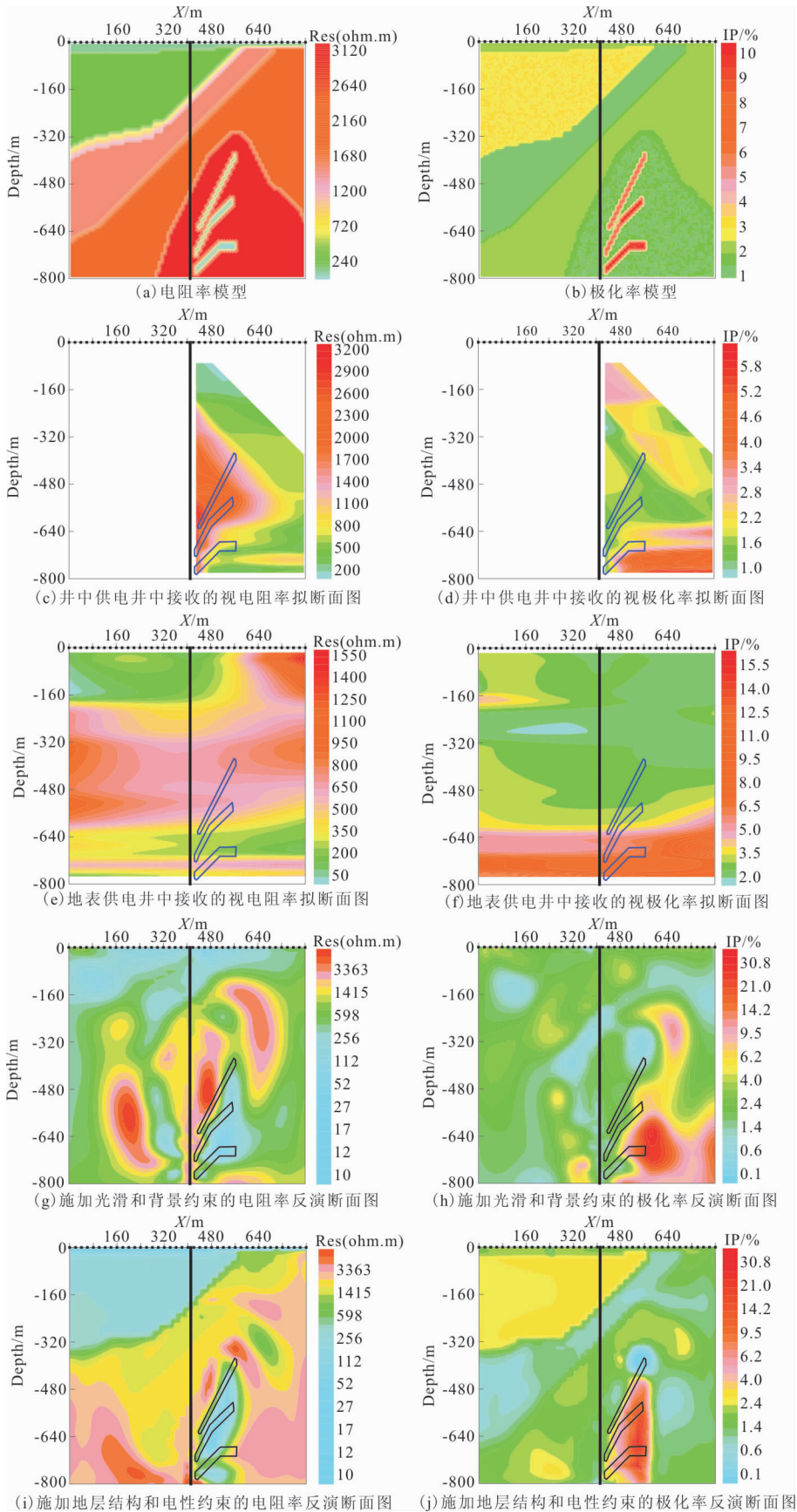


图 3 模型反演算例

Fig. 3 The example of model inversion

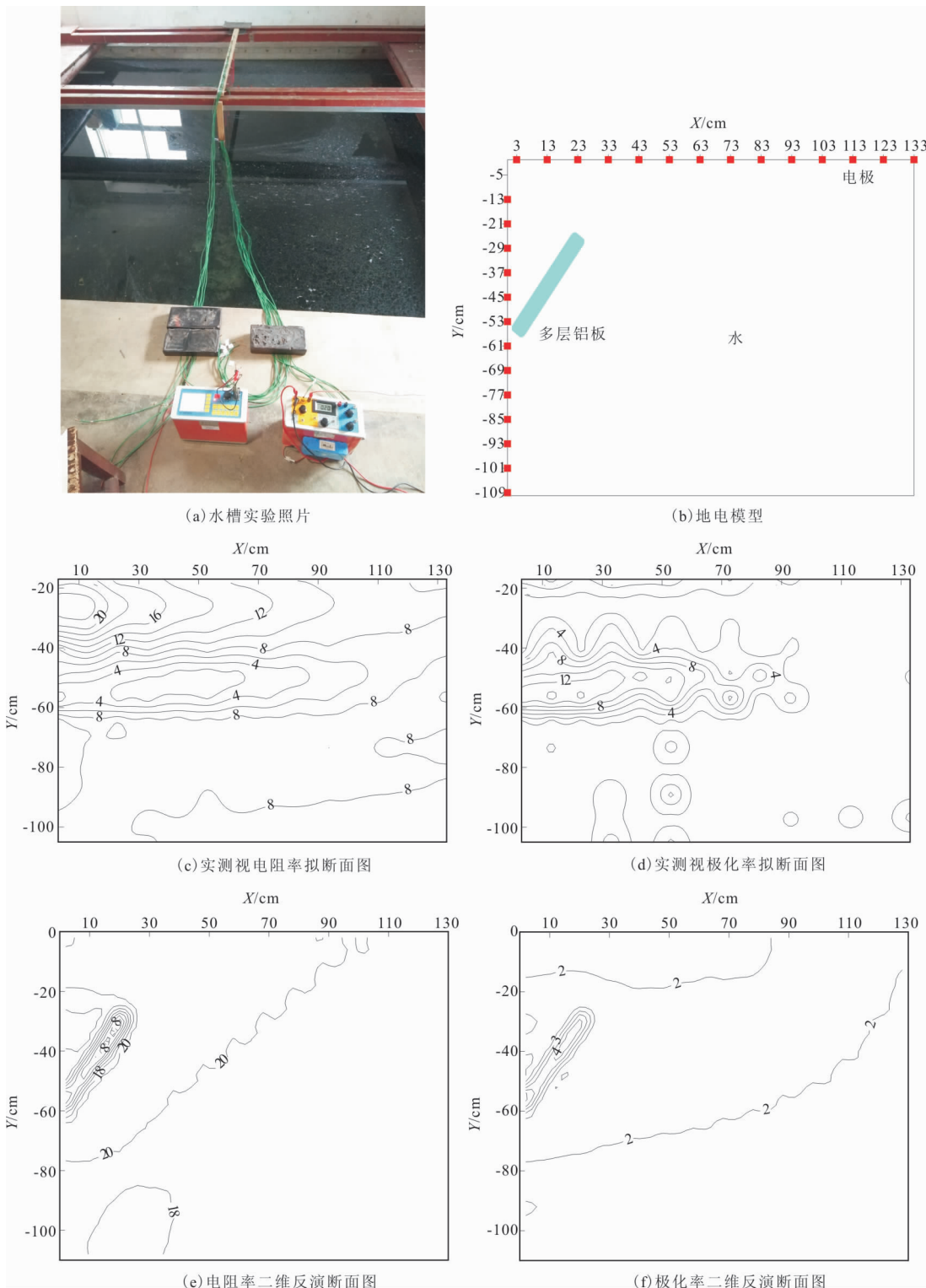


图 4 水槽模拟实验数据的反演算例

Fig. 4 An example of inverse calculation of experimental data in flume simulation

井中布设 160 根电极。电阻率和极化率模型如图 3(a)~图 3(b)所示。基于该地电模型对上述观测装置的激电数据分别进行二维有限元数值模拟,井中观测方式的视电阻率和视极化率的模拟结果分别如

图 3(c)~图 3(d)所示,从图 3 中可看出,在矿脉位置异常呈低阻高极化特征,但位置偏下及难于推断矿脉位于井的哪一侧。地井观测方式的视电阻率和视极化率的模拟结果分别如图 3(e)~图 3(f)所示,

相对井中观测方式而言,这种方式则更好地反映了断面的电性的分布特征,易于推断异常大致形态和埋深,但仍存在向下偏移的现象。

为提高两种观测方式的探测效果,采用文中联合反演方法将两种观测方式的激电数据联合起来进行反演,当对井旁地质结构信息不了解时,则在反演中只施加光滑和背景先验约束信息,电阻率和极化率的反演结果分别如图 3(g)~图 3(h)所示,地层倾向及异常形态和埋深得到了较好地反映,但也不同程度地出现了冗余信息。当对地层结构及电性信息有所了解时,可将其作为约束引入到反演中,反演时对上覆三层电性层给定准确的电阻率和极化率值,式(15)中约束矩阵对应的对角线元素设置约束值为 100,而下覆两层电性层给定均匀电性值 2 500,约束值为 1,电阻率和极化率的反演结果分别如图 3(i)~图 3(j)所示,与仅施加先验约束信息的反演结果相比,地层结构、电性及异常形态均得到了明显的改善。在反演中,可根据对地层结构和电性信息的了解程度,通过人机交互改变约束值和阻尼的大小,改善反演效果。

4.2 水槽模拟实验数据反演

为进一步检验文中井中激电法的探测效果,在长 500 cm×宽 500 cm×深 200 cm 的水槽中,开展了井中激电法物理模拟实验,水槽实验照片如图 4(a)所示。在水槽中注满清水并添加 5 kg 食盐,选取多层铝板作为低阻高极化模型,电极布置与铝板的相对位置如图 4(b)所示,按文中第 2 节描述的地表供电井中接收的阵列观测方法采集数据。图 4(c)和图 4(d)分别为采集的视电阻率和视极化率拟断面图,从图 4 中可以看出,在接近铝板的接收电极处出现低阻高极化异常带,但对铝板的倾向的反映不明显。采用井中约束反演算法对水槽模拟实验数据进行反演计算,得到电阻率与极化率的二维断面分别如图 4(c)和图 4(d),从中可以看出,在 X 方向 0 cm~30 cm,埋深 20 cm~60 cm 范围内呈低电阻率和高极化率特征,异常形态与实际模型吻合度较高,验证了文中井地激电法探测井旁异常体的有

效性。

5 结论

笔者针对井旁隐伏矿体勘查问题,对单孔井地阵列激电探测方法进行了研究,得到如下结论:

1)设计了井中和地一井多电极系阵列观测方法,该方法具有观测效率高、获取的信息量丰富、纵向和横向分辨率高等优点。

2)研究了井中激电法的二维有限元正演模拟方法以及多种观测方式的联合反演方法,并对两种电阻率数据进行联合反演解释,反演效果良好,地层倾向、异常形态以及目标体埋深均得到较好地反映,可以尝试将观测方法和反演解释方法在野外生产实践中应用。

3)本项研究可进一步拓展到单孔井中、地井多电极系三维阵列观测及反演解释中。

参考文献:

- [1] 翟裕生,邓军,王建平,等. 深部找矿研究问题[J]. 矿床地质, 2004(02):142-149.
ZHAI Y S, DENG J, WANG J P, et al. Research on deep ore prospecting [J]. Deposit Geology, 2004(02): 142-149. (In Chinese)
- [2] 滕吉文. 强化开展地壳内部第二深度空间金属矿产资源地球物理找矿、勘探和开发[J]. 地质通报, 2006(07):767-771.
TENG J W. Strengthen geophysical prospecting, exploration and development of metal mineral resources in the second depth space inside the crust [J]. Geological Bulletin, 2006(07):767-771. (In Chinese)
- [3] 潘和平,马火林,蔡柏林,等. 地球物理测井与井中物探[M]. 北京:科学出版社, 2009.
PAN H P, MA H L, CAI B L, et al. Geophysical logging and borehole geophysical exploration [M]. Beijing: Science Press, 2009. (In Chinese)
- [4] 蔡柏林. 井中物探的发展现状及应用前景[J]. 国外地质勘探技术, 1988(Z1):84-88.

- CAI B L. Development status and application prospect of geophysical prospecting in wells [J]. Foreign Geological Exploration Technology, 1988 (Z1): 84—88. (In Chinese)
- [5] 潘和平. 井中激发极化法在矿产资源勘探中的作用[J]. 物探与化探, 2013, 37(04): 620—626.
PAN H P. Role of borehole induced polarization method in mineral resources exploration [J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2013, 37 (04): 620—626. (In Chinese)
- [6] BUSBY J P, DABEK Z K. Resistivity and IP modeling of the three—array down—hole prospecting technique[J]. Geophysical Prospecting, 1986, 34(1): 130—140.
- [7] SPITZER K, CHOUTEAU M. A DC resistivity and IP borehole survey at the Casa Berardi gold mine in northwestern Quebec[J]. Geophysics, 2003, 68(2): 453—463.
- [8] KULESSA B, HUBBARD B, BROWN G H. Time—lapse imaging of subglacial drainage conditions using three—dimensional inversion of borehole electrical resistivity data[J]. Journal of Glaciology, 2006, 52(52): 49—57.
- [9] 吕玉增. 地—井、井—地 IP 三维快速正反演研究[D]. 长沙: 中南大学, 2008.
LV Y Z. Research on 3D fast forward and inverse modeling of ground well and well ground IP[D]. Changsha: Central South University, 2008. (In Chinese)
- [10] MORROW F J, INGHAM M R, MCCONCHIE J A. Monitoring of tidal influences on the saline interface using resistivity traversing and cross—borehole resistivity tomography[J]. Journal of Hydrology (Amsterdam), 2010, 389(1—2): 69—77.
- [11] 李长伟. 井中激发极化法正反演及快速迭代求解技术研究[D]. 长沙: 中南大学, 2012.
LI C W. Study on forward inversion and fast iterative solution of induced polarization method in geophysical and geochemical exploration wells [D]. Changsha: Central South University, 2012. (In Chinese)
- [12] 陈汉波, 熊彬. 地—井与井—地及井—井时域激电异常响应特征分析[J]. 物探化探计算技术, 2016, 38(3): 314—320.
CHEN H B, XIONG B. Analysis of time—domain IP anomaly response characteristics of ground well, well ground and well [J]. Computing Techniques for Geophysical and Geochemical Exploration, 2016, 38(3): 314—320. (In Chinese)
- [13] BAI Z, TAN M J, ZHANG F L. Three—dimensional forward modeling and inversion of borehole—to—surface electrical imaging with different power sources [J]. Applied Geophysics, 2016, 13(3): 437—448.
- [14] WONDIMU H D, MAMMO T, WEBSTER B. 3D joint inversion of Gradient and Mise—à—la—Masse borehole IP/Resistivity data and its application to magmatic sulfide mineral deposit exploration[J]. Acta Geophysica, 2018, 66(5): 1031—1045.
- [15] 赵荣春, 吕玉增, 韦柳椰, 等. 基于放射状网格剖分的井中激电三维有限元数值模拟[J]. 桂林理工大学学报, 2019, 39(02): 349—355.
ZHAO R C, LV Y Z, WEI L Y, et al. 3d finite element numerical simulation of ip in well based on radial grid generation [J]. Journal of Guilin University of Science and Technology, 2019, 39(02): 349—355. (In Chinese)
- [16] 徐世浙. 地球物理中的有限单元法[M]. 北京: 科学出版社, 1994.
XU S Z. Finite element method in geophysics [M]. Beijing: Science Press, 1994. (In Chinese)
- [17] ELLIS R G, OLDENBURG D W. Applied geophysical inversion[J]. Geophys. J. Int. 1994, 116(1): 5—11.
- [18] DE GROOT—HEDIN C, CONSTABLE S C. Occam's inversion to generate smooth, two dimensional models from magnetotelluric data[J]. Geophysics, 1990, 55(12): 1613—1624.
- [19] 阮百尧, 村上裕, 徐世浙. 激发极化数据的最小二乘二维反演方法[J]. 地球科学, 1999, 24: 619—624.
RUAN B Y, CUN S Y, XU S Z. Least square two—dimensional inversion of induced polarization data [J]. Earth Science, 1999, 24: 619—624. (In Chinese)
- [20] 阮百尧, 村上裕, 徐世浙. 电阻率/激发极化法数据的

二维反演程序[J]. 物探化探计算技术, 1999(21): 116—125.

RUAN B Y, CUN S Y, XU S Z. Two-dimensional inversion program for resistivity/ induced polarization data [J]. Computing Techniques for Geophysical and Geochemical Exploration, 1999 (21): 116—125. (In Chinese)

[21] 刘海飞, 阮百尧, 柳建新. 变阻尼共轭梯度算法及其性

能分析[J]. 地球物理学进展, 2008, 23(1): 89—93.

LIU H F, RUAN B Y, LIU J X. Variable damping conjugate gradient algorithm and its performance analysis [J]. Progress in Geophysics, 2008, 23(1): 89—93. (In Chinese)

[22] SEIGEL H O. Mathematical formulation and type curves for induced polarization[J]. Geophysics, 1959, 24(3): 547—565.

Research on borehole array induced polarization method for middle—deep mineral resources exploration

LIU Jianxin^{1,2}, HUANG Chaoyu^{1,2,3}, WANG Qiangqiang⁴, TONG Liqun⁵,
LIU Haifei^{1,2}, LIU Xin², ZHAO Yingjie²

(1. Hunan Key Laboratory of Nonferrous Resources and Geological Disaster Exploration,
Central South University, Changsha 410083, China;

2. School of Geoscience and Information Physics, Central South University, Changsha 410083, China;

3. Land Space Survey and Monitoring Institute of Hunan Province, Changsha 410129, China;

4. Shanxi Railway Engineering Survey Co., Ltd, Xi'an 710000, China;

5. Hulun Buir emergency management bureau of Inner Mongolia, Hulunbuir 021000, China)

Abstract: The induced polarization method has many characteristics, such as observation parameters, flexible observation device, and sensitive response to mineral resources, and is particularly advantageous in the exploration of mineral resources in the middle and deep areas. This paper conducts a systematic and in-depth study on the observation method, forward and inversion theory and method of the IP in the well. Firstly, two kinds of observation arrays of IP methods in the well are designed. Then, the theoretical formula of 2.5-d finite element forward modeling for the induced polarization method based on a continuous medium model is derived, and the linear equation of joint constraint inversion of resistivity and induced polarization data acquired in the well is given. Finally, through the inversion calculation of the complex geoelectric model and the experimental data of the flume, the feasibility of the well-inducing method in the middle and deep mineral resources is verified.

Keywords: metal mineral exploration; borehole induced polarization method; forward simulation; constrained inversion