doi: 10.11720/wtyht.2026.0064
李乌日鲁格, 熊彬, 陆裕国, 等. 时间域激电法组合源装置抗电磁耦合性能三维正演分析[J]. 物探与化探, 2026, 50(4): 724-731. https://doi.org/10.11720/wtyht.2026.0064
Li W R L G, Xiong B, Lu Y G, et al. Three-dimensional forward modeling of the anti-electromagnetic coupling performance of a combined source array in the time-domain induced polarization method[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2026, 50(4): 724-731. https://doi.org/10.11720/wtyht.2026.0064

时间域激电法组合源装置抗电磁耦合性能三维正演分析

李乌日鲁格[1], 熊彬[1,2], 陆裕国[3], 徐志峰[1]
(1. 桂林理工大学 地球科学学院, 广西 桂林 541006; 2. 安徽省电法勘探重点实验室, 安徽 合肥, 230031; 3. 中国地质调查局 西宁自然资源综合调查中心, 青海 西宁, 810021)

摘 要: 针对时间域激发极化法大功率勘探中电磁耦合干扰严重的问题, 采用基于 Green 函数的三维有限元法进行直流电阻率正演, 结合改进 Talbot 逆 Laplace 变换实现 Cole-Cole 模型的时变电阻率计算, 构建互补型电偶极组合源观测系统。数值模拟结果表明, 组合源装置较传统中梯装置的电磁耦合抑制效果提高 10~20 倍, 极性反转布局中心形成低噪声观测窗, 有效信号时间范围显著扩大。双侧供电装置对典型理论模型的异常体分辨效果良好。该研究可为复杂地质条件下 TDIP 高效勘探提供理论支撑。

关键词: 时间域激发极化法; 三维正演; 组合源; 电磁耦合; 视极化率
中图分类号: P631; P31 **文献标识码**: A **文章编号**: 1000-8918(2026)04-0724-08

0 引言

随着地球物理勘探技术的飞速发展, 时间域激发极化法 (time-domain induced polarization, TDIP) 的理论研究与观测空间已由传统的一维、二维逐步转向更为复杂、精确的三维空间[1-2]。在观测装置方面, 传统的中梯、偶极、联合剖面及对称四极测深等技术虽各具辨识特征, 但在大规模三维勘探中, 其获取深部地电信息的效率受限于电极频繁移动的作业模式, 大功率、多通道及分布式观测系统的推广应用, 极大地提升了全空间多方位数据的采集速度与工作效率[3-5]。

但在高效率采集的过程中, 大功率探测所引发的电磁耦合干扰成为制约精度的核心瓶颈[6-10]。在时间域观测中, 一次电流关断时产生的感应电场会经历复杂的衰减过程, 与真实的激电极化信号重叠, 导致观测电压发生畸变。国内外研究者研究并提出了多种解决方案: Dey 等[11] 详细论述了多层介质条件下时间域偶极—偶极和三极装置的电磁耦合; 何继善等[12] 提出“斩波去耦”方法, 达到区分和克服电磁耦合的目的; Fullagar 等[13] 提出了一种快速、简便的抑制 TDIP 数据电磁耦合效应的方法; 向毕文等[14] 通过指数函数拟合去除电磁耦合效应; 李建华等[15] 通过 TDIP 全波形采样提取多种激电参数, 利用基波与奇次谐波的相位去除电磁耦合; 钟湘琴等[16] 提出一种经低通滤波后放大输出矩形波并对大地供电的发送端去耦方法; Lévy 等[17] 通过基于 Kohlrausch-Williams-Watts(KWW) 函数算法对 TDIP 数据处理, 实现有效信号的提取。上述方法均以数据处理与采样时间为核心进行电磁耦合干扰压制, 在实际生产中难免会影响工作效率。

场源的放置位置与激励方向也会显著影响对局部异常体的分辨能力[18]。已有研究表明, 针对复杂的三维目标体, 单一方向的激励往往会导致异常信息揭示不完整, 甚至漏掉有效异常[19]。

针对上述挑战, 本文提出一种将偶极装置与中间梯度装置相结合的组合源装置——“短极距互补型电偶极源激发与阵列电偶极接收”观测系统。该系统旨在利用短接地电偶极源取代长导线, 加入多

收稿日期: 2026-04-09; **修回日期**: 2026-05-14
基金项目: 国家自然科学基金项目(42174080)
通讯作者: 熊彬(1974-), 男, 教授, 主要研究方向为电磁地球物理勘查理论与方法。Email: xiongbin@glut.edu.cn

电偶极源激发, 从物理结构上抑制电磁耦合干扰, 通过阵列电偶极接收排布提升观测分辨率与勘测效率。

本文以引入 Green 函数的直流电阻率法控制方程为基础, 推导组合源边界条件, 并通过三维结构化有限元方法模拟典型地电模型; 引入改进 Talbot 算法, 进行逆 Laplace 变换, 以高效获取基于 Cole-Cole 模型的时变电阻率响应。在此基础上, 以电磁耦合的时间特点出发, 分析了不同装置对电磁耦合干扰的抑制效果, 并以视极化率为核心参数, 深入探讨不同组合源装置与观测方向对典型地电模型探测效果的影响, 为复杂环境下的激电勘探提供理论支撑。

1　组合源 TDIP 三维正演方法

1.1　电阻率/激电法三维有限元正演

单电极供电时的直流电阻率法控制方程可以表示为[20]:

$$\nabla\cdot(\sigma\nabla V)=-I\delta(A)\,, \tag{1}$$

式中: σ是介质的电导率; I是供电电流; $\delta(A)$表示以电源点A为中心的δ函数。引入$\delta(A)$在均匀半空间条件下满足 Poisson 方程的 Green 函数[21]:

$$G(r)=\frac{1}{2\pi r}\,, \tag{2}$$

结合式(1)和(2)可得:

$$\nabla^2 G=\nabla^2\left(\frac{1}{2\pi r}\right)=-\delta(A)\,, \tag{3}$$

式中: r是三维空间中点电流源A至任意点p的距离。对于两对异性点电流源A_{12}和B_{12}, 式(3)可以改写成:

$$\nabla^2 G=-\delta(A_1)+\delta(B_1)-\delta(A_2)+\delta(B_2)=\nabla^2\left[\frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{r_{A_1}}-\frac{1}{r_{B_1}}+\frac{1}{r_{A_2}}-\frac{1}{r_{B_2}}\right)\right], \tag{4}$$

将其代入式(1), 可得:

$$\nabla\cdot(\sigma\nabla V)=I\nabla^2 G。 \tag{5}$$

由场论可知, 地面Γ_s上电位的法向导数:

$$\left.\frac{\partial V}{\partial \boldsymbol{n}}\right|_{\Gamma_s}=\left.\frac{\partial G}{\partial \boldsymbol{n}}\right|_{\Gamma_s}=0。 \tag{6}$$

在无穷远边界Γ_∞上, 利用 Green 函数表达两对异性点电流源形成的电位:

$$V|_{\Gamma_\infty}=G(r)=c\left(\frac{1}{r_{A_1}}-\frac{1}{r_{B_1}}+\frac{1}{r_{A_2}}-\frac{1}{r_{B_2}}\right), \tag{7}$$

式中: r是电源点至边界的距离; c是比例系数。对式(7)沿法向n进行微商, 消去常数c, 可得:

$$\frac{\partial V}{\partial \boldsymbol{n}}+\frac{\left(\dfrac{\cos(r_{B_1},\boldsymbol{n})}{r_{B_1}^2}-\dfrac{\cos(r_{A_1},\boldsymbol{n})}{r_{A_1}^2}\right)+\left(\dfrac{\cos(r_{B_2},\boldsymbol{n})}{r_{B_2}^2}-\dfrac{\cos(r_{A_2},\boldsymbol{n})}{r_{A_2}^2}\right)}{\left(\dfrac{1}{r_{B_1}}-\dfrac{1}{r_{A_1}}\right)+\left(\dfrac{1}{r_{B_2}}-\dfrac{1}{r_{A_2}}\right)}V=0\,, \tag{8}$$

式中: $\cos(r,n)$是矢径$\boldsymbol{r}$与外法向$\boldsymbol{n}$之间夹角的余弦。式(5)、(6)和(8)构成稳定电流场的三维边值问题。区域Ω内部的电性界面是自然边界条件的界面, 可不作考虑[22]。

1.2　Galerkin 控制方程

根据 Galerkin 加权余量法, 用形函数$N_m(x,y,z)$作权函数$w_m(x,y,z)$, 式(5)的余项可写为:

$$R=\nabla\cdot(\sigma\nabla V)-I\nabla^2 G。 \tag{9}$$

用形函数N_i作权函数W_i, Galerkin 法的加权积分为:

$$\iiint_\Omega W_i R\mathrm{d}\Omega=\iiint_\Omega N_i\left[\nabla\cdot(\sigma\nabla V)-I\nabla^2 G\right]\mathrm{d}\Omega=0\,, \tag{10}$$

式中: Ω是Γ_s及Γ_∞所围的区域。利用 Green 第一定理, 即

$$\iiint_\Omega\left(\phi\nabla^2\psi+\nabla\phi\cdot\nabla\psi\right)\mathrm{d}\Omega=\oiint_\Gamma\phi\frac{\partial\psi}{\partial n}\mathrm{d}\Gamma\,, \tag{11}$$

将式(10)写成:

$$\iiint_\Omega\sigma\nabla N_i\cdot\nabla V\mathrm{d}\Omega-\oiint_\Gamma N_i\sigma\frac{\partial V}{\partial n}\mathrm{d}\Gamma=I\iiint_\Omega\nabla N_i\cdot\nabla G\mathrm{d}\Omega-I\oiint_\Gamma N_i\frac{\partial G}{\partial n}\mathrm{d}\Gamma\,, \tag{12}$$

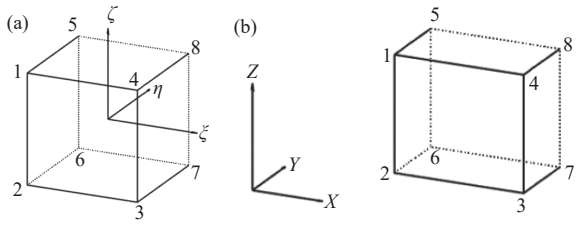
将边界条件(6)和式(8)代入式(12), 得到控制方程:

$$\iiint_\Omega\sigma\nabla N_i\cdot\nabla V\mathrm{d}\Omega+\iint_{\Gamma_\infty}\sigma N_i\frac{\left(\dfrac{\cos(r_{B_1},\boldsymbol{n})}{r_{B_1}^2}-\dfrac{\cos(r_{A_1},\boldsymbol{n})}{r_{A_1}^2}\right)+\left(\dfrac{\cos(r_{B_2},\boldsymbol{n})}{r_{B_2}^2}-\dfrac{\cos(r_{A_2},\boldsymbol{n})}{r_{A_2}^2}\right)}{\left(\dfrac{1}{r_{B_1}}-\dfrac{1}{r_{A_1}}\right)+\left(\dfrac{1}{r_{B_2}}-\dfrac{1}{r_{A_2}}\right)}V\mathrm{d}\Gamma=$$

$$I\iiint_\Omega\nabla N_i\cdot\nabla G\mathrm{d}\Omega+I\iint_{\Gamma_\infty}N_i\frac{\left(\dfrac{\cos(r_{B_1},\boldsymbol{n})}{r_{B_1}^2}-\dfrac{\cos(r_{A_1},\boldsymbol{n})}{r_{A_1}^2}\right)+\left(\dfrac{\cos(r_{B_2},\boldsymbol{n})}{r_{B_2}^2}-\dfrac{\cos(r_{A_2},\boldsymbol{n})}{r_{A_2}^2}\right)}{\left(\dfrac{1}{r_{B_1}}-\dfrac{1}{r_{A_1}}\right)+\left(\dfrac{1}{r_{B_2}}-\dfrac{1}{r_{A_2}}\right)}G\mathrm{d}\Gamma。 \tag{13}$$

1.3　单元分析及计算

采用规则六面体单元对全区域剖分，如图 1 所示。



a—$\xi\eta\zeta$ 坐标系中的母单元；b—XYZ 坐标系中的六面体子单元

a—master element in the $\xi\eta\zeta$ -coordinate system; b—hexahedral element in the XYZ -coordinate system

图 1　坐标变换示意

Fig. 1　Schematic of coordinate transformation

略去繁琐推导，直接给出总体矩阵方程：

$$\boldsymbol{KV_T}=\boldsymbol{SG}, \tag{14}$$

式中：$\boldsymbol{K}$，$\boldsymbol{S}$为单元刚度矩阵与质量矩阵组装的稀疏矩阵；$\boldsymbol{V_T}$是含有节点电位值的向量；$\boldsymbol{G}$为含节点标量 Green 函数值的向量。本文采取按行压缩(CSR)格式储存矩阵$\boldsymbol{K}$，$\boldsymbol{S}$。求解方程(14)即可得到各节点上的总电位值$\boldsymbol{V_T}$。

1.4　考虑充放电时间的视极化率

对于线性的极化体介质，充电过程和放电过程响应是一致的，故岩、矿石断电后的二次电位差的放电曲线与充电曲线在形状上表现为镜像相等，即考虑充电时间的二次电位差为[23]：

$$\Delta U_2(T,t)=\Delta U_1(T)-\Delta U_1(t), \tag{15}$$

式中：$\Delta U_1(T)$为最大充电时间T的一次电位差；$\Delta U_1(t)$充电时间为t的电位差；$\Delta U_2(T,t)$表示充电时间为T、断电后t时刻二次电位差。视极化率表达式为：

$$\eta_s=\frac{\Delta U_2(T,t)}{\Delta U_1(T)}。 \tag{16}$$

2　基于改进 Talbot 算法的时间域 Cole-Cole 模型

改进 Talbot 算法[24]公式为：

$$y(t)\approx\frac{1}{\mathrm{i}M_T}\sum_{k=1}^{M}\mathrm{e}^{z(\theta_k)t}F[z(\theta_k)]z'(\theta_k), \tag{17}$$

式中：$F[z(\theta_k)]$是被变换函数在复平面节点$z(\theta_k)$上的值；t是求解的时间点；M是数值积分的节点总数；i是虚数单位；积分轮廓节点公式$z(\theta_k)$与离散角度节点θ_k计算公式为：

$$z(\theta_k)=\frac{M}{t}\left[-\delta+\sigma\theta_k\cot(\mu\theta_k)+\mathrm{i}\gamma\theta_k\right], \tag{18}$$

$$\theta_k=-\pi+(k-0.5)h,\ k=1,2,\cdots,M;h=2\pi/M。 \tag{19}$$

式中：h为步长。式中使用的 4 个最优参数为：$\delta=0.6122$，$\sigma=0.5017$，$\gamma=0.2645$，$\mu=0.6407$。

给出一个具有简单初等函数表达式的 Fourier 变换对，用于验证改进 Talbot 算法对于 Gaver-Stehfest (G-S)算法和 Talbot 算法的优越性[25]：

$$f(t)=\frac{1-\mathrm{e}^{-t}}{\sqrt{4\pi t^3}},\ t\geqslant 0; \tag{20}$$

$$F(s)=\frac{1}{\sqrt{s}+\sqrt{s+1}}。 \tag{21}$$

G-S 算法采用 18 个系数，Talbot 算法取 21 个系数，改进 Talbot 算法M取 26 个节点总数。结果如图 2 所示。

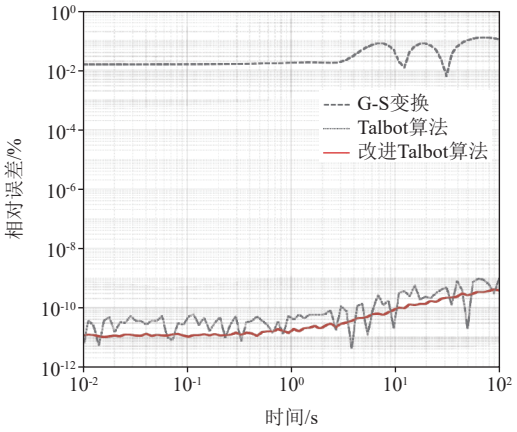


图 2　三种数值逆 Laplace 变换算法的相对误差随时间分布对比

Fig. 2　Comparison of relative error distribution over time among three numerical Laplace inversion algorithms

由图 2 可知，G-S 算法的精度最差，而 Talbot 算法与改进 Talbot 算法的精度都能控制在一定范围内；但改进 Talbot 算法具有更好的稳定性与精度，故采取改进 Talbot 算法进行逆 Laplace 变换。

将改进 Talbot 算法引入 Cole-Cole 模型[26]，得到基于改进 Talbot 算法的时变电阻率表达式：

$$\rho(T)\approx\frac{1}{\mathrm{i}M}\sum_{k=1}^{M}\mathrm{e}^{z(\theta_k)T}\cdot\frac{1}{z(\theta_k)}\cdot\left\{\rho_0\left[1-m\left(1-\frac{1}{1+(z(\theta_k)\tau)^c}\right)\right]\right\}\cdot z'(\theta_k)。 \tag{22}$$

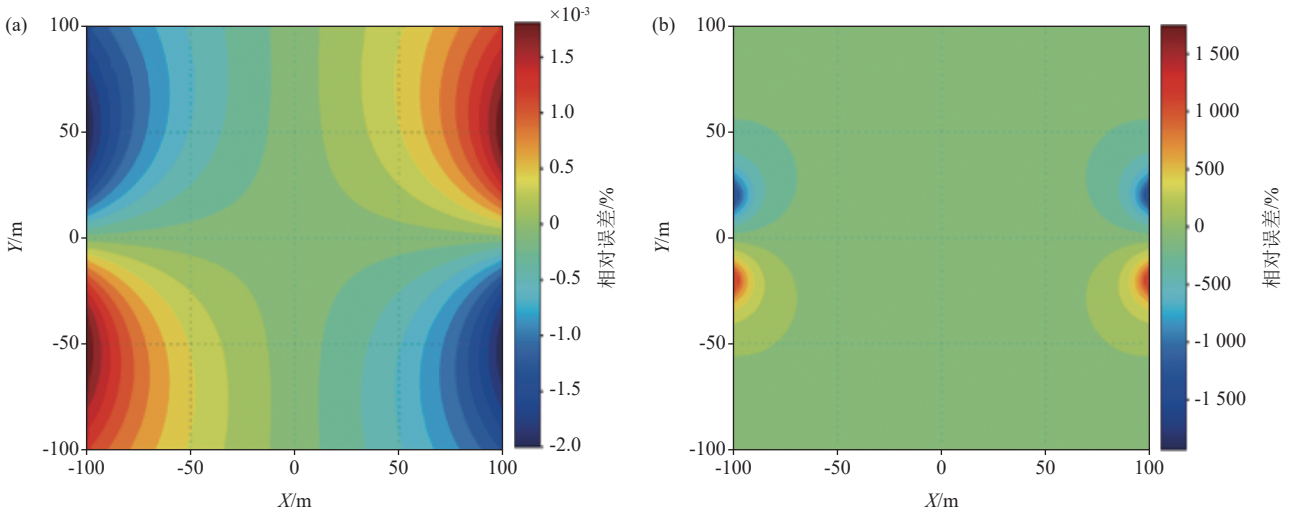
3　理论模型计算和分析

3.1　算法验证

以均匀半空间点电源的解析解电位为基准验证程序。设定供电电流 I=1 A，均匀半空间电阻率为$\rho=100\ \Omega\cdot\mathrm{m}$，两对电偶极源置于 (−200, 20, 0)，(−200,

−20,0), (200, 20, 0), (200, −20, 0) 处。选取地表范围−100~100 m 的电位分布, 分别与基于 Green 函数总电位法和传统总电位法的结构化有限元结果进行对比。

观察图 3 可以发现, 相较于传统总电位法, 基于 Green 函数总电位法的组合源三维有限元正演与解析解更加吻合, 误差更小。



a—Green 函数总电位法相对误差; b—传统总电位法相对误差

a—relative error of Green's function total potential method; b—relative error of traditional total potential method

图 3　观测区域电位等值线相对误差对比

Fig. 3　Comparison of relative error maps of potential contours

3.2　不同装置抗电磁耦合干扰分析

设计 4 种不同的组合源装置模型(图 4), 计算不同装置与不同工况纯电磁耦合干扰所引起的电位差[27], 并与传统中间梯度装置进行对比, 分析不同组合源装置在压制电磁耦合干扰的优势。图 4 中灰色散点代表测点阵列, 间距为 20 m, 覆盖范围−400~400 m。*A* 代表正极, *B* 代表负极。

图 5 中供电电流为 50 A,选取 *t*=0.001 s 时电位差绘制, 其他参数见装置示意图。由图 5 可以发现, 传统中梯装置在观测区内电磁耦合干扰电位差很高, 设计的 4 种装置在观测区范围内电磁耦合干扰电位差均在较低范围, 两者对比电位差不在一个量级中。其中右侧极性反转布局装置由于其几何对称与极性反转的特性, 使得电磁耦合干扰在中心区域实现抵消, 创造出一个极低背景噪声的“观测窗口”。

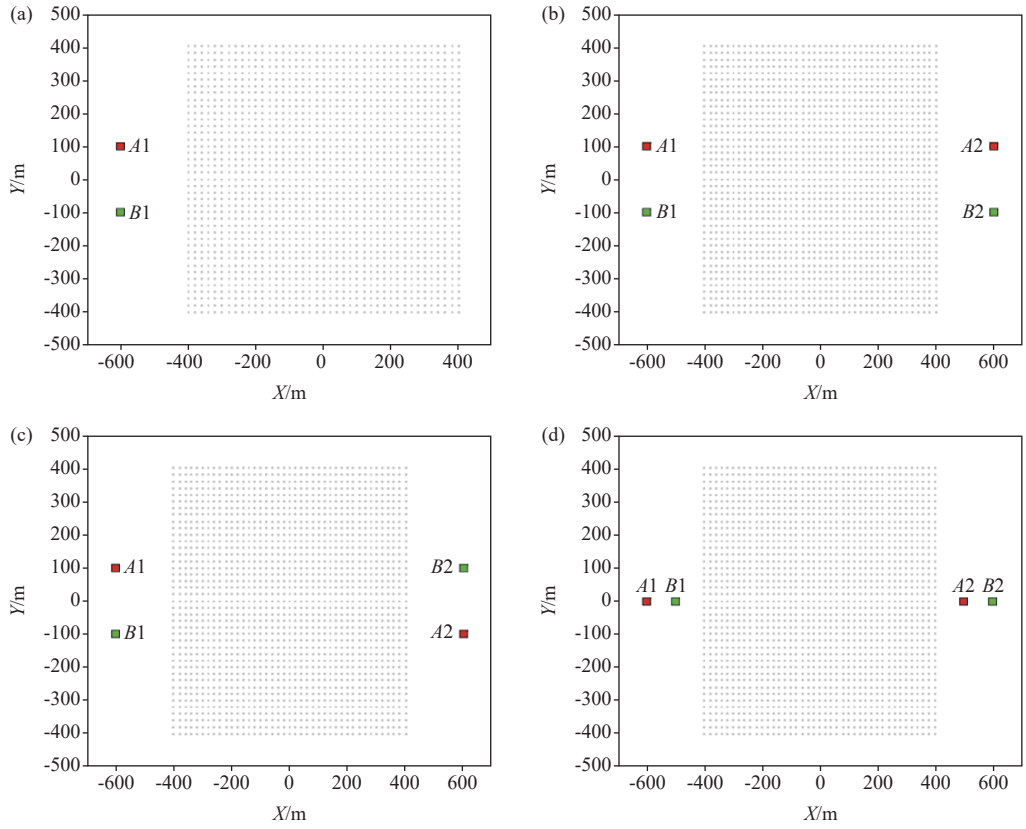
选取测区内电磁耦合干扰电位差平均值, 以中间梯度装置为基准, 探讨不同地质工况、供电参数下各装置电磁耦合干扰抑制倍数。对比结果表明(表 1), 4 种组合源装置均取得良好效果, 在地质条件不利的情况下, 组合源装置的抑制效果得到明显增强, 其中右侧极性反转布局装置效果最为明显。

以往的研究均认为激电效应与电磁效应在总效应中为简单的代数叠加关系[8], 且电磁耦合干扰的时间历程一般不超过 0.01 s。故在 TDIP 中, 通常采用延迟采样时间的方法进行消除电磁耦合干扰, 在不同工况与装置下, 采用多长的延迟时间既能消除电磁耦合干扰又能足够保留激发极化信息尚无定量描述[28], 但利用这些时间特点可以达到区分并克服电磁耦合的目的。以均匀半空间介质为例, 选取观测区内激电平均信号与电磁耦合平均信号比值(信噪比)绘制其随时间变化曲线(图 6), 可以发现: 与传统中梯装置相比, 4 种装置极大提高了在早期时间内有效信号的占比, 右侧极性反转布局效果最为明显, 为扩大 TDIP 时间观测范围提供理论依据, 可以获得更多有效信息。

3.3　多极化体模型分析

为验证双方向供电对分辨率的提升, 设计双异常体模型如图 7 所示。围岩为非极化体, 两异常体长宽高相同, 分别为 50、200、300 m, 异常体中心坐标分别为 [0,−150,−200], [0,150,−200], 两个异常体沿 *X* 轴测线平行放置。异常体参数如表 2 所示。以图 4 所示组合源装置示意, 充电时间为 4 s, 放电时间为 0.001 s, 选取不同方向观测对, 绘制视极化率平面等值线图(图 8)。

观察图 8 可以发现, 观测效果与观测对方向、供电方向均有关系。相较于单侧供电布局, 双方向供电有效提升了勘探效果的分辨率, 更清晰地描绘出异常体位置。其中, 左右对称供电布局的观测效果

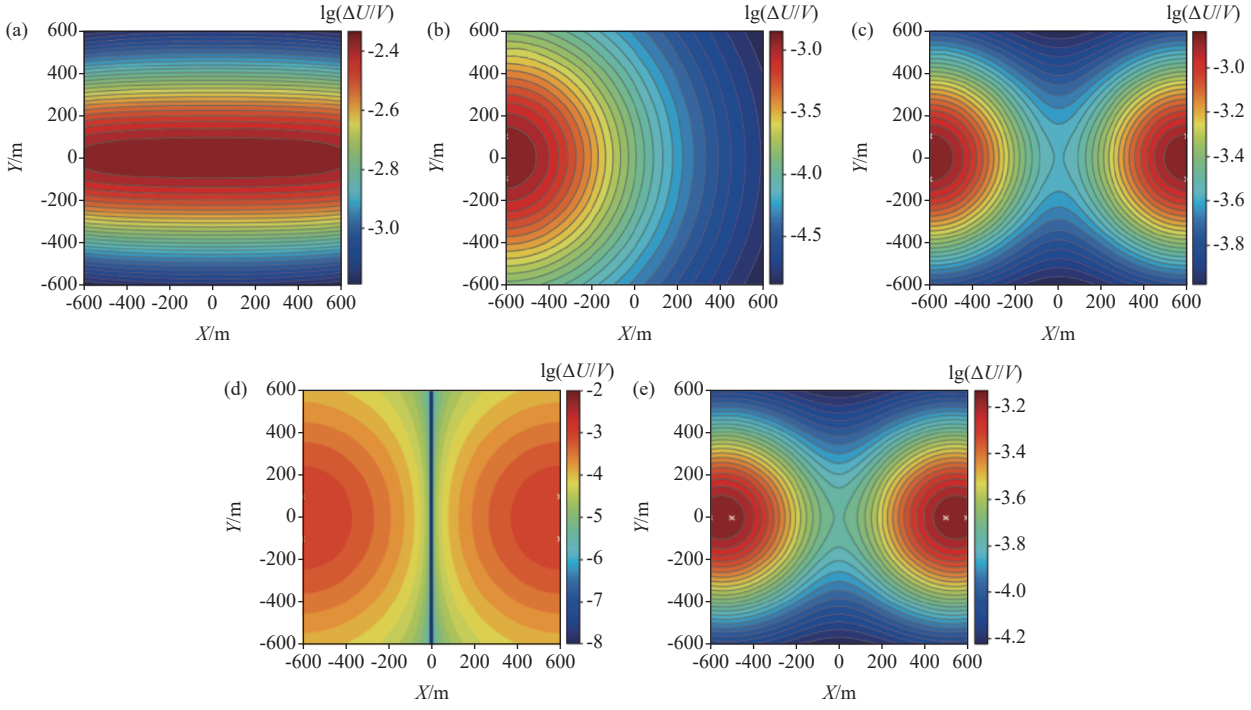


a—单侧供电布局; b—左右对称供电布局; c—右侧极性反转布局; d—纵向轴线分布布局

a—single-side layout; b—symmetric layout; c—polarity-reversed layout; d—vertical axis layout

图 4　组合源装置电源与测点布置

Fig. 4　Layout of power supplies and measurement points for the combined source device



a—传统中梯装置; b—单侧供电布局; c—左右对称供电布局; d—右侧极性反转布局; e—纵向轴线分布布局

a—traditional gradient; b—single-side layout; c—symmetric layout; d—polarity-reversed layout; e—vertical axis layout

图 5　*I*=50 A,*t*=0.001 s 时不同供电装置下的电磁耦合干扰电位差等值线

Fig. 5　Contour map of electromagnetic coupling interference potential difference under different power supply devices at *I* = 50 A and *t* = 0.001 s

表 1　不同地质工况与供电参数下各装置电磁耦合干扰抑制倍数对比

Table 1　Quantitative comparison of EM coupling suppression ratios for various layouts under different geological and current parameters

工况序号	供电电流 I/A	电导率 σ/(S·m^{-1})	传统中梯装置测区平均电磁耦合ΔU/V	单侧供电	左右对称	右侧极性反转	纵向轴线
1	10	0.01	3.67×10^{-3}	11.2	5.51	15.68	10.17
2	10	0.1	2.71×10^{-3}	20.74	10.37	13.50	15.38
3	50	0.01	1.84×10^{-2}	11.02	5.51	15.68	10.17
4	50	0.1	1.36×10^{-2}	20.74	10.37	13.50	15.38

最为良好, 且能更好地分辨出不同极化体异常, 刻画边界清晰; 另两种双方向供电装置, 虽可大致判断异常体位置, 但均存在边界刻画不明显的缺点。在实际勘探中, 可将后 3 种装置结果结合观察, 以获得更

表 2　介质 Cole-Cole 模型参数

Table 2　Cole-Cole model parameters of the medium

模型参数	ρ/(Ω·m)	m/%	τ/s	c/无量纲
围岩	100	0	0.001	0.25
异常体1	10	40	0.1	0.25
异常体2	50	80	0.1	0.45

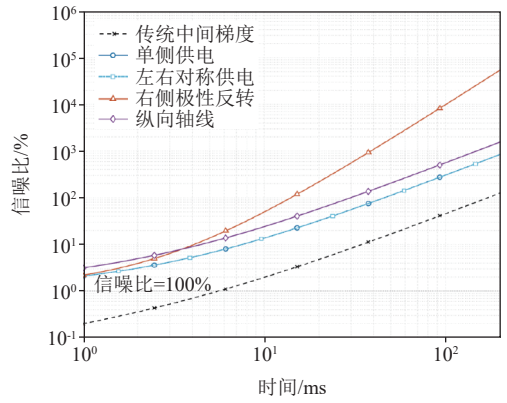


图 6　I=50 A, ρ=20 Ω·m 时不同供电装置下信噪比随时间变化曲线

Fig. 6　Curves of signal-to-noise ratio versus time under different power supply devices at I=50 A and ρ=20 Ω·m

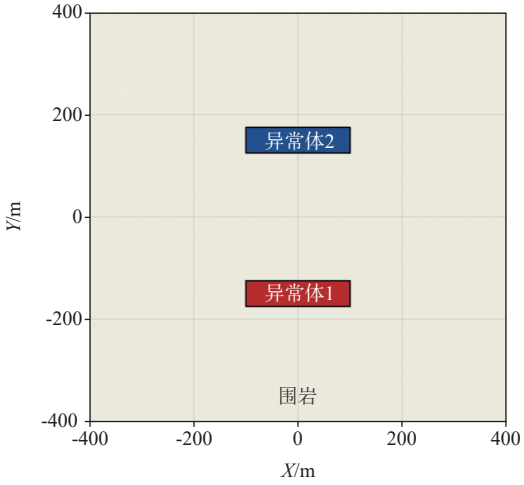
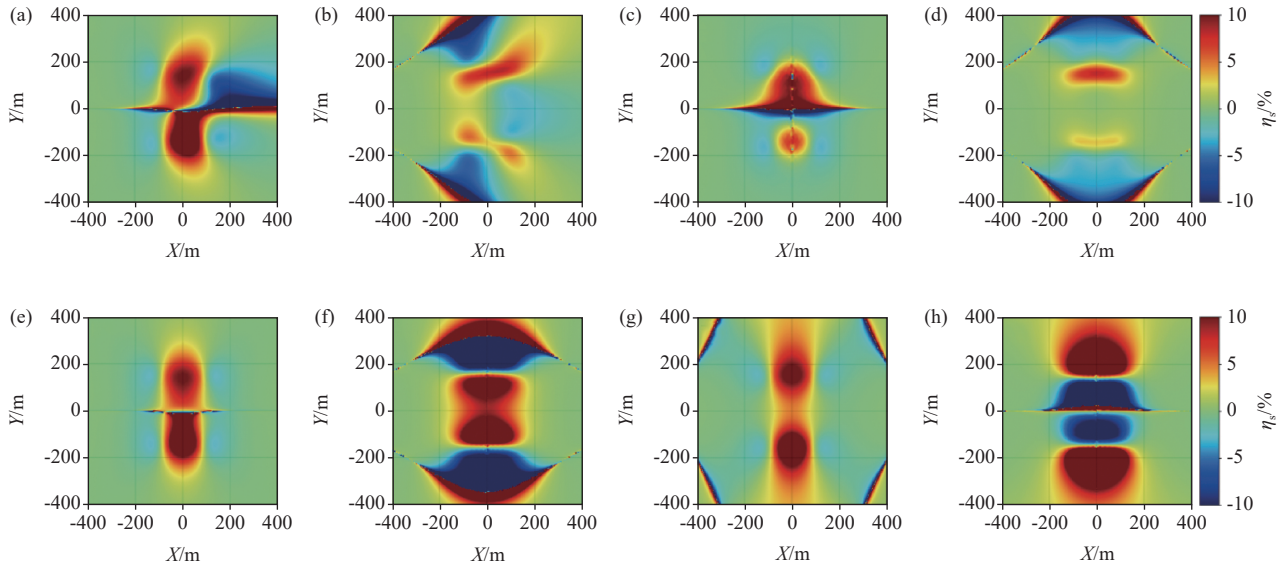


图 7　三维双长方体异常体正演模型平面

Fig. 7　Plan view of the 3D double-cuboid anomaly model



a—单侧供电布局(X方向); b—单侧供电布局(Y方向); c—左右对称供电布局(X方向); d—左右对称供电布局(Y方向); e—右侧极性反转布局(X方向); f—右侧极性反转布局(Y方向); g—纵向轴线分布布局(X方向); h—纵向轴线分布布局(Y方向)

a—single-sided power supply layout(X-direction); b—single-sided power supply layout(Y-direction); c—left-right symmetric power supply layout(X-direction); d—left-right symmetric power supply layout(Y-direction); e—right-side polarity reversal layout(X-direction); f—right-side polarity reversal layout(Y-direction); g—longitudinal axis distribution layout(X-direction); h—longitudinal axis distribution layout(Y-direction)

图 8　不同供电布局下的视极化率η_s平面等值线

Fig. 8　Planar contour maps of apparent chargeability$\eta_s$under different power supply layouts

多的异常体信息。

4 结论

通过对不同组合源装置进行电磁耦合干扰压制分析与对不同观测方向的多异常极化体视极化率观测,可以得出结论:互补型电偶极源阵列激发与电偶极接收的观测系统是有效的,其中采用左右对称供电布局激发并配合纵向观测对的配置可获得最佳效果。与传统中梯 TDIP 观测装置相比,本系统将长接地导线源替换为短接地电偶极源,有效抑制了时间域探测中的电磁耦合干扰;借助互补型电偶极源的设计,显著增强了有效观测信号的观测范围与强度。更重要的是,该系统能够实现多激励源和多极化模态的灵活探测,允许从不同角度和方位采集信噪比更高、信息更丰富的地下目标体极化数据。此装置在验证频率域内压制电磁耦合干扰的效果后,同样可以应用其中。应用在野外施工中,可极大简化电极布设与移动的流程,相较于传统的中间梯度装置,其作业效率和便利性均得到显著提升。

研究中发现,图像中存在沿特定方向延伸的狭窄高值视极化率条带,这是由于两对点电源在观测区域中间产生了数值相同、方向相反的电场,导致信号相互抵消所致。该现象既影响观测也导致组合源装置对深部信息不敏感,因此,提高组合源装置在观测区内的电流密度和加大对深部信息的探测强度,是下一步的研究方向。

参考文献(References):

[1] Hu D M, Tezkan B, Niu H H, et al. 3D time-domain induced polarization modelling considering anisotropy and topography[J]. Journal of Applied Geophysics, 2023, 208: 104871.

[2] 尹敏, 陈辉, 郑燕青. 分布式三维电法在激发极化法中的应用 [J]. 工程地球物理学报, 2016, 13(3): 289−293.
Yin M, Chen H, Zheng Y Q. The applications of distributed 3D Electrical in induced polarization method[J]. Chinese Journal of Engineering Geophysics, 2016, 13(3): 289−293.

[3] 顾观文, 王顺吉, 武晔, 等. 类中梯装置的大功率三维激电法在甘肃花牛山金矿勘查中的应用 [J]. 地质与勘探, 2023, 59(4): 872−882.
Gu G W, Wang S J, Wu Y, et al. Application of the similar central gradient array high-power 3D induced polarization method in the Huaniushan gold exploration of Gansu Province[J]. Geology and Exploration, 2023, 59(4): 872−882.

[4] 李小强, 刘海飞, 李望明, 等. 大极距多通道扩频激电法在矿产勘查中的应用研究 [J]. 矿产勘查, 2024, 15(9): 1624−1633.
Li X Q, Liu H F, Li W M, et al. Research on the application of multi-channel spread-spectrum IP method in mineral exploration[J]. Mineral Exploration, 2024, 15(9): 1624−1633.

[5] 王珺璐, 陈辉, 罗先中, 等. 大功率—超大功率电(磁)探测技术进展与展望 [J]. 物探与化探, 2025, 49(4): 755−767.
Wang J L, Chen H, Luo X Z, et al. High-power-ultrahigh-power electromagnetic exploration technology: Progress and outlook[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2025, 49(4): 755−767.

[6] 白宜诚, 左恒, 罗维斌. 双频激电在普查找矿工作中应注意的几个技术问题 [J]. 矿产与地质, 2003, 17(S1): 451−454.
Bai Y C, Zuo H, Luo W B. Several technique problems in dual-frequency ip method used in reconnaissance survey[J]. Mineral Resources and Geology, 2003, 17(S1): 451−454.

[7] 曹金华, 李桐林, 刘永亮, 等. 激电和电磁效应对三维复电阻率正演结果的影响研究 [J]. 地球物理学进展, 2017, 32(2): 579−583.
Cao J H, Li T L, Liu Y L, et al. Study on the influence of IP and EM effects of 3D resistivity modeling results[J]. Progress in Geophysics, 2017, 32(2): 579−583.

[8] 冀振兴, 秦浩杰, 陈儒军, 等. 大深度激电法中电磁耦合效应分析与去除方法 [J]. 物探与化探, 2025, 49(6): 1393−1401.
Ji Z X, Qin H J, Chen R J, et al. Analysis and removal of electromagnetic coupling effects in the large-depth induced polarization method[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2025, 49(6): 1393−1401.

[9] 李忠平, 郝风云, 吴鸿飞, 等. 时间域激电测深不同装置数据去耦分析 [J]. 物探与化探, 2022, 46(3): 722−728.
Li Z P, Hao F Y, Wu H F, et al. A data decoupling analysis of different devices in time-domain IP sounding[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2022, 46(3): 722−728.

[10] 胡英才, 王瑞廷, 李貅. 激电效应对 AMT 正演的影响及其在砂岩型铀矿中的数值模拟 [J]. 物探与化探, 2024, 48(4): 1006−1017.
Hu Y C, Wang R T, Li X. Influence of induced polarization effects on AMT forward modeling and its numerical simulations for sandstone uranium deposits[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2024, 48(4): 1006−1017.

[11] Dey A, Morrison H F. Electromagnetic coupling in frequency and time-domain induced-polarization surveys over a multilayered earth[J]. Geophysics, 1973, 38(2): 380−405.

[12] 何继善, 熊彬, 鲍力知, 等. 直接消除电磁耦合的斩波去耦方法 [J]. 地球物理学报, 2006, 49(6): 1843−1850.
He J S, Xiong B, Bao L Z, et al. A direct induced-polarization decoupling scheme by chop-wave[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2006, 49(6): 1843−1850.

[13] Fullagar P K, Zhou B Z, Bourne B. EM-coupling removal from time-domain IP data[J]. Exploration Geophysics, 2000, 31(1/2): 134−139.

[14] 向毕文, 陈儒军, 淳少恒, 等. 利用指数函数拟合去除扩频激电信号中的电磁耦合感应 [J]. 物探与化探, 2015, 39(5): 1053−1058.
Xiang B W, Chen R J, Chun S H, et al. A new method for removing EM-coupling in spread spectrum induced polarization based on exponential function fitting[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2015, 39(5): 1053−1058.

[15] 李建华, 林品荣, 何畏, 等. 基于全波形采样的激电多信息提取方法研究与应用 [J]. 地球物理学进展, 2020, 35(1): 132−138.
Li J H, Lin P R, He W, et al. Study and application on induced polarization multi-parameter information extraction method based on the full waveform sampling technology[J]. Progress in Geophysics, 2020, 35(1): 132−138.

[16] 钟湘琴, 付国红, 程辉, 等. 直接消除电磁耦合的发送端去耦方法 [J]. 地球物理学进展, 2021, 36(2): 848−854.
Zhong X Q, Fu G H, Cheng H, et al. Transmitter decoupling method for directly eliminating electromagnetic coupling[J]. Progress in Geophysics, 2021, 36(2): 848−854.

[17] Lévy L, Che H, Weller A. Using the stretched exponential function for automatic processing of time-domain induced polarization data and further interpretation[J]. Geophysical Journal International, 2026, 245: ggag010.

[18] 张巍, 柳建新, 刘海飞. 中梯装置供电电极位置对激电法观测结果影响的实验研究 [J]. 物探化探计算技术, 2011, 33(3): 309−313, 228−229.
Zhang W, Liu J X, Liu H F. Experimental study on the impacts of electrode position on anomaly curves for central gradient array of ip method[J]. Computing Techniques for Geophysical and Geochemical Exploration, 2011, 33(3): 309−313, 228−229.

[19] 顾观文, 王顺吉, 李桐林, 等. 不同供电方向激励对多极距组合中梯装置三维激电探测效果的影响 [J]. 吉林大学学报: 地球科学版, 2024, 54(1): 292−309.
Gu G W, Wang S J, Li T L, et al. Influence of different power supply direction excitation on ThreeDimensional induced polarization exploration effect with central gradient array of multi-group power supply pole distance combination[J]. Journal of Jilin University: Earth Science Edition, 2024, 54(1): 292−309.

[20] 徐世浙. 地球物理中的有限单元法 [M]. 北京: 科学出版社, 1994: 308.
Xu S Z. FEM in geophysics[M]. Beijing : Science Press, 1994: 308.

[21] 熊彬, 熊心如, 徐志锋, 等. 引入 Green 函数实现电阻率法总电位高精度三维正演 [J]. 地球物理学报, 2025, 68(7): 2786−2791.
Xiong B, Xiong X R, Xu Z F, et al. Three-dimension resistivity forward for total potential based on Green function[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2025, 68(7): 2786−2791.

[22] 傅良魁. 应用地球物理教程——电法 放射性 地热 [M]. 北京: 地质出版社, 1991.
Fu L K. Application of geophysical tutorial: Electrical, Radioactive, Geothermal [M]. Beijing: Geological Publishing House, 1991.

[23] 熊彬. 电法勘查教程 [M]. 北京: 地质出版社, 2023.
Xiong B. Course of electrical prospecting[M]. Beijing: Geological Publishing House, 2023.

[24] Dingfelder B, Weideman J A C. An improved Talbot method for numerical Laplace transform inversion[J]. Numerical Algorithms, 2015, 68(1): 167−183.

[25] Kamran, Asif M, Shah K, et al. Numerical solution of Bagley-Torvik equation including Atangana-Baleanu derivative arising in fluid mechanics[J]. Results in Physics, 2023, 49: 106468.

[26] Soininen H, Pelton W H. Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP,discussion and reply[J]. Geophysics, 1984, 49(9): 1556−1558.

[27] 何继善. 双频激电法 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2006.
He J S. Dual-frequency induced polarization method[M]. Beijing: Higher Education Press, 2006.

[28] 何继善, 熊彬, 鲍力知, 等. 激发极化观测中电磁耦合的时间特性 [J]. 地球物理学报, 2008, 51(3): 886−893.
He J S, Xiong B, Bao L Z, et al. Time characteristics of EM coupling in induced polarization[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2008, 51(3): 886−893.

Three-dimensional forward modeling of the anti-electromagnetic coupling performance of a combined source array in the time-domain induced polarization method

LI Wu-Ri-Lu-Ge [1], XIONG Bin [1, 2], LU Yu-Guo [3], XU Zhi-Feng [1]

(1. *College of Earth Sciences*, *Guilin University of Technology*, *Guilin* 541006, *China*; 2. *Anhui Provincial Key Laboratory of Electrical Prospecting*, *Hefei* 230031, *China*; 3. *Xining Natural Resources Comprehensive Survey Center*, *China Geological Survey*, *Xining* 810021, *China*)

Abstract: This study aims to overcome the severe electromagnetic coupling interference in high-power exploration conducted using the time-domain induced polarization (TDIP) method. Specifically, using a three-dimensional finite element method based on Green's function, the forward modeling of direct current resistivity was performed. In combination with an improved Talbot's inverse Laplace transform, the time-varying resistivity of the Cole-Cole model was calculated.Accordingly, a complementary acquisition geometry with a combined source array composed of electric dipoles was constructed. Numerical simulation results indicate that compared to a conventional central gradient array, the combined source array enhanced the electromagnetic coupling suppression effect by 10~20 times. Concurrently, a low-noise observation window was formed at the center of the polarity-reversal layout, significantly increasing the effective signal time range. Notably, the bilateral power supply configuration demonstrated a high resolution for anomalies in typical theoretical models. This study can provide theoretical support for the efficient exploration using the TDIP method under complex geological conditions.

Key words: time-domain induced polarization(TDIP) method; three-dimensional forward modeling; combined source array; electromagnetic coupling; apparent chargeability

（本文编辑: 叶佩）