

水平地形三维地质体激发极化异常的计算

徐世浙

刘云峰

朱永盛

(山东海洋学院)

(中国科技大学)

(山东海洋学院)



物探与化探

目前只有少数几种规则形状的地质体,可通过解拉普拉斯方程,先求得激发极化问题的全空间解,然后再用简单的加倍法近似地将全空间解用于半空间情况。积分法也只是在简单条件下可用的粗略近似计算方法^[1]。上述这些方法都无法计算半空间问题及物体形状和地质条件复杂情况下的激发极化异常。国外有人用有限差分法和有限元法来进行计算^[2,3],但前者不适用于边界复杂的地质体,而且精度不高。后者虽在这些方面有所改进,但计算量大,特别对三维地质体实际上很难实现。这两种数值模拟方法都只能计算体极化情况。本文提出一种计算水平地形任意三维地质体激发极化异常的新方法,对体极化和面极化问题都适用,而且还具有占计算机内存少,计算量小,原始数据输入简单,精度高等优点。这些优点在计算其他物探问题时也得到了很好体现。

水平地形三维地质体激发极化的边值问题

水平地面下围岩的电阻率为 ρ_1 ,有电阻率为 ρ_2 的三维地质体嵌在围岩中,在地面 A 点放置电流强度为 I 的点电流源(图1)。用镜象法,以地面为对称面,把地下的介质映射到上半空间,并把电流强度改为 $2I$,根据唯一性定理映射后的全空间电场的地下部分与原来相同。下面分别对面极化和体极化两种情况加以讨论。

1. 面激发极化

如图1所示,用 Ω_1 , Ω_2 分别表示电阻率 ρ_1 的围岩和地下电阻率为 ρ_2 的地质体的区域。 Γ , Γ' 分别表示地下地质体和上半空间的象同围岩之间的介质分界面, u 和 v 分别表示 Ω_1 和 Ω_2 中的位函数,其微分方程为:

$$\nabla^2 u = -2 \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} I \delta(A) \quad \in \Omega_1 \quad (1)$$

$$\nabla^2 v = 0 \quad \in \Omega_2 \quad (2)$$

其中 η_1 是围岩的极化率, $\delta(A)$ 是以 A 点为中心的 δ 函数。以 A 为中心, $r' = \infty$ 为半径,作一球面 Γ_∞ , Γ_∞ 上的电场是点源电场

$$u \Big|_{\Gamma_\infty} = \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} \cdot \frac{I}{2\pi r'};$$

$$-\frac{\partial u}{\partial r'} \Big|_{\Gamma_\infty} = \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} \cdot \frac{I}{2\pi r'^2} \quad (3)$$

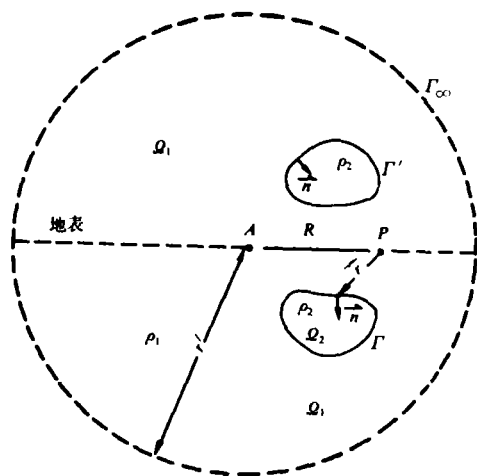


图1 区域与边界

设地质体界面的面极化系数为 λ ，则在分界面 Γ 上的边界条件为^[1]：

$$u - v = -\lambda \frac{\partial u}{\partial n} \quad (4)$$

$$\frac{1 - \eta_1}{\rho_1} \frac{\partial u}{\partial n} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial v}{\partial n} \quad (5)$$

$\vec{n}$ 的方向示如图1，由 Ω_1 指向 Ω_2 。微分方程(1)和(2)，外边界条件(3)及分界面上的边界条件(4)，(5)，构成了面激发极化的边值问题。

2. 体激发极化

在体激发极化情况下，在区域 Ω_1 ， Ω_2 上同样满足的方程(1)，(2)，其外边界条件也与(3)同，在地质体分界面上的边界条件和面极化时不同。设地质体的极化率为 η_2 ，则边界条件是^[1]

$$u|_{\Gamma} = v|_{\Gamma} \quad (6)$$

$$\frac{1 - \eta_1}{\rho_1} \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = \frac{1 - \eta_2}{\rho_2} \frac{\partial v}{\partial n} \Big|_{\Gamma} \quad (7)$$

方程(1)，(2)，外边界条件(3)及分界面条件(6)，(7)，就是体激发极化的边值问题。

积分方程的建立

用格林公式可将上述边值问题转变为积分方程，对于 Ω_1 ，格林公式为

$$\int_{\Omega_1} (u \nabla^2 \varphi - \varphi \nabla^2 u) d\Omega = \oint_{\Gamma_\infty + \Gamma + \Gamma} (u \frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi \frac{\partial u}{\partial n}) d\Gamma \quad (8)$$

我们令 φ 为三维拉普拉斯方程的基本解，则

$$\varphi = \frac{1}{4\pi r} \quad (9)$$

故有

$$\nabla^2 \varphi = -\delta(P) \quad (10)$$

其中 $\delta(P)$ 是以 P 点为中心的 δ 函数， r 是任意点至观察点 P 的距离。把(1)，(9)，(10)代入(8)的左式得

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_1} (u \nabla^2 \varphi - \varphi \nabla^2 u) d\Omega &= - \int_{\Omega_1} u \delta(P) d\Omega + \int_{\Omega_1} \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} \cdot \frac{I}{2\pi r} \delta(A) d\Omega \\ &= -u(P) + \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} \cdot \frac{I}{2\pi R} \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $u(P)$ 是 P 点的电位， R 是 P 点至 A 点的距离，考虑到 Γ_∞ 上有 $r \rightarrow r'$ 所以积分

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma_\infty} (u \frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi \frac{\partial u}{\partial n}) d\Gamma &= \int_{\Gamma_\infty} (u \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \varphi \frac{\partial u}{\partial r'}) d\Gamma \\ &= \frac{I}{2\pi \cdot 4\pi} \cdot \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} \int_{\Gamma_\infty} (\frac{-1}{r'^2} + \frac{1}{rr'^2}) d\Gamma = 0 \end{aligned}$$

$$\text{又 } \frac{\partial \varphi}{\partial n} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial n} = -\frac{1}{4\pi r^2} \cos(\vec{r}, \vec{n})$$

当 P 点位于地面时，考虑到对称性，则有 $\oint_{\Gamma} = \oint_{\Gamma'}$ ，这样把上面的诸结果代入(8)得

$$u(P) = \frac{\rho_1}{1 - \eta_1} \cdot \frac{I}{2\pi R} + 2 \oint_{\Gamma} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + 2 \oint_{\Gamma} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \quad (12)$$

从 (12) 式可知, 只要知道界面 Γ 上的 u 和 $\frac{\partial u}{\partial n}$ 值便可以求得地面任意点的电位 u 。下面分别就面极化和体极化两种情况, 来讨论关于求解分界面上的 u 和 $\frac{\partial u}{\partial n}$ 的积分方程。

1. 面激发极化

当 P 点位于界面 Γ 上, 根据 δ 函数的性质有

$$\int_{\Omega_1} u \delta(P) d\Omega = \frac{\omega_P}{4\pi} u(P)$$

ω_P 是 P 点对区域 Ω_1 所张的立体角。所以由 (8), 边界 Γ 上的电位 $u(P)$ 是

$$\begin{aligned} \frac{\omega_P}{4\pi} u(P) = & \frac{\rho_1}{1-\eta_1} \frac{I}{2\pi R} + \oint_{\Gamma} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + \oint_{\Gamma} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \\ & + \oint_{\Gamma'} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + \oint_{\Gamma'} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \end{aligned} \quad (13)$$

对于区域 Ω_2 , 格林公式为

$$\int_{\Omega_2} (v \nabla^2 \varphi - \varphi \nabla^2 v) d\Omega = - \oint_{\Gamma} (v \frac{\partial \varphi}{\partial n} - \varphi \frac{\partial v}{\partial n}) d\Gamma \quad (14)$$

因为 Γ 上定义法向 $\vec{n}$ 朝里, 所以上式右侧积分号前有一负号, 将 (2), (9), (10) 代入 (14), 用同样方法可以得出 Γ 上的点 P 的电位 $v(P)$

$$(\frac{4\pi - \omega_P}{4\pi}) v(P) = - \oint_{\Gamma} v \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma - \oint_{\Gamma} \frac{\partial v}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \quad (15)$$

其中 $4\pi - \omega_P$ 是 P 点对区域 Ω_2 张的立体角, 把边界条件 (4), (5) 代入 (15) 得

$$\begin{aligned} (1 - \frac{\omega_P}{4\pi}) (u(P) + \lambda \frac{\partial u(P)}{\partial n}) = & - \oint_{\Gamma} (u + \lambda \frac{\partial u}{\partial n}) \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma \\ & - \oint_{\Gamma} \frac{\rho_2}{\rho_1} (1 - \eta_1) \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \end{aligned} \quad (16)$$

(13), (16) 是面激发极化问题的两个积分方程, 解这两个方程便可以求得边界上的 u 和 $\frac{\partial u}{\partial n}$, 进而可以求得地面上的电位值。

2. 体激发极化

和面极化情况完全相同, 在区域 Ω_1 和 Ω_2 可以分别获得这样两个积分方程。

$$\begin{aligned} \frac{\omega_P}{4\pi} u(P) = & \frac{\rho_1}{1-\eta_1} \frac{I}{2\pi R} + \oint_{\Gamma} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + \oint_{\Gamma} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \\ & + \oint_{\Gamma'} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + \oint_{\Gamma'} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \end{aligned} \quad (17)$$

$$(1 - \frac{\omega_P}{4\pi}) v(P) = - \oint_{\Gamma} v \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma - \oint_{\Gamma} \frac{\partial v}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \quad (18)$$

式中各量的意义同 (13), (15), 把体极化情况下的边界条件 (6), (7) 代入 (18) 得

$$(1 - \frac{\omega_P}{4\pi}) u(P) = - \oint_{\Gamma} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma - \oint_{\Gamma} \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{(1 - \eta_1)}{(1 - \eta_2)} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \quad (19)$$

(17), (19) 是体极化情况下的两个积分方程, 下面用边界单元法来解积分方程 (13), (16) 及 (17), (19)。

边界单元解法

1. 面极化情况

先把积分方程中面积分分解成一系列小单元上的积分之和, 即把边界 Γ 剖分成一系列三角形单元。每一三角形单元近似为平面, 其顶点为节点, 总节点数为 n 。 Γ' 上的剖分与 Γ 完全对称, 将边界积分 (15) 表示为诸单元 Γ_e 积分之和, 对于节点 i , 有

$$\begin{aligned} \frac{\omega_i}{4\pi} u_i = u_{oi} + \sum_{\Gamma} \int_{\Gamma_e} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + \sum_{\Gamma} \int_{\Gamma_e} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \\ + \sum_{\Gamma'} \int_{\Gamma_e} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma + \sum_{\Gamma'} \int_{\Gamma_e} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \end{aligned} \quad (20)$$

$$\text{其中 } u_{oi} = \frac{\rho_i}{1-\eta_i} \frac{I}{2\pi R}$$

三角形单元三个顶点的编号为 j, k, m , 我们引进形函数 ξ_j, ξ_k, ξ_m 表示三角形单元中点的坐标 x, y, z [4]。

$$\left. \begin{aligned} x &= \sum x_l \xi_l \\ y &= \sum y_l \xi_l \\ z &= \sum z_l \xi_l \end{aligned} \right\} \quad (l = j, k, m)$$

其中 (x_l, y_l, z_l) ($l = j, k, m$) 分别是顶点 j, k, m 的坐标。我们把单元中的 $u, \frac{\partial u}{\partial n}$ 也用形函数表出:

$$\left. \begin{aligned} u &= \sum \xi_l u_l \\ \frac{\partial u}{\partial n} &= \sum \xi_l \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_l \end{aligned} \right\} \quad (l = j, k, m)$$

$u_l, \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_l$ ($l = j, k, m$) 分别是顶点 j, k, m 上的值, 单元积分

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma_e} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma &= \sum \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma \cdot u_l = \sum f_{il} u_l \\ \int_{\Gamma_e} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma &= \sum \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_l = \sum d_{il} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_l \end{aligned}$$

$$\text{其中 } \left. \begin{aligned} f_{il} &= \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma \\ d_{il} &= \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \end{aligned} \right\} \quad (l = j, k, m) \quad (21)$$

$$d_{il} = \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{1}{4\pi r} d\Gamma \quad (22)$$

单元积分 (21), (22) 可以用高斯求积公式计算, 本文采用三角形区域的 4 点高斯求积公式 [4]。

$$\begin{aligned} f_{il} &= \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma = \sum_{q=1}^4 \xi_l^{(q)} \frac{\cos(\vec{r}_q, \vec{n})}{4\pi r_q^2} W_q \Delta \\ d_{il} &= \int_{\Gamma_e} \xi_l \frac{1}{4\pi r} d\Gamma = \sum_{q=1}^4 \xi_l^{(q)} \frac{1}{4\pi r_q} W_q \Delta \end{aligned}$$

Δ 是三角形单元的面积, $\xi_l^{(q)}$ 是形函数 ξ_l 在 q 点的值, W_q 为加权因子, 其值如下表; $\vec{r}_q$ 是 i 点指向 q 点的矢径。

q	$\xi_j^{(q)}$	$\xi_k^{(q)}$	$\xi_m^{(q)}$	w_q
1	1 / 3	1 / 3	1 / 3	- 0.562500
2	3 / 5	1 / 5	1 / 5	0.520833
3	1 / 5	3 / 5	1 / 5	0.520833
4	1 / 5	1 / 5	3 / 5	0.520833

引自 [4]。

各单元的积分之和为

$$\sum \int_{\Gamma} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma = \sum_{j=1}^n F_{ij} u_j \quad (23)$$

$$\sum \int_{\Gamma} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma = \sum_{j=1}^n D_{ij} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_j \quad (24)$$

$$\sum \int_{\Gamma'} u \frac{\cos(\vec{r}, \vec{n})}{4\pi r^2} d\Gamma = \sum_{j=1}^n F'_{ij} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_j \quad (25)$$

$$\sum \int_{\Gamma'} \frac{\partial u}{\partial n} \frac{1}{4\pi r} d\Gamma = \sum_{j=1}^n D'_{ij} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_j \quad (26)$$

其中 u_j , $\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_j$ ($j = 1, \dots, n$) 分别是各节点上的 u 和 $\frac{\partial u}{\partial n}$ 值; F_{ij} , D_{ij} , F'_{ij} , D'_{ij} 分别是 j 节点周围诸单元的 f_{ij} , d_{ij} , f'_{ij} , d'_{ij} 之和。将 (23)~(26) 代入 (20) 得

$$\frac{\omega_i}{4\pi} u_i = u_{oi} + \sum_{j=1}^n (F_{ij} + F'_{ij}) u_j + \sum_{j=1}^n (D_{ij} + D'_{ij}) \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_j \quad (27)$$

对每一节点可得如 (27) 的一个方程, 对于所有 n 个节点, 可得 n 个方程的方程组, 写成矩阵形式

$$\frac{\omega}{4\pi} \mathbf{u} = \mathbf{u}_o + (\mathbf{F} + \mathbf{F}') \mathbf{u} + (\mathbf{D} + \mathbf{D}') \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \quad (28)$$

其中 $\omega = (\omega_{ij})_{n \times n}$, $\omega_{ij} = \omega_i$, 其余为 0

$$\mathbf{u} = (u_i)_{n \times 1}; \quad \mathbf{u}_o = (u_{oi})_{n \times 1}; \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = \left(\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_i \right)_{n \times 1}$$

$$\mathbf{F} = (F_{ij})_{n \times n}; \quad \mathbf{F}' = (F'_{ij})_{n \times n}$$

$$\mathbf{D} = (D_{ij})_{n \times n}; \quad \mathbf{D}' = (D'_{ij})_{n \times n}$$

同法从积分方程 (16) 得另一方程组:

$$\left(I - \frac{\omega}{4\pi} \right) \left(\mathbf{u} + \lambda \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \right) = -\mathbf{F} \mathbf{u} - (1 - \eta_1) \frac{\rho_2}{\rho_1} \mathbf{D} + \lambda \mathbf{F} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \quad (29)$$

其中 I 是单位矩阵。把 (26), (27) 联合成 $2n$ 个方程的方程组

$$\begin{bmatrix} -\frac{\omega}{4\pi} + \mathbf{F} + \mathbf{F}' & \mathbf{D} + \mathbf{D}' \\ \left(I - \frac{\omega}{4\pi} \right) + \mathbf{F} & \lambda \left(I - \frac{\omega}{4\pi} \right) + (1 - \eta_1) \frac{\rho_2}{\rho_1} \mathbf{D} + \lambda \mathbf{F} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{u} \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -\mathbf{u}_o \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (30)$$

2. 体极化情况

对于体极化问题用类似上面的方法, 可得到 $2n$ 个方程, $2n$ 个未知数的方程组, 写成

$$\begin{bmatrix} -\frac{\omega}{4\pi} + F + F' & D + D' \\ (I - \frac{\omega}{4\pi}) + F & \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{(1-\eta_1)}{(1-\eta_2)} D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ \frac{\partial u}{\partial n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -u_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (31)$$

式中各量完全同 (30)。

用高斯消去法解方程组 (30), (31), 可以分别得到面极化, 体极化两种情况下的边界 Γ 上的 u 和 $\frac{\partial u}{\partial n}$ 值。把 u , $\frac{\partial u}{\partial n}$ 代入 (12) 可以算出地面各点的 u , 数值计算公式为

$$u_i = \frac{\rho_1}{1-\eta_1} \frac{I}{2\pi R} + 2 \sum_{j=1}^n F_{ij} u_j + 2 \sum_{j=1}^n D_{ij} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_j, \quad (32)$$

其中 F_{ij} , D_{ij} 的意义和前面出现的相同, 但数值是不同的。

视极化率的计算

根据前面的讨论, 我们可以求得对任意供电源 A , 有激发极化效应时地面各点的电位, 我们称之为总场电位, 用 u 表示, 在前面的计算过程中令极化率 $\eta_1 = \eta_2 = 0$, 及 $\lambda = 0$, 可以获得无极化作用时的电位, 称之为一次电位, 用 u_1 表示, 那么激发极化的二次场电位 u_2 为

$$u_2 = u - u_1$$

根据视极化率的定义 [1]

$$\eta_s = \frac{\Delta u_2}{\Delta u} \quad (33)$$

用各种供电和测量系统可获得中梯、联剖等所有地面装置的地表电位, 然后利用 (33) 求得视极化率。

算 例

为了验证本方法, 我们在 MV/6000 机上计算了几种模型。

1. 球体模型

我们计算了球体模型, 并同用简单加倍法得到的近似理论公式 [5] 进行对比。对于中梯装置分别

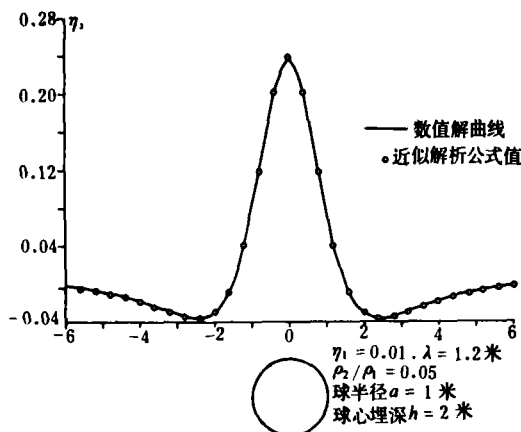


图2 面极化球体主剖面中梯 η_s 曲线

计算了面极化和体极化两种情况, 在体极化时我们计算了三种不同埋深的情况, 来讨论由于地面对地质体的影响, 而引起的简单加倍法的误差。图2是面极化中梯装置中心剖面的 η_s 曲线。实线为本方法计算结果, 点号为用近似理论公式求得值, 两者吻合得相当好。

图3为体极化中梯装置中心剖面的 η_s 曲线。可看出用本方法计算的结果和近似理论公式计算的值吻合得很好。我们还计算了球中心深为3米的情况, 结果吻合得也相当好。而当其他参数不变, 球中心深为1.5米时(图4), 在球体上面出现较大偏差, 中心点达14%多。可以认为误差主要由简单加倍法的近似所致。

另外还计算了联剖装置的面极化和体极化的 η_s 曲线并和近似解析公式求得值进行了对比。图5为面极化

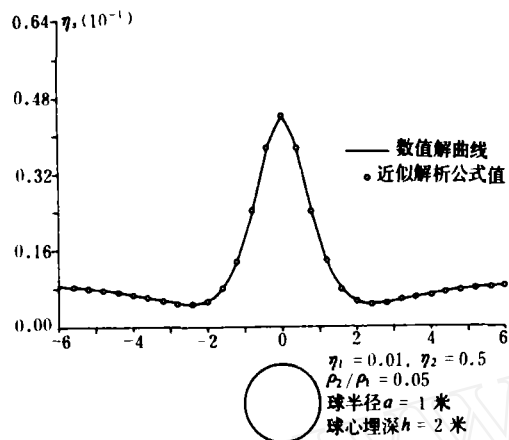


图3 球心深为2米时体极化球体主剖面中梯 η_1 曲线

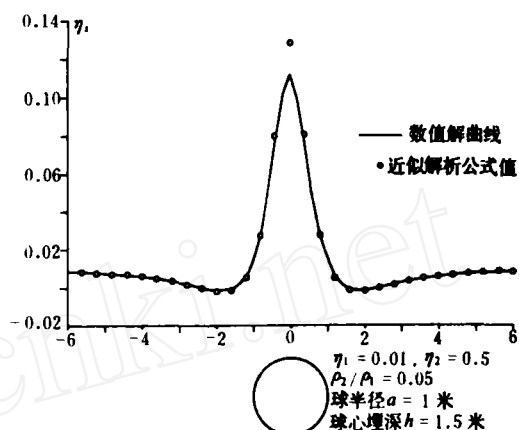


图4 球心深为1.5米时体极化球体主剖面中梯 η_1 曲线

情况(参数同图2)。分别计算了 AO 等于1.5、3.0、4.5米三种电极距的情况。图6为体极化情况(参数同图3)。可以看到数值计算结果和近似解析公式的值基本吻合。以上讨论表明,本文所提出的计算激发极化异常的方法是有效的。

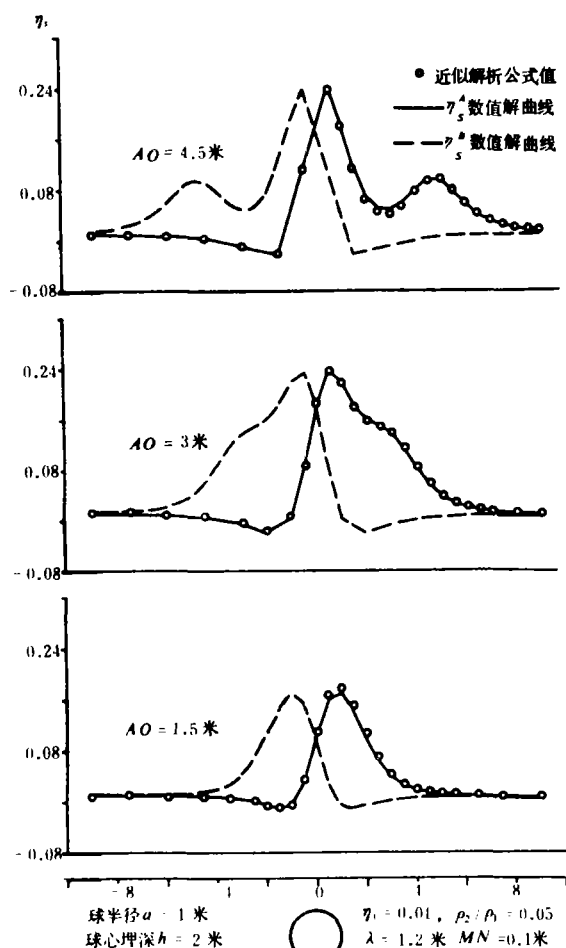


图5 面极化球体主剖面不同电极距的联剖 η_4^s, η_5^s 曲线

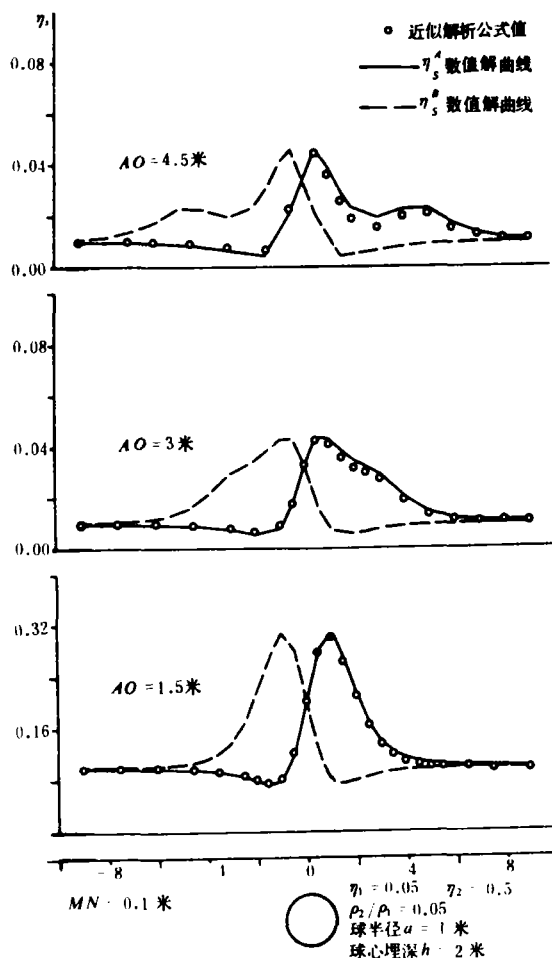


图6 体极化球体主剖面不同电极距的联剖 η_4^s, η_5^s 曲线

2. 方型模型

我们计算了立方体和厚板两种模型。图7为面极化立方体主剖面中梯装置的 η_s 曲线。从图可以看出,在立方体两侧出现相当大的负异常。曲线形状和球体的相近,但顶部的异常值要大许多。图8是厚板的情况。模型平行于测线方向放置。这时图形形状和图7相近,中心点的异常值也相差无几,但两侧的负异常的幅度要小。对任意形状的地质体都可进行计算,只需改变对地质体表面剖分的单元和节点的编号及节点坐标。

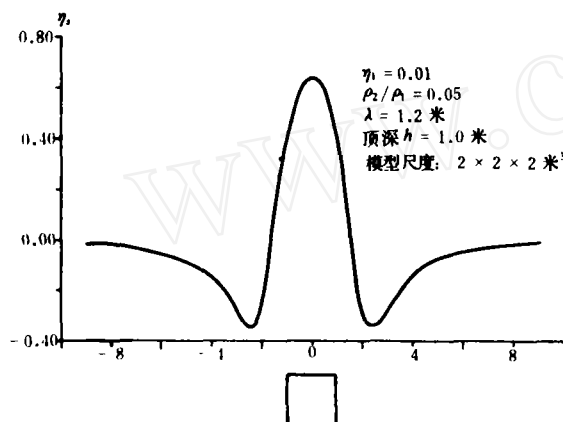


图7 面极化立方体主剖面中梯 η_s 曲线

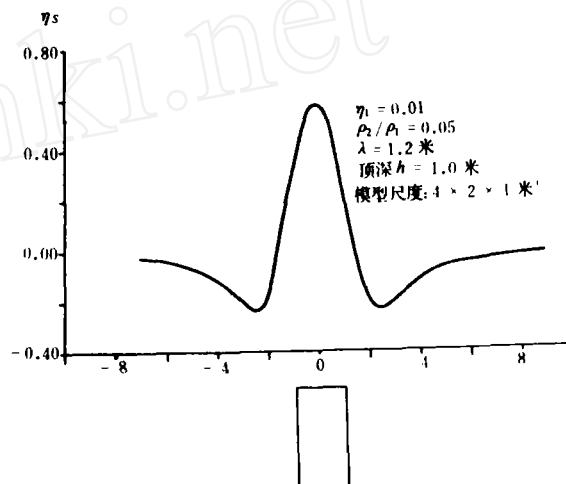


图8 面极化厚板主剖面中梯 η_s 曲线

方法中占用计算内存主要是(30)式或(31)式中左侧矩阵中各元素。如把地质体表面剖分成 n 个节点,则共有 $(2n)^2$ 个元素,大约需要存放 $(2n)^2$ 个实型数的内存单元。本文对球体模型共剖分120个单元,62个节点,大约需要存放15000个量级的实型数。在MV/6000超级小型机上计算一条中梯装置剖面曲线大约需要60秒时间;计算联剖装置一个测点大约需要50秒左右时间。因此对于较简单的形体完全可用小型机甚至微型机计算。

参考文献

- [1] 傅良魁: 激发极化法, 北京, 地质出版社, 1982
- [2] Dey, A.: Resistivity modelling for arbitrarily shaped three-dimensional structures, Lawrence Berkeley Lab. Rep. no. 7010, 1977
- [3] Pridmore, D. F. et al.: Geophysics, Vol. 46, 1009—1024, 1981
- [4] Brebbia C. A.: The boundary element method for engineers, Pentech Press, 1978
- [5] 桂林冶金地质研究所物探室: 激发极化法几种规则形体 η_s 计算公式与理论曲线图册, 1977

多重正态母体分解的PC-1500程序

王树青

(河北省地矿局物探大队)

多重正态母体分解问题,是物性统计和物化探异常下限确定工作中经常遇到的一个实际问题。过去是用手算的方法对样本数据进行分组、

求频数和累频,然后,在概率格纸上用图解法绘出总体中各母体的统计特征量。由于工作量太大和图解法的精度所限,所以分组数和拐点的确定