

文章编号: 0253-3782(2001)04-0398-09

孕震过程中冲流电位地电异常的理论研究^{*}

朱 涛¹⁾ 赵和云²⁾

1) 中国北京 100045 中国地震局地震数据信息中心

2) 中国兰州 730000 中国地震局兰州地震研究所

摘要 分别计算了具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型和各向异性裂隙模型的地表冲流电位异常。结果表明, 本文所采用的模型计算出来的地表冲流电位异常最大值的量级是合理的, 其幅度最大约为几百毫伏; 异常范围随地下各向异性强烈程度而变化。同时, 在计算地表冲流电位异常时引入了各向异性裂隙的概念, 从而从理论上解决了实际观测与理论不相符合的矛盾。

关键词 冲流电位 地电 异常 各向异性裂隙

中图分类号: P319 **文献标识码:** A

引言

中外科学家经过多年的努力, 比较一致地认为, 孕震过程中使自然电场出现异常最可能的机制是冲流电位(streaming potential)。所谓冲流电位系指由变化的地应力或地应变使岩体中的溶液流动而产生, 并能在局部区域形成电场。诸多事实表明, 冲流电位是自然电场前兆异常最可能的形成机制。例如, 1976 年的唐山大地震, 震前两个月左右有多个地电台站同时显示出自然电位与孔隙压力、油井压力、地下水同步异常变化, 表明地下流体在统一的地应力作用下同时出现规律性流动, 产生了冲流电位, 从而引起自然电场的异常(钱复业等, 1998)。陈宝华等(1989)也在水压致裂的钻孔附近观测到了与压力水流向有关的自然电位异常。

Mizutani 等(1976)指出, 动电现象如冲流电位和冲流电流在地震前后可能会引起局部地区电场或磁场的强烈变化。同年, Mizutani 和 Ishido(1976)把地磁场随松代地震变化的可能解释归因于地下水扩散进入膨胀区域所产生的动电现象; Corwin 和 Morrison(1977)也把因地下水流入膨胀区域所产生的冲流电位作为解释美国加州中部自然电位观测值变化的一种可能机制。由此看来, 国内外学者在研究地电场缓慢变化的前兆异常时, 均把地震前因地下水流动或者重新分布而产生的冲流电位作为其主要机理。

* 中国地震局兰州地震研究所论著: LC2001034.

2000-10-13 收到初稿, 2001-05-16 收到最后修改稿, 2001-05-28 决定采用。

Nourbehecht(1963)和Fitterman(1978, 1979)对均匀半无限介质中垂直断层附近和层状半空间中膨胀区冲流电位进行了计算。Ishido和Mizutani(1981)以及Morgan等(1989)分别用Stern模型和毛管模型对冲流电位进行了理论估计。Sobolev(1984)进行过大标本破裂过程中地电场变化的实验研究，并对冲流电位的量级进行过估计。

然而由于种种原因，对地表冲流电位异常最大值的估计差异甚大。Mizutani等(1976)估计震前地表冲流电位异常 $\Delta\Phi_s$ 最大值为10~10 000 mV，而Sobolev(1984)也对之进行了估计，其值为1~100 mV，与Mizutani等(1976)所估计的值差了1~3个数量级。于是，就有了这样的疑问：孕震过程中冲流电位异常在地表的量级究竟有多大？其在地表的影响范围到底有多广？如果它的影响范围十分有限，为什么实际观测中又发现在较大震中距上仍然有比较明显的自然电位异常。

本文在前人研究的基础上，重新估算了地表冲流电位异常的量级及其在地表的影响范围，同时将各向异性裂隙引入冲流电位异常的计算中，以解决前人某些理论结果与实际观测不符合的矛盾。因此，本文的结果对孕震过程中自然电场地震前兆的研究有理论与实践意义。

1 模型及计算公式

采用两种模型来计算地表冲流电位异常的大小：一种是具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型（简称层状半空间介质模型）；另一种是各向异性裂隙下具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型（简称各向异性裂隙模型）。前者主要是估算地表冲流电位异常最大值的合理量级；后者是为了更好地解释为什么在较大震中距上仍有较明显的自然电位异常。

1.1 具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型

为了研究在孕震过程中所产生的地表冲流电位异常，本研究采用了Fitterman(1979)提出的具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型。其主要含义是：模型由两层电性各向同性的均匀层组成，一层为水平层，另一层为半空间层，并在模型中存在对称的压力源分布，具体情形如图1所示。根据Fitterman(1979)的研究结果可知，在对称柱坐标下计算该模型总电位的公式为

$$\psi_1(r, z) = \int_0^\infty J_0(\lambda r) A_1(\lambda) (e^{-\lambda z} + e^{\lambda z}) d\lambda \quad 0 \leq z < d \quad (1)$$

$$\psi_2(r, z) = \int_0^\infty J_0(\lambda r) A_2(\lambda) e^{-\lambda z} d\lambda \quad d < z \quad (2)$$

其中

$$A_1(\lambda) = \frac{0.5(1+R_{21})\Delta C \bar{P}_d(\lambda) e^{-\lambda d}}{1+R_{21}e^{-2\lambda d}}$$

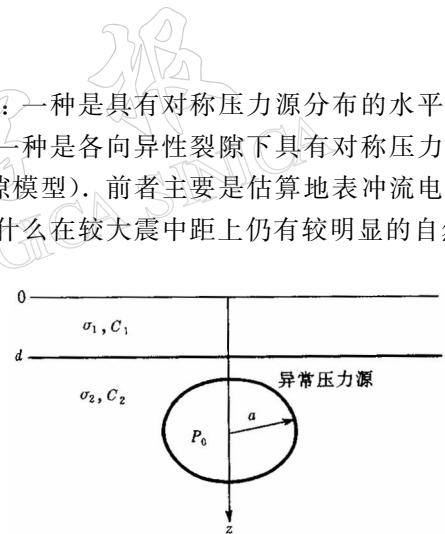


图1 具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型

$$A_2(\lambda) = \frac{0.5(1-R_{21})\Delta C \bar{P}_d(\lambda)(e^{-\lambda d} - e^{\lambda d})}{1+R_{21}e^{-2\lambda d}}$$

式中, $R_{21}=(\sigma_2-\sigma_1)/(\sigma_2+\sigma_1)$; $\Delta C=C_1-C_2$; $\bar{P}_d(\lambda)=\int_0^\infty P(r, d)J_0(\lambda r)rdr$, $P(r, d)$ 为 $z=d$ 的界面处的流压(除掉了静压)分布; ψ_i 为第 i 层的总电位, $i=1, 2$; σ_1, C_1 和 σ_2, C_2 分别为第一层和第二层介质的电导率和冲流电位系数.

现在我们根据总电位 ψ 和冲流电位 Φ 的关系 $\psi=\Phi+CP$ (C 是冲流电位系数, P 是除掉静压的流压)(Fitterman, 1979) 来讨论在某些特殊压力分布下的地表冲流电位异常的计算公式.

1.1.1 球对称分布的压力源

研究表明, 受孕震过程的影响, 以震源体为核心存在应力梯度分布. 为了计算方便, 并根据孕震过程压力分布为体积分布这一特点, 设压力源为以震源为中心的球对称分布形式. 设其半径为 a , 强度为 P_0 , 埋深为 h , 并假定该处岩石的渗透率为常数, 则其具体压力分布形式为

$$P(r, z) = P_0 a \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) \quad (3)$$

式中, $R^2=r^2+(z-h)^2$, $R'^2=r^2+(z+h)^2$, $r^2=x^2+y^2$.

在式(3)中增加 $(P_0 a/R')$ 项的目的是为了使地表的附加压力为 0, 显然, 这是符合实际的.

由汉克变换可知, 接触边界 $z=d$ 处的压力 $\bar{P}_d(\lambda)$ 形式应为

$$\bar{P}_d(\lambda) = P_0 a \frac{e^{-\lambda(h-d)} - e^{-\lambda(h+d)}}{\lambda} \quad (4)$$

因此, 根据总电位 ψ 和冲流电位 Φ 的关系, 便可获得冲流电位的计算公式

$$\Phi_1(r, z) = \int_0^\infty J_0(\lambda r) A_1(\lambda) (e^{-\lambda z} + e^{\lambda z}) d\lambda - C_1 P(r, z) \quad 0 \leq z < d \quad (5)$$

$$\Phi_2(r, z) = \int_0^\infty J_0(\lambda r) A_2(\lambda) e^{-\lambda z} d\lambda - C_2 P(r, z) \quad d < z \quad (6)$$

由式(5)和(6)可以明显看出, Φ_1, Φ_2 均与 $P(r, z)$ 相关. 在平衡(静止)状态下, 没有压力梯度, $A_1(\lambda)$ 和 $A_2(\lambda)$ 均为 0, 所以 Φ_1, Φ_2 为 0, 无冲流电位产生.

事实上, 衡量有无地电异常, 总是用同一测点当前的地电位与非孕震时段的地电位(背景值)进行比较. 也就是说, 我们感兴趣的是地表同一点处的冲流电位测量值随时间的变化 $\Phi_1|t-\Phi_1|_{t_0}$. 此外, 在孕震阶段不仅仅存在压力分布, 而且地下介质的冲流电位系数也会发生变化. 基于这两种理由, 计算地表冲流电位异常 $\Delta\Phi_s$ 的公式变为

$$\Delta\Phi_s(r, 0) = 2 \int_0^\infty J_0(\lambda r) A_1(\lambda) d\lambda - \Delta C_1 P(r, 0) \quad (7)$$

式中, $\Delta C_1 = C_1|t-C_1|_{t_0}$. 最终可以得到球对称压力源分布下地表冲流电位异常的计算公式为

$$\Delta\Phi_s(r, 0) = Q \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n R_{21}^n \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + (h+2nd)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (h+2nd+2d)^2}} \right] \quad (8)$$

式中, $Q=(1+R_{21})\Delta C_1 P_0 a$, $r^2=x^2+y^2$.

1.1.2 椭球对称分布的压力源

考察我国的浅源地震可以看出,多数地震是以原有断层重新活动或几条老断层相互沟通来实现的,因此,压力分布以断层为对称轴呈椭球体分布更为合理。设椭球体分布的压力源形式为

$$P(r, z) = P_0 a \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) \quad (9)$$

式中, $R^2 = (K_1 x')^2 + (K_2 y')^2 + (Kz' - Kh)^2$ (K_1, K_2, K 不同时相等)

$$R'^2 = (K_1 x')^2 + (K_2 y')^2 + (Kz' + Kh)^2 \quad (K_1, K_2, K \text{ 不同时相等})$$

不难看出,稍加变换就可以直接利用球对称分布的压力源的结果,即设 $x = K_1 x'$, $y = K_2 y'$, $z = Kz'$ 。则有

$$R^2 = x^2 + y^2 + (z - Kh)^2 \quad R'^2 = x^2 + y^2 + (z + Kh)^2$$

因此,可以获得计算地表冲流电位异常的公式

$$\Delta\Phi_s(r, 0) = Q \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n R_{21}^n \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + (Kh + 2nd)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (Kh + 2nd + 2d)^2}} \right] \quad (10)$$

式中, $Q = (1 + R_{21}) \Delta C_1 P_0 a$, $r'^2 = (K_1 x')^2 + (K_2 y')^2$.

1.2 各向异性裂隙模型

因为 $I = -\sigma \nabla \psi$, 在静止状态下,由于电荷密度不随时间变化,所以有

$$\operatorname{div} I = 0 \quad (11)$$

在各向异性地球介质条件下,欧姆定律在直角坐标下的形式为

$$\begin{cases} I_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z \\ I_y = \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y + \sigma_{yz} E_z \\ I_z = \sigma_{zx} E_x + \sigma_{zy} E_y + \sigma_{zz} E_z \end{cases} \quad (12)$$

此处, I 具有方向特性,且通常与 E 的方向不一致。现假定介质是对称各向异性,且坐标轴与3个电性主轴重合,即 $\sigma_{xy} = \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0$, 则方程(12)变为

$$I_x = -\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad I_y = -\frac{1}{\rho_y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad I_z = -\frac{1}{\rho_z} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (13)$$

式中, ρ_x, ρ_y, ρ_z 是3个坐标轴方向上的电阻率。将方程(13)代入方程(11)得

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (14)$$

方程(14)满足下列定解条件:

$$\begin{aligned} \sigma_{1z} \frac{\partial \psi_1}{\partial z} - \sigma_{2z} \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \Big|_{z=d} &= 0 & \psi \Big|_{\frac{1}{2}} = C \Big|_{\frac{1}{2}} P \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \Big|_{z=0} &= 0 & \lim_{z \rightarrow \infty} \psi_2 &= 0 \end{aligned}$$

式中, σ_{iz} 为第 i 层的法向电导率, $i=1, 2$ 。

根据赵和云等(1997)收集到的地应力实测资料和 Crampin 等(1984 a, b)的研究,地壳上半部各向异性裂隙排列的优势方向大体一致。当考虑多层介质时,为了使问题简化,假定各向异性裂隙的优势排列方向与不同岩石的各向异性百分比大体相同,不同层的各向异性电性主轴方向相同及 g, m 相等。在此条件下,仍考虑两层介质,在对称柱坐标形式下计

算各向异性裂隙模型的地表冲流电位异常公式为：

1) 球对称分布的压力源

$$\Delta\Phi_s(r, 0) = Q_1 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n R'_{21} \left[\frac{1}{\sqrt{r_{an}^2 + (h + 2nmd)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r_{an}^2 + (h + 2nmd + 2md)^2}} \right] \quad (15)$$

式中, $Q_1 = (1 + R'_{21}) \Delta C_1 P_0 a$, $R'_{21} = (\sigma_{2z} - \sigma_{1z}) / (\sigma_{2z} + \sigma_{1z})$, $r_{an}^2 = x^2 + (gy)^2$, $g = \sqrt{\rho_y / \rho_x}$, $m = \sqrt{\rho_z / \rho_x}$.

2) 椭球对称分布的压力源

$$\Delta\Phi_s(r, 0) = Q_1 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n R'_{21} \left[\frac{1}{\sqrt{r'_{an}^2 + (Kh + 2nmd)^2}} - \frac{1}{\sqrt{r'_{an}^2 + (Kh + 2nmd + 2md)^2}} \right] \quad (16)$$

式中, $Q_1 = (1 + R'_{21}) \Delta C_1 P_0 a$, $R'_{21} = (\sigma_{2z'} - \sigma_{1z'}) / (\sigma_{2z'} + \sigma_{1z'})$, $r'_{an}^2 = (K_1 x')^2 + (K_2 gy')^2$, $g = \sqrt{\rho_{y'} / \rho_{x'}}$, $m = \sqrt{\rho_{z'} / \rho_{x'}}$.

2 计算结果与结论

2.1 具有对称压力源分布的水平层状半空间介质模型

冲流电位系数的变化很小, 即使对于不同的岩石, 其值约在 $\pm 50 \sim \pm 100$ mV/MPa (Ishido, Mizutani, 1981). 对于震源处的异常压力 P_0 , 虽然其值不能确切知道, 但可以估计出约为 $0.1 \sim 10$ MPa (Mizutani *et al.*, 1976). 对于球对称分布的压力源, 本文选取了以下参数进行一般性的计算, 以讨论不同参数对地表冲流电位异常的影响: $P_0 = 10$ MPa, $\Delta C = 100$ mV/MPa, $a = 5$ km, $h = 5, 10$ km, $d = 1, 3, 5$ km 和比值 $R_{21} = 0.0, 0.5$, 结果如图 2 所示; 对于椭球对称分布的压力源, 本文计算了 $K = 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0$ 时的一组代表值, 结果如图 3 所示.

从图 2 可以看出, 当震源深度越浅时, 在震中附近所观测到的地表冲流电位异常量也就越大, 但这种现象随着震中距的增大很快就变得不明显了; 此外, 地表冲流电位异常量还与岩土层的结构特征和物理特性有关. 特别值得强调的是, 不同深度的岩土层之间以及同一岩土层在地震孕育前后的冲流电位系数存在差异, 这是产生冲流电位的一个关键. 有的研究者(如 Mizutani 等(1976))没有把岩土层冲流电位系数的这一特征行为理解清楚, 误将岩石冲流电位系数而不是其变化量代入公式进行计算, 造成对参数取值过高, 从而导致地表冲流电位异常的理论估计与实际观测相差甚远. 除此之外, 岩土层的电性特征决定了冲流电位电场的分布和衰减规律. 由图 2 不难看出, 各层电导率差别越大即 R_{21} 越大, 同一震中距上的地表冲流电位异常幅度也就越大; 反之, 异常幅度就越小.

当源深 $h = 10.0$ km、 $d = 1.0$ km、比值 $R_{21} = 0.0$ 时, 在地表处产生的冲流电位异常最大值约为 $0 \sim \pm 100$ mV, 这与 Sobolev(1984)所得出的结论: 地表上冲流电位异常最大值在 $\pm 1 \sim \pm 100$ mV 之间(计算参数与本文相同), 在量级上是相同的, 这个结果也与 Nourbecht(1963)所得出的结论是吻合的.

随着震中距的增大, 地表冲流电位异常迅速减小, 最终达到 0. 由于观测仪器可以将

噪声压制在±1 mV 以下(Parks *et al.*, 1995), 因此, 在地表可以检测到冲流电位异常的有效范围约在震中距为 50 km(图 2a, d). 虽然, 随着盖层厚度的增加, 该有效范围增大, 但增加的幅度并不大(图 2a, b, c 或图 2d, e, f).

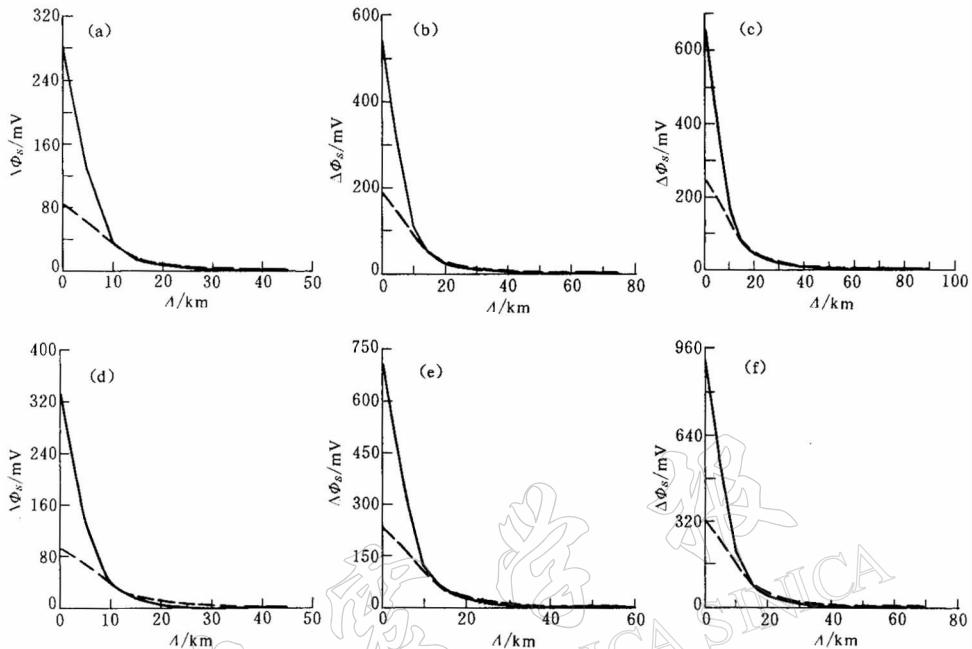


图 2 层状半空间介质模型的地表冲流电位异常与震中距的关系(球对称分布的压力源).

实线 $h=5.0 \text{ km}$, 虚线 $h=10.0 \text{ km}$

- (a) $d=1.0 \text{ km}, R_{21}=0.0$; (b) $d=3.0 \text{ km}, R_{21}=0.0$; (c) $d=5.0 \text{ km}, R_{21}=0.0$;
 (d) $d=1.0 \text{ km}, R_{21}=0.5$; (e) $d=3.0 \text{ km}, R_{21}=0.5$; (f) $d=5.0 \text{ km}, R_{21}=0.5$

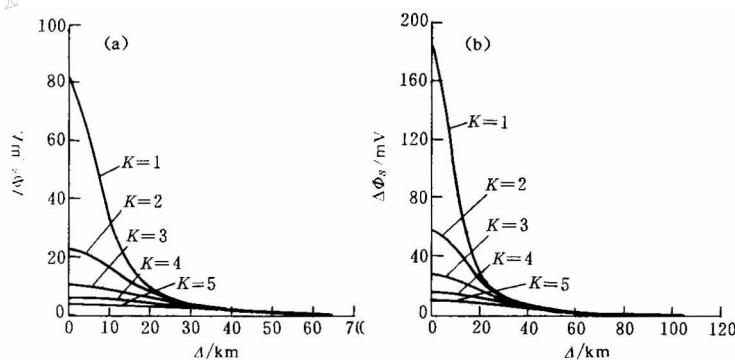


图 3 层状半空间介质模型的地表冲流电位与震中距的关系(椭球对称分布的压力源)

- (a) $h=10.0 \text{ km}, d=1.0 \text{ km}, R_{21}=0.0$; (b) $h=10.0 \text{ km}, d=3.0 \text{ km}, R_{21}=0.0$

当震源深度不同时, 随震中距的增加, 地表冲流电位异常的衰减速率不同, 震源深度越大, 衰减越慢. 不同震源深度地表冲流电位异常随震中距的衰减曲线有一个交叉点, 该交叉点处的震中距值约等于孕震体尺度, 即 $2a$; 在该点以前, 异常较明显, 异常量较正常

时段高达几十~几百毫伏,而该点之后异常量仅几毫伏,因此可以认为,冲流电位异常范围约等于震源体尺度.

从图3可以看出,随着系数 K 的增加,地表冲流电位异常的最大值逐渐减小,在地表能检测到冲流电位异常的有效范围增加(图3a或b).在实际观测中,台站离震中的距离一般都大于50 km,根据球对称分布压力源的计算结果,大于50 km的台站很难检测到冲流电位异常的存在.然而,在实际观测中,经常会在震中距大于50 km的台站观测到明显的自然电位异常,如山丹台观测到了1995年7月永登5.8级($\Delta=270$ km)地震的自然电位异常(陈有发等,1999).而且不难看出,当 $K \geq 1$ 时,在其它计算参数相同的情况下,利用椭球对称分布的压力源估算出来的地表冲流电位异常的最大值与Sobolev(1984)和Nourbecht(1963)的研究结果在量级上是非常吻合的.所以,在孕震过程中,震源体内的压力源分布呈椭球体对称分布比呈球体对称分布更为合理.

2.2 各向异性裂隙模型

各向异性裂隙模型的地表冲流电位异常的计算公式,比层状半空间介质模型的计算公式多了两个参数: g 和 m .不妨取 $m=5.0, 15.0, 25.0$; $g=2.0$.为了与前面的结果进行对比分析,对于两种对称压力源分布,仍取其它参数为: $P_0=10$ MPa, $\Delta C=100$ mV/MPa, $a=5.0$ km, $d=1.0$ km, $z=0.0$ km, $R_{21}'=0.0$, $h=10.0$ km,计算结果如图4,5所示.

从图4,5可以看出,参数 m 越大,在地表能记录到冲流电位异常的震中距范围就越大.

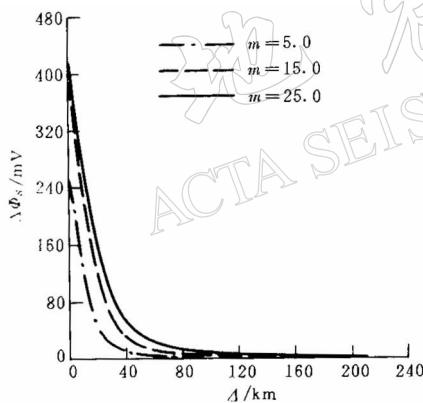


图4 各向异性裂隙模型的地表冲流电位异常和震中距的关系(球对称分布的压力源)

如在图4中,当 $m=5.0$ 时,震中距约为0~80 km;当 $m=15.0$ 时,震中距约为0~150 km;当 $m=25.0$ 时,震中距约为0~200 km.对比图4与图2a或图5与图3a可以看出,由于参数 m 的增大,使得地表能记录到冲流电位的震中距范围显著增加.因此,如果在地震发生时,由于种种原因致使介质的特性改变,可能导致介质水平向和垂直向电导率之比非常大,从而导致在地表能记录到冲流电位异常的震中距范围显著增加.这样,就可以更好地解释为什么当震中距较大时仍可能有明显的自然电场异常记录.对比图4与图5后,我们发现,由于参数 K 的影响(其它参数相同),椭球对称分布的压力源模型比球对称分布的压力源相同模型所产生的冲流电位异常在地表的影响

范围明显增大,因此,在解释较大震中距处明显自然电位异常的现象时,前者更为优越.

综合上面的分析,可以得出如下结论:

- 1) 本文模型计算出来的地表冲流电位异常最大值的量级是合理的;
- 2) 在解释实际观测现象时,椭球对称分布的压力源模型比球对称分布的压力源相同模型更为合理.
- 3) 利用各向异性裂隙模型,在理论上可以更好地解释为什么在较大震中距处仍有比较明显的自然电位异常.

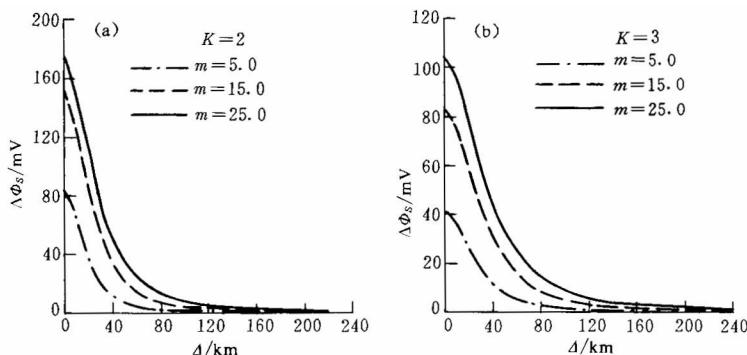


图 5 各向异性裂隙模型的地表冲流电位异常和震中距的关系(椭球对称分布的压力源)

参 考 文 献

- 陈宝华, 史磷华, 骆永妙. 1989. 水压致裂试验过程中的地电效应研究[J]. 地震学报, **11**(3): 309~318
- 陈有发, 马钦忠, 张杰, 等. 1999. 震前自然电场的前兆及可能机理[J]. 华南地震, **19**(3): 26~34
- 钱复业, 卢振业, 丁鉴海, 等. 1998. 唐山地震地电短临前兆及其形成机制的讨论[A]. 见: 国家地震局预测预防司编. 电磁学分析预报方法[C]. 北京: 地震出版社, 192~209
- 赵和云, 钱家栋, 阮爱国. 1997. 甘、宁、青地区地震孕育的力源环境[J]. 地震, **17**(1): 89~97
- Parks S K, Johnston M J S, Madden T R. 1995. 地磁超低频波段的地震前兆——观测和机制综述[J]. 地震科技情报, **9**: 27~28
- Crampin S, Evans R, Atkinson-B K. 1984a. Earthquake prediction: a new physical basis[J]. Geophys J R astr Soc, **76**: 147~156
- Crampin S, Chesnokov E M, Hipkin R G. 1984b. Seismic anisotropy the state of art II[J]. Geophys J R astr Soc, **76**: 1~16
- Corwin R F, Morrison H F. 1977. Self-potential variations preceding earthquakes in central California[J]. Geophys Res Lett, **4**: 171~174
- Fitterman D V. 1978. Electrokinetic and magnetic anomalies associated with dilatant regions in a layered earth[J]. J Geophys Res, **83**: 5 923~5 928
- Fitterman D V. 1979. Theory of electrokinetic-magnetic anomalies in a faulted half-space. J Geophys Res, **84**(B11): 6 031~6 040
- Ishido T, Mizutani H. 1981. Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water system and its applications to geophysics[J]. J Geophys Res, **86**(B3): 1 763~1 775
- Mizutani H, Ishido T. 1976. A new interpretation of magnetic field variation associated with the Matsushiro earthquakes [J]. J Geomagn Geoelec, **28**: 179~188
- Mizutani H, Ishido T, Yokokura T, et al. 1976. Electrokinetic phenomena associated with earthquakes[J]. Geophys Res Lett, **3**: 365~368
- Morgan F D, Williams E R, Madden T R. 1989. Streaming potential properties of westerly granite with applications[J]. J Geophys Res, **94**(B9): 12 449~12 461
- Nourbehecht B. 1963. Irreversible Thermodynamics Effects in Inhomogeneous Media and Their Applications in Certain Geoelectric Problems[D]: [Ph D Thesis]. Cambridge: Mass Inst of Technol, 35~42
- Sobolev G A. 1984. The study of failure fore runners on the big samples[A]. In: The Organizing Committee of ISCSEP edit. A Collection of papers International Symposium on Continental Seismicity and Earthquake Prediction[C]. Beijing: Seismological Press, 515~524

THEORETICAL RESEARCH ON GEOELECTRIC ANOMALY CAUSED BY STREAMING POTENTIAL DURING EARTHQUAKE PREPARATION

Zhu Tao¹⁾ Zhao Heyun²⁾

1) Seismic Data and Information Center, China Seismological Bureau, Beijing 100045, China

2) Lanzhou Institute of Seismology, China Seismological Bureau, Lanzhou 730000, China

Abstract: The surface streaming potential anomalies (SSPA) for a buried symmetrical pressure source in homogeneous and anisotropic layered half space are calculated separately in this paper. The results show that the maximum of SSPA calculated using the two models are reasonable and are about several hundred mV. The range in which SSPA can be detected on the earth's surface varies with the intensity of medium anisotropy. Anisotropic crack is introduced to calculate the magnitude of SSPA, so theoretically the contradiction between observation data and theoretical results is interpreted more reasonably.

Key words: streaming potential; self-potential; anomaly; anisotropic crack