

对激电表面积理论的讨论

王 庆 乙

一 表面积理论的内容

激发极化法找矿实践表明,它和其它电法勘探一样,对于勘探电子导电致密型矿体是有效的。此外,它还具有能发现含量低的、由分散浸染的电子导电颗粒构成的矿化岩层或矿体的独特能力。为了阐明激发极化法的这种特殊本质,国外学者提出了极化效应与电子导体表面积有关的理论。

加拿大学者H.O.赛格尔1962年提出:“由于超电压本质上是一种表面现象,因此当各个颗粒减小时,由一定的百分金属含量所引起的IP效应往往就会增大。此时激发极化法趋向于使金属的真的浸染体反映比具有同样金属含量的致密的互相连通的聚集体更明显”。

苏联学者Я.В.马尔库辛等人,根据表面积理论阐述了阿尔泰和苏联其它矿区各种岩矿极化效应的特征。他们指出:“就其物理性质而言,IP是表面现象,产生极化的物理化学过程发生在两相界面上。据此,可以推论当上述表面积增大时,极化效应将增大。……这一点还可以用来解释为什么鲁德诺阿尔泰多金属矿的 β 系数大,同时也可以说明前面提到的致密硫化物矿石标本极化率为什么比含有大量浸染硫化物岩石略低的现象。后者总的极化活动面,比只有表面极化的致密硫化物矿石标本大得多”。

L.O.培根认为:“极化效应与表面积成正比”。J.伯廷认为:“IP是一种随表面积增加的接触现象”。“一个颗粒破碎为更小颗粒时,在同样体积内表面积增加,IP信息也增大。”

国内有关激电论文中认为“在条件相同的疏松人工标本及某些致密天然标本中都有 η 值随导体颗粒度变小而相对增大现象,这可能由于导体总有效面积随粒径减小而增大之故。”高等院校有的电法勘探讲义也认为:“接触界面越大,激发极化效应也越大。”“……极化率主要决定于单位体积中这些界面的大小。”

可以看到,上述表面积理论,都依据极化效应产生于两相界面上,由此认为界面愈大极化效应愈强;当电子导体体积一定时,颗粒愈小,总的表面积愈大,其极化效应相应增强。表面积理论的这样推理似乎是合于逻辑的,是易于被人们所接受的,已经成为解释激电现象的一个基本观点。

二 实践对表面积理论的检验

金属硫化物矿床,硫化矿物颗粒直径的变化一般是由几厘米到肉眼难以鉴别的 $n \times 0.01$ 毫米。当矿物含量一定时,上述粒径变化,其表面积可达几百倍甚至几千倍的差别。根据表面积理论,极化率(充电率)也应达到几百倍或几千倍的差别,差异如此之大,对有实际经验的激电工作者来说,是难以接受的。

图1(a)为野外实际矿体上激电异常图,(b)为实际矿体缩小2000倍的模型激电异常。显然实际矿体表面积比模型要大2000倍,根据表面积理论,野外矿体上异常强度应该至少比模型大,但实测结果模型异常比野外大8倍左右。

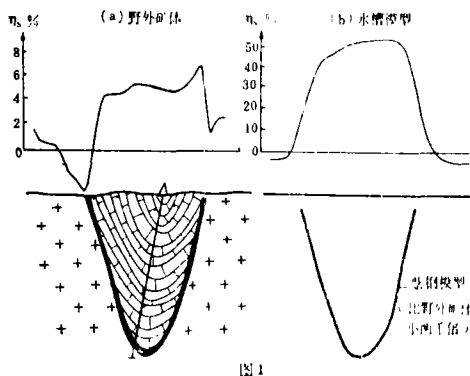


图1

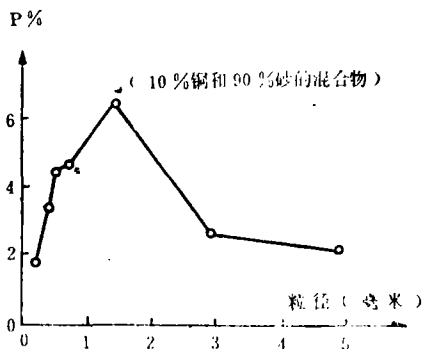


图2

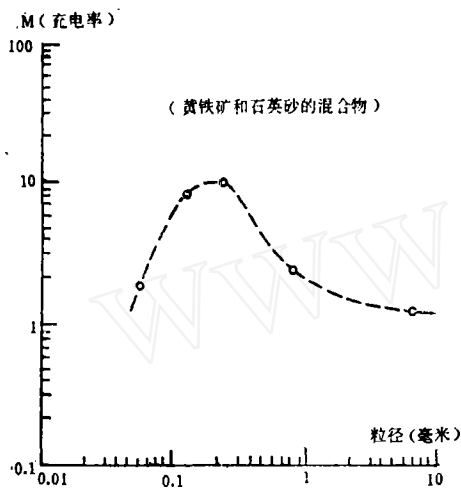


图3

图2和图3分别为培根和安德森关于粒度和充电率之间关系的实测曲线。从图2可见,当粒径由5毫米减小到约2毫米时,实测结果符合表面积理论,但粒径小于2毫米时,表面积理论遇到了严重的困难。图3情况和图2完全相似,其最佳粒径出现在约0.2毫米处。

图4为黄铁矿体积含量2%时,粒径从0.21到25毫米变化,与二次电位瞬变衰减曲线的关系。在以下的叙述和讨论中,我们舍去粒径0.3~0.21毫米瞬变衰减曲线。图中可见,当衰减时间小于4毫秒时,粒径越小,极化效应的二次电位越大是符合表面积理论的;在大于4毫秒的绝大多数衰减时间里,就不符合表面积理论内容了。

上述经验和实验资料对表面积理论检验表明,理论的正确性是值得怀疑的。

三 极化率的理论计算

1. 面极化球颗粒的等效电阻率与频率关系
时,电位和电流的边界条件为:

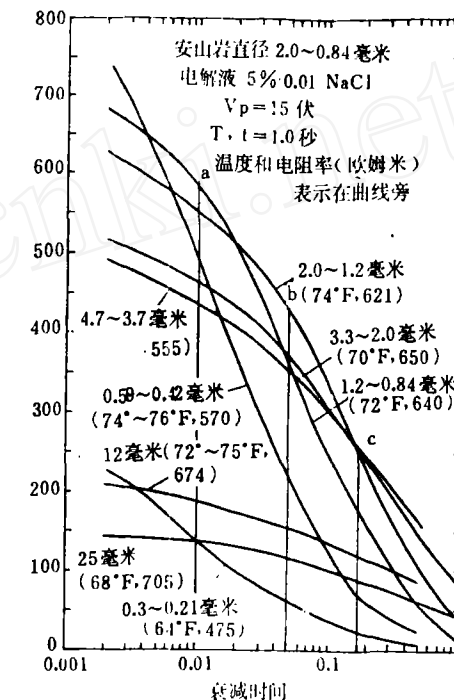


图4 粒度与二次电位的关系(黄铁矿含量2%)

图5(a)所示,界面不产生激发极化效应

$$\begin{cases} U^{(1)} = U^{(2)} \\ \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial U^{(2)}}{\partial n} \end{cases}$$

球外P点电位为:

$$U_0 = - \left(1 + \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2 + \rho_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} \right) r \cos \theta E_0 \quad (1)$$

当球面上产生激发极化效应时,其边界条件为:

$$\begin{cases} U^{(1)} - U^{(2)} = \lambda \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n} \\ \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial U^{(2)}}{\partial n} \end{cases}$$

则P点有极化作用的电位为:

$$U_{\text{极}} = - \left(1 + \frac{\rho_2 + \frac{\lambda}{a} \rho_1 - \rho_1}{\rho_1 + 2\rho_2 + 2\frac{\lambda}{a} \rho_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} \right) r \cos \theta E_0 \quad (2)$$

比较(1)、(2)式可知:极化后,球体的等效电阻率为:

$$\rho_2^* = \rho_2 + \frac{\lambda}{a} \rho_1 \quad (3)$$

λ 为与球体和电解质电化学性质有关的系数。

对于频率来说,当 $\omega \rightarrow \infty$ 时,极化效应消失,(3)式的等效电阻率 $\rho_2^* = \rho_2$ (即 $\lambda \rightarrow 0$)。

当 $\omega \rightarrow 0$ 时,极化效应最强,这时等效电阻率 $\rho_2^* = \rho_2 + \frac{\lambda_0}{a} \rho_1$ ($\lambda \rightarrow \lambda_0$)。由此可知, λ 是

频率的函数 [$\lambda = \lambda(\omega)$]。

关于面极化体电阻率的频率特性,布鲁诺和尼尔森作了虚、实分量测量。在金属硫化物标本上和金属体上都具有图6所示的函数关系。面极化体所以有这样的频率特性,实质上是 λ 系数频率特性的结果,根据图6的函数关系,可以令:

$$\lambda(\omega) = \lambda_0 \frac{\beta}{\beta + i\omega} \quad (4)$$

式中 λ_0 是频率为0时 λ 系数的最大值, β 为指数衰减的系数, $i = \sqrt{-1}$ 。

将(4)式代入(3)式得面极化球颗粒的等效电阻率为:

$$\rho_2^*(\omega) = \rho_2 + \frac{\rho_1 \lambda_0}{a} \cdot \frac{\beta}{\beta + i\omega} \quad (5)$$

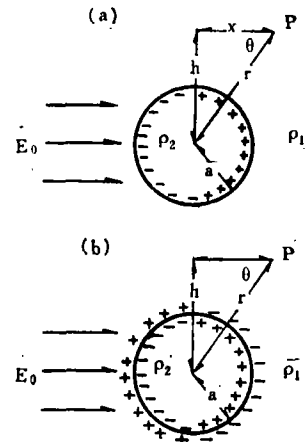


图5

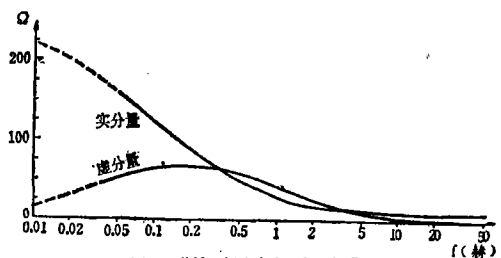


图6 黄铁矿标本上实测复阻抗曲线

2. 浸染型极化体(体极化)的电阻率与频率关系 设电子导电球颗粒的电阻率为 ρ_2 时,胶结物的电阻率为 ρ_1 ,当电子导电球颗粒的体积含量 v 很小时,这种浸染体的组合电阻率为:

$$\bar{\rho} = \rho_1 \frac{(\rho_1 + 2\rho_2) + (\rho_2 - \rho_1)v}{(\rho_1 + 2\rho_2) - 2(\rho_2 - \rho_1)v} \quad (6)$$

将(5)式代入(6)式, 可得浸染型极化体的电阻率和频率关系(通常 $\rho_2 \ll \rho_1$):

$$\frac{\bar{\rho}(\omega)}{\rho_1} = 1 - 3v \frac{1 - \frac{\lambda_0}{a} \cdot \frac{\beta}{\beta + i\omega}}{1 + 2 \frac{\lambda_0}{a} \cdot \frac{\beta}{\beta + i\omega}} \quad (7)$$

3. 浸染型极化体二次场的衰减过程 单位阶跃电流密度的频谱, 由富氏变换可得

$$J(t) = \frac{J_0}{i\omega}$$

$$\therefore E(\omega) = \frac{J_0 \bar{\rho}(\omega)}{i\omega} \quad (8)$$

将(7)式代入得

$$E(\omega) = \frac{J_0 \rho_1}{i\omega} \left\{ 1 - 3v \left[1 - \frac{3\beta \frac{\lambda_0}{a}}{\beta + 2\beta \frac{\lambda_0}{a} + i\omega} \right] \right\} \quad (9)$$

将(9)式代入富氏反变换式:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

求解后可得极化场(一次场加二次场)瞬变过程:

$$E(t) = J_0 \rho_1 \left\{ 1 - 3v \frac{1 - \frac{\lambda_0}{a}}{1 + 2 \frac{\lambda_0}{a}} - 3v \left[\frac{3 \frac{\lambda_0}{a}}{1 + 2 \frac{\lambda_0}{a}} \right] e^{-\beta(1 + 2 \frac{\lambda_0}{a})t} \right\} \quad (10)$$

当 $t \rightarrow \infty$ 时稳定极化场为:

$$E(\infty) = J_0 \rho_1 \left\{ 1 - 3 \frac{1 - \frac{\lambda_0}{a}}{1 + 2 \frac{\lambda_0}{a}} \right\} \quad (11)$$

(11)式减(10)式得二次场衰减过程:

$$e_2(t) = E(\infty) - E(t) = J_0 \rho_1 9v \frac{\frac{\lambda_0}{a}}{1 + 2 \frac{\lambda_0}{a}} e^{-\beta(1 + 2 \frac{\lambda_0}{a})t} \quad (12)$$

4. 浸染型极化体的极化率

$$\eta(t) = \frac{e_2(t)}{E(\infty)} = \frac{9v \frac{\lambda_0}{a}}{(1 - 3v) + \frac{\lambda_0}{a}(2 + 3v)} e^{-\beta(1 + 2 \frac{\lambda_0}{a})t} \quad (13)$$

四 问题讨论

1. 表面积与极化效应 将(2-)式减(1)式可得面极化球体极化二次电位, 其偶极矩为:

$$P = \frac{3\rho_1^2 \frac{\lambda}{a} \cdot a^3}{(\rho_1 + 2\rho_2)(\rho_1 + 2\rho_2 + 2\frac{\lambda}{a}\rho_1)} E_0$$

通常 $\rho_2 \ll \rho_1$, 则

$$P = \frac{3\frac{\lambda}{a} a^3}{1 + 2\frac{\lambda}{a}} E_0 \quad (14)$$

当 $a \gg \lambda$ 时, (14) 式为

$$P_{a \gg \lambda} = 3\lambda a^2 E_0 = \frac{3\lambda}{4\pi} S E_0 \quad (15)$$

其中 $S = 4\pi a^2$

对于走向无限面极化圆柱体, 其极化二次电位的线偶极矩为:

$$P = \frac{2\frac{\lambda}{a} a^2}{1 + \frac{\lambda}{a}} E_0$$

当 $\lambda = a$ 时,

$$P_{\lambda = a} = a^2 E_0 = \frac{S}{\pi} E_0 \quad (16)$$

其中 $S = \pi a^2$

当 $\lambda \gg a$ 时,

$$P_{\lambda \gg a} = 2a^2 E_0 = \frac{2S}{\pi} E_0 \quad (17)$$

(15) 式表明, 只有大体积 ($\lambda \ll a$) 的面极化球体, 其极化效应才正比于表面积。由此可知表面积理论作为解释小颗粒 ($\lambda \gg a$) 的面极化体极化效应强的原因。

(16)、(17) 式表明, 细长的面极化圆柱体的极化效应与面积成正比。但是这个面积是圆柱体的截面积, 而不是表面积, 因此不满足表面积理论要求的内容。

2. 体极化体单位体积的偶极矩 设单位体积内有 n 个半径为 a 的电子导电颗粒, 导电颗粒体积含量很小时, 即在

$$v = n \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 \ll 1$$

时, 单位体积偶极矩为:

$$p = n \cdot \frac{3 \frac{\lambda}{a} a^3}{1 + 2 \frac{\lambda}{a}} E_0 = \frac{9v}{4\pi} \frac{\frac{\lambda}{a}}{1 + 2 \frac{\lambda}{a}} E \quad (18)$$

图7为粒径与单位体积偶极矩的关系。由此可知, 当电子导电颗粒体积含量一定时, 颗粒粒径越小, 单位体积偶极矩越大, 体极化体的极化效应也越大。

3. 最佳颗粒粒径 在图2、图3中, 当颗粒分别小于2毫米和0.2毫米时, 表面积理论遇到无法克服的困难。

培根和伯廷为了弥补表面积理论, 认为:

“当颗粒很小时, 总的表面积增加, IP效应仍然要增大, 但是每一颗粒接触电阻增加, 使大部分电流从电解质围岩中流过, 将颗粒短路, 因此IP响应减弱。”

这种观点, 我们认为是很牵强的。在图2中颗粒在2毫米时接触电阻开始增加, 为什么在

图3中颗粒在0.2毫米时接触电阻才开始增加呢? 两者粒径相差达10倍, 这是难以解释的。

我们认为, 图2、图3中出现最佳粒径现象是实际测量中选择时间不同引起的, 它是颗粒粒径小, 二次电位幅值大, 但衰减快, 而粒径大幅值小, 但衰减慢的极化本质所决定的。例如在图4中: 当衰减时间为10毫秒时, 二次电压的最佳粒径为0.84~1.2毫米; 在50毫秒时, 最佳粒径为1.2~2.0毫米; 当衰减时间选为180毫秒时, 粒径1.2~2.0毫米, 2.0~3.3毫米和3.3~4.7毫米的二次电压几乎相等。即在180毫秒衰减时进行测量, 粒径在1.2毫米到4.7毫米变化时, 二次电压与粒径无关。这是不足为奇的正常现象。

对于二次电压的最佳粒径, 可对(12)式求极值($\frac{\partial e_2(t)}{\partial \lambda/a} = 0$)得:

$$\frac{\lambda_0}{a} = \frac{1}{4} \left[1 + \left(1 - \frac{4}{\beta t} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (19)$$

对于极化率的最佳粒径, 可对(13)式求极值得:

$$\frac{\lambda_0}{a} = \frac{(1-3v)}{2(2+3v)} + \left[\frac{(1-3v)^2}{4(2+3v)^2} + \frac{(1-3v)}{2\beta t(2+3v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

五 几点认识

1. 表面积理论的提出是缺乏实践基础的。它只是由激发极化效应发生在两相界面上的一个现象学的推理。不能作为激电基本理论的一个观点。

2. 单位体积的偶极矩是度量极化程度的物理量。当电子导电颗粒的体积含量一定时, 它

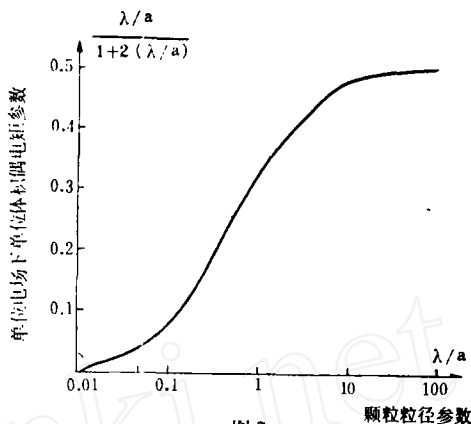


图7

决定于 λ 和 a 的比值(λ/a)。

极化过程表明:在电解质和电子导体两相界面上发生极化效应时,则界面上出现“势垒”,阻挡电流流入电子导体内。根据 λ 的定义($\lambda = U^{(1)} - U^{(2)} / \frac{\partial U^{(1)}}{\partial n}$),它是单位极化电场(一次场和二次场)作用下,两相界面上的电位跃变,是以长度为单位的。因此 λ 值越大极化作用越强,它相当于“势垒”阻挡层的厚度增加。很明显 λ 值决定于电解质和电子导体的电化学性质,与电子导体的表面积的大小无关。

对于电子导电球体来说,通常 $\rho_2 \ll \rho_1$ 与“势垒”阻挡层厚度有关的 λ 值和球体半径的比值,是直接反映在极化作用下,球体内部电流密度和球外均匀场的电流密度差的相对变化。因此在含量一定时,随着比值 λ/a 增大,单位体积偶极矩增加,极化作用反映强烈。反之,极化作用减弱。

3. 极化率(充电率)是时间的函数。在实际测量中,受到测量装置等因素影响,是无法测准的衰减时间 $t=0$ 时的二次电压的幅度,因此实际测量中都在一定时间条件(供电和断电后延时)下进行的。因此脱离了具体时间条件,来讨论体极化的不同颗粒度或者是面极化还是体极化的极化率异常强弱,是没有意义的,甚至会出现完全相反结论。

一般来说,短衰减时间测量,着重反映粒度小的体极化体异常;长衰减时间测量,着重反映粒度大的体极化或面极化体的异常。因此在测区内,利用衰减快慢来研究极化体的颗粒度或是致密(或浸染)的程度,根据地质特点,间接地区分某些激电异常的性质,从原则上讲是可能的。但是一定要注意到测区内地球物理化学的变化情况,只有在稳定条件时(λ 不变),衰减特性与颗粒度相关;否则是与比值 λ/a 相关的。

塞罗德帕斯科矿区岩浆活动与矿化的时代

塞罗德帕斯科是秘鲁中部最大的有色和贵金属矿床之一。本区的矿床与近地表的岩浆活动密切相关。塞罗德帕斯科火山岩构成由南向北延展8公里的火山锥。火山锥的产出受南北向的断裂控制。断裂附近的矿化既见于火山岩中,又见于火山锥范围以外的中生代碳酸盐岩层中。最古老的火山岩层是鲁米阿兰角砾岩,后者是由新生代以前的大量碎屑组成,胶结物是含有黑云母和斜长石的火成碎屑物质。火山锥的西部和南部,鲁米阿兰角砾岩被成分为英安岩到石英二长粗安岩的酸性岩(霏细岩)岩钟切穿。角砾岩与岩钟又被东西走向的石英二长斑岩岩脉切穿。沿火山锥的西缘,在火山活动之后,中生代碳酸盐和火山岩受到了热液蚀变,形成了石英-黄铁矿岩体。含有铜、铅、锌、银矿化的矿脉和矿体是更晚形成的。矿脉本身又被钠长石化的石英二长斑岩岩脉切穿。

该区岩浆和热液活动的时代和持续时间,是用钾-氩法测定的。为测定年龄,从鲁米阿兰角砾岩形成后、矿体生成前侵入的岩石中取了8个样品。分析其中的黑云母、斜长石和透长石表明,该区的矿化时代为14~15百万年(平均 14.4 ± 0.2 百万年)。另一个样品采自切穿主矿体的晚期岩脉,其中透长石斑晶的测定结果为 15.2 ± 0.2 。因此,根据地质观测和放射性测定,本区的火山和热液作用,是在很短的一段时间内(约1百万年)发生的,这就说明火山活动与热液活动有着密切的成因联系。

(摘译自《Econ. Geol.》, Vol. 72,
1977, P. 925~931)

