

频率域激电法原理

罗延钟 张桂青 编著

频率域激电法原理
罗延钟 张桂青 编著

责任编辑：曹玉
地质出版社出版
(北京西四)
地质出版社印刷厂印刷
(北京海淀区学院路29号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

开本：850×1168¹/₃₂ 印张：9¹¹/₁₆ 字数：253,000
1988年1月北京第一版·1988年1月北京第一次印刷
印数：1—1,405册 国内定价：2.75元
ISBN 7-116-00110-7/P·096
统一书号：13038·新503

目 录

第一章 频率域激电法的物理-化学基础	1
§ 1.1 稳定电流场中的激发极化效应	1
一、岩、矿石的激发极化机理	2
二、岩、矿石的激发极化性质	4
§ 1.2 交变电流场中的激发极化效应	9
一、交变电流场中岩、矿石的激发极化现象	9
二、幅频和相频特性的关系	12
三、频率特性和时间特性的关系	17
§ 1.3 激电效应的等效电路	19
一、面极化体表面的面阻抗	20
二、体极化的等效电路	21
第二章 频率域激电法的方法变种	25
§ 2.1 变频激电法	25
一、变频激电法的观测参数及解释原则	25
二、变频激电法的电磁耦合校正方法	27
§ 2.2 相位激电法	36
一、相位激电法的观测参数及推断解释原则	36
二、相位激电法的电磁耦合校正方法	37
§ 2.3 频谱激电法——复电阻率法	48
一、复频谱法	49
二、振幅-相位频谱法	52
第三章 频谱资料的最优化反演算法	56
§ 3.1 模型参数修改量的计算方法	58
一、非线性最小二乘问题和最小二乘法	58
二、阻尼最小二乘法	61
三、线性方程组的解法	66

四、对反演求得的模型参数之可靠性的估计	68
§ 3.2 频谱资料反演的具体计算公式	70
一、柯尔-柯尔模型各分量的表示式	71
二、雅可比矩阵元素的表示式	73
三、系数矩阵 $[A]$ 和右端列矢量 $[S]$ 的计算	77
§ 3.3 影响实测频谱反演效果的因素	77
一、反演何种频谱及实测频谱的频段范围对反演效果的影响	78
二、模型参数初值对反演效果的影响	93
三、目标函数形式对反演效果的影响	96
四、阻尼最小二乘法方程中的对角矩阵采用 $[I]$ 或 $[D]$ 对反演效果的影响	97
五、模型参数变化范围的限定	97
六、初始阻尼因子 λ_0 及缩放系数 μ 对收敛性的影响	98
七、判敛条件的选择	98
第四章 频谱激电法的正演理论	100
§ 4.1 面极化体上视复电阻率的性质	100
一、简单形状面极化体上视复电阻率的表示式	100
二、面极化球体上中梯装置视复电阻率的计算结果	112
三、面极化球体上中梯装置视复电阻率的模型实验结果	120
§ 4.2 体极化体上视复电阻率的性质	125
一、简单形状体极化体上视复电阻率的表示式	125
二、体极化体上中梯装置视复电阻率的性质	139
三、体极化球体上偶极装置视复电阻率的性质	162
§ 4.3 体极化体上视复电阻率与真复电阻率 - 频谱之间的近似关系	169
一、稀释系数	169
二、视频谱和真频谱之间的近似关系式	172
§ 4.4 同时存在激电和电磁效应时视复电阻率的算法和性质	179
一、计算原理和方法	179

二、视复电阻率的性质	194
三、频谱激电法的模拟相似性准则	209
第五章 频谱激电法的反演方法	214
§ 5.1 由视频谱参数计算真频谱参数的方法	214
一、图解法	214
二、解析法	217
§ 5.2 由视频谱直接反演真频谱参数的方法	229
一、视稀释系数为常数的反演方法	229
二、用频变稀释系数的反演方法	241
第六章 频率域激电法的应用	260
§ 6.1 变频激电法的应用	260
一、在山东淄河地区某褐铁矿的应用	260
二、在青海某铜矿的应用	262
三、在青海某铅锌矿的应用	263
§ 6.2 相位激电法的应用	265
一、内蒙某铁铜矿的相位激电法试验结果	265
二、甘肃某铅锌矿的相位激电法工作结果	268
§ 6.3 频谱激电法的应用	272
一、在江西枫林铜矿上的应用	272
二、在安徽陈应铁矿上的应用	277
三、在龙潭组碳质岩层上的应用	282
四、在江苏安基山铜硫矿上的应用	287
五、江苏盘龙岗时域激电异常的检查 and 评价	291
参考文献	299

第一章 频率域激电法的 物理-化学基础

§ 1.1 稳定电流场中的激 发极化效应

做电阻率法时，人们常常发现，在向地下供入稳定电流的情况下，仍可观测到测量电极间的电位差随时间而变化（一般是变大），并经相当时间（一般约几分钟）后趋于某一稳定的饱和值；在断开供电电流后，测量电极间的电位差，在最初一瞬间很快下降，随后便随时间相对缓慢地下降，并在相当长时间后（通常也约几分钟）衰减接近于零（见图 1.1）。这种在充电和放电过程中，出现随时间缓慢变化的附加电场的现象，在电法勘探中称为

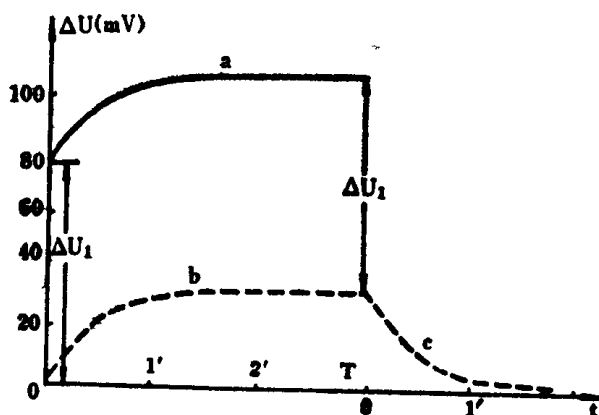


图 1.1 一块黄铁矿化岩石标本的充、放电特性曲线（封蜡法测定结果）

- a—实测 $\Delta U(T)$ 充电曲线；
- b—换算的 $\Delta U_2(T)$ 充电曲线；
- c—实测 $\Delta U_2(t)$ 放电曲线

激发极化效应，简称激电效应。

一、岩、矿石的激发极化机理

关于产生激发极化的机理，目前还在研究之中，并有各种不同的假说提出来。对这些假说已进行的理论计算和实验研究，有时竟得出彼此矛盾的结论。

目前国内外对电子导体（包括大多数金属矿和石墨矿及其矿化岩石）的激发极化机理问题，在总的方面比较一致，大都认为是电子导体与其周围溶液的界面上发生过电位的结果。在电子导体与溶液的分界面上都有一双电层，在没有外电场存在时，此双电层的电位差（电极电位）称为平衡电极电位，记为 Φ_0 〔图1.2(a)〕。当有电流流过上述电子导体-溶液系统时，在电场作用下，电子导体内部的电荷将重新分布：自由电子反电流方向移向电流流入端，使那里的负电荷相对增多，形成“阴极”；而在电流流出端，呈现相对增多的正电荷，形成“阳极”。与此同时，在周围

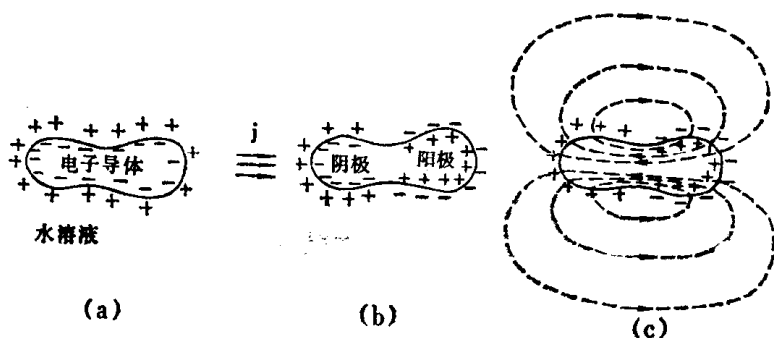


图 1.2 电子导体的激发极化过程

(a)一正常双电层；(b)一形成阴极和阳极；(c)一放电

溶液中也分别于电子导体的“阴极”和“阳极”处，形成阳离子和阴离子的堆积，使正常双电层（因而电极电位）发生变化〔图1.2(b)〕。在一定的外电流作用下，“电极”^①和溶液分界面上的

① 电子导体的“阴极”和“阳极”统称为“电极”。

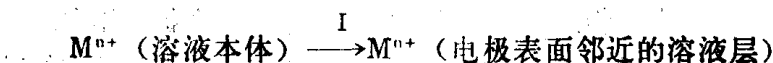
双电层电位差（电极电位 Φ ）相对于平衡电极电位 Φ_0 的变化，在电化学上称为“过电位”（或称“超电压”），记为 $\Delta\Phi$ 。

$$\Delta\Phi = \Phi - \Phi_0 \quad (1.1)$$

电子导体和溶液分界面上的这种极化效应（产生过电位），与电流流过电极-溶液分界面相伴随的一系列电化学反应（简称电极过程）的迟缓性有关。定性地说，当电流于“阴极”从溶液进入电子导体时，溶液中的载流子（阳离子）要从电子导体表面获得电子，以实现电荷传递；同样，当电流于“阳极”从电子导体流入溶液时，溶液中的载流子（阴离子）将失去电子。如果与这种电子传递相伴随的电化学反应速度极快，则溶液和电子导体之间，电流可以“畅通无阻”，因而不会在界面两侧形成异性电荷的堆积，也就不会形成过电位；但实际上，电极过程的速度有限，电子导体和溶液之间不是“畅通”的，因而在界面两侧造成异性电荷堆积，形成过电位。随着通电时间的延续，界面两侧堆积的异性电荷逐渐增多，过电位也随之增大；过电位的形成和增大，将加速电极过程的进行，直到电极过程的速度与外电流相适应——流至界面的电流都能及时全部通过界面，因而不再继续堆积新的电荷时，过电位便趋于某一个饱和值，这就是充电过程。在外电流断开后，堆积在界面两侧的异性电荷将通过界面本身、电子导体内部和周围溶液放电，使界面上的电荷逐渐恢复到正常双电层〔图1.2(c)〕；与此同时，过电位随时间而逐渐减小和最后消失，这就是放电过程。

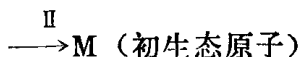
过电位随充电和放电时间的变化规律，与电极过程的迟缓阶段有关。以阳离子 M^{n+} 在阴极上的放电为例，放电的连续过程可以有条件地分为三个主要阶段^{〔2〕}

1. 借助于扩散、电迁移和对流，使离子 M^{n+} 由溶液本体中迁移到电极邻近的溶液层内；

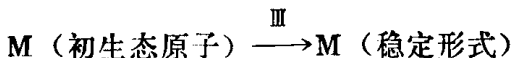


2. 离子在电极上放电形成原子；

M^{n+} (电极表面邻近的溶液层) + ne (来自电极)



3. 原子转变为沉积物质的通常的稳定形式:



上述三个阶段中任何一个都可能是缓慢的阶段,即决定电极过程速度的阶段。这种影响电极过程速度的某一阶段的迟缓性,便是引起和决定过电位的因素。若离子扩散是电极过程的迟缓阶段,则形成浓差过电位;若离子放电是电极过程的缓慢阶段,则产生迁越过电位;有时,原子转变为沉积物质通常的稳定形式的过程是缓慢阶段,于是产生反应过电位。

除产生过电位之外,电子导体的激发极化还可能与其它物理-化学效应有关。但无论哪种机理,激电效应都与在电流作用下,电子导体和溶液界面上形成某种形式的面阻抗等效。

野外和实验室观测表明,不含电子导体的一般岩石也能产生不同程度的激电效应。关于这种离子导电岩石的激发极化机理问题,大都认为与岩石颗粒和周围溶液界面上的双电层有关。具体的假说很多,比较公认的有“双电层形变假说”和“薄膜极化假说”等。

二、岩、矿石的激发极化性质

在激电法的理论和实践中,为使问题简化,将岩矿石的激发极化分为理想的两大类:^[1]。第一类是指单个电子导体(致密的金属矿或石墨)的激发极化,其特点是激发极化(过电位)都发生在极化体与围岩溶液的分界面上,故称其为“面极化”。第二类是“体极化”,细粒浸染状金属矿和矿化(包括石墨化,下同)岩石及纯离子导电岩石的激发极化都属此类,其特点是极化单元(细粒电子导电矿物或岩石颗粒)成体分布于整个极化体内。

应该指出,所谓“面极化”和“体极化”的差别只具有相对意义。首先,严格说来,所有极化都是面极化的,因为微观地看,

体极化中每一个小的极化单元的激发极化也都发生在该颗粒与其周围溶液的分界面上。然而，激电法乃是宏观地研究大极化体（矿体、矿化带或岩层）的激电效应，在这种情况下，人们发现面极化和体极化的性质有一些重要差别，所以将激电效应分为“面极化”和“体极化”是有实际意义的。其次，面极化和体极化都是理想化的模型。实际上，完全“铁板一块”的整体“面极化”和无限小极化单元均匀分布，并且互不影响的“体极化”都是没有的。不过，将电子导电矿物相互连通较好的致密状或网脉状岩矿石当作面极化体，而将电子导电矿物相互连通较差的浸染状或细脉浸染状岩矿石及不含电子导电矿物的一般岩石视为体极化体，一方面可如实地划分出具有不同性态的两类激电效应，另一方面又可大为简化激电异常的计算和模拟方法。

（一）面极化的特性

表征面极化程度的参数是过电位 $\Delta\Phi$ 。实验表明，当流过极化体表面的电流密度法向分量 $j_n \leq 1 \mu A/cm^2$ 时，过电位 $\Delta\Phi$ 与 j_n 成线性关系，即

$$\Delta\Phi = -k \cdot j_n \quad (1.2)$$

式中， k ——与电流大小无关的正常数，是表征面极化体极化能力或面极化性质的参数，称为面极化系数。将（1.2）式与欧姆定律相对比可看出， k 等效于电流流过电子导体-溶液界面时，在单位面积上遇到的阻抗。故从电学观点看，面极化系数又可理解为由于激电效应在电子导体-溶液界面上形成的面阻抗，其单位为 Ω/m^2 。

（1.2）式中的负号表示过电位增大的方向与电流方向相反。

前已述及，在阶跃电流激发下，过电位有一个充电和放电过程。因此，面极化系数也是充电时间 T 和放电时间 t 的函数。理论计算^[2]表明：

1. 浓差过电位的面阻抗之充电过程可表示为

$$k(T) = A \cdot \sqrt{T} \quad (1.3)$$

而放电过程

$$k(T, t) = A(\sqrt{T+t} - \sqrt{t}) \quad (1.4)$$

式中 A 为常数。

2. 迁越过电位面阻抗之充电过程

$$k(T) = k_0(1 - e^{-\frac{T}{k_0 x}}) \quad (1.5)$$

放电过程

$$k(T, t) = k_0(1 - e^{-\frac{T}{k_0 x}})e^{-\frac{t}{k_0 x}} \quad (1.6)$$

式中, k_0 ——充电达饱和 ($T \rightarrow \infty$) 时界面的面电阻; x ——界面的面电容。

3. 反应过电位面阻抗的充、放电过程之表示式比较复杂, 但可足够近似地用 (1.5) 和 (1.6) 式表示。

图1.3示出了对一块致密黄铜矿标本实测的面阻抗充、放电过程。

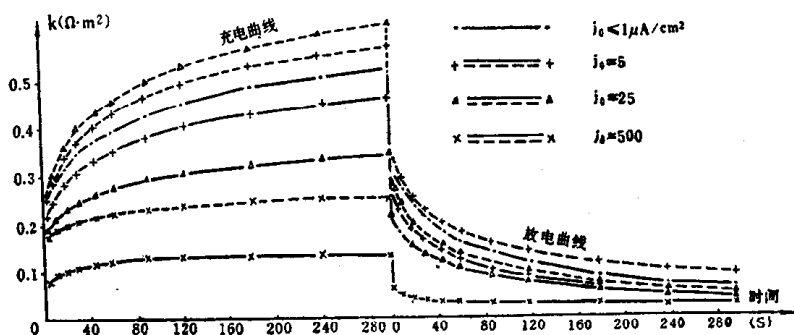


图 1.3 在不同电流密度条件下, 实测的黄铜矿面阻抗充、放电过程

实线表示阳极过程, 虚线表示阴极过程

(二) 体极化的特性

体极化是许多细小颗粒面极化效应的总和, 每个这样的面极化颗粒都等效于一个电流偶极子。因此, 可以把体极化等效于许

多电流偶极子的体分布。故体极化的程度可用单位体积内的等效电流偶极矩 P 来表示, P 称为体极化强度。实验表明, 在野外生产通常所用的小电流密度条件下, 体极化的程度与电流成线性关系, 即极化强度 P 与总场电流密度 j 成正比, 但方向相反。由此可写出等式

$$P = -\eta j \quad (1.7)$$

式中, 比例系数 η 取正值, 与电流大小无关, 是表征体极化性质的参数, 称为极化率。

图 1.1 是用人工源传导类电法勘探常规装置 (通过两个电极 A 、 B 供电, 并观测两个测量电极 M 、 N 之间的电位差), 在体极化岩矿石上观测结果的典型例子。从图上看到的电位差随时间的变化, 是因为激电效应产生的电位差 (简称二次场电位差, 记为 $\Delta U_2(T)$ —— 在供电时, 或 $\Delta U_2(T, t)$ —— 在断电后), 在供电后从零逐渐增大 (充电过程) 和断电后逐渐衰减到零 (放电过程) 的结果。当无激电效应时, 电流流过岩、矿石由于欧姆电压降形成的电位差称为一次场电位差, 记为 ΔU_1 。在供电电流稳定的情况下, ΔU_1 不随时间变化。若岩、矿石被激发极化, 则观测到的电位差为一次场电位差 ΔU_1 与二次场电位差 $\Delta U_2(T)$ 之和, 称为总场电位差, 它随供电时间 T 而变, 记为 $\Delta U(T)$:

$$\Delta U(T) = \Delta U_1 + \Delta U_2(T) \quad (1.8)$$

因为刚开始供电时 ($T=0$), 二次场电位差为零, $\Delta U_2(0)=0$, 所以由 (1.8) 式得

$$\Delta U_1 = \Delta U(0) \quad (1.9)$$

于是 $\Delta U_2(T) = \Delta U(T) - \Delta U(0)$ (1.10)

图1.1中虚线便是按 (1.10) 式算出的 $\Delta U_2(T)$ 曲线。将该图所示体极化二次场电位差的充电曲线 $\Delta U_2(T)$ 和放电曲线 $\Delta U_2(T, t)$, 与图1.3所示面极化系数 (或面阻抗) k 的充、放电曲线对比, 可以看出, 它们的形态大体相似; 但体极化的充、放电速度比面极化快得多: 一般体极化充电2~3分钟便已接近于达到“饱和”, 同时, 放电2~3分钟就已接近衰减到零; 而面极化 (在小电

流密度条件下) 充电2~3分钟仅开始出现“饱和”的趋势, 远未达到“饱和”, 同样, 放电2~3分钟也远未衰减到零。充、放电速度的差异是区分体极化和面极化的重要性质。

在用小电流密度激发, 激电效应与电流成线性关系的条件下, 可以引入一个叫极化率的参数来表征体极化岩、矿石的激电性质。极化率 $\eta(T, t)$ 可按下式测量和计算出来:

$$\eta(T, t) = \frac{\Delta U_2(T, t)}{\Delta U(T)} \times 100\% \quad (1.11)$$

式中, $\Delta U(T)$ ——用稳定电流向体极化岩矿石供电, 经一段时间 T , 在断电前测得的总场电位差; $\Delta U(T, t)$ ——在断电后 t 时刻测得的二次场电位差。

由于二次场和总场电位差都与供电电流成线性关系, 所以极化率与供电电流大小无关; 但它是供电时间 T 和放电时间 t 的函数。所以当提到极化率时必须说明它的充、放电时间。我们将长时间充电($T \rightarrow \infty$, 即充电达饱和)和刚断电时($t=0$, 即无延时)测得的极化率 $\eta(\infty, 0)$ 称为极限极化率, 记为 η 。可以证明, 它和按(1.7)式定义的极化率 η 是同一参数。考虑到断电瞬间($t=0$)的二次场电位差就等于供电结束时刻(T)的二次场电位差, 即

$$\Delta U_2(T, 0) = \Delta U_2(T) = \Delta U(T) - \Delta U(0) \quad (1.12)$$

所以

$$\begin{aligned} \eta(T, 0) &= \frac{\Delta U_2(T, 0)}{\Delta U(T)} \\ &= \frac{\Delta U(T) - \Delta U(0)}{\Delta U(T)} \times 100\% \end{aligned} \quad (1.13)$$

对长时间供电的情况, 可表示为

$$\eta = \eta(\infty, 0) = \frac{\Delta U(\infty) - \Delta U(0)}{\Delta U(\infty)} \times 100\% \quad (1.14)$$

还可定义另一个极化率参数:

$$\eta^0(T, 0) = \frac{\Delta U_2(T, 0)}{\Delta U_1}$$

$$= \frac{\Delta U(T) - \Delta U(0)}{\Delta U(0)} \times 100\% \quad (1.15)$$

并称 $\eta^0(T, 0)$ 为初始极化率。对长时间供电情况,表示为:

$$\eta^0 = \eta^0(\infty, 0) = \frac{\Delta U(\infty) - \Delta U(0)}{\Delta U(0)} \times 100\% \quad (1.16)$$

对比(1.13)和(1.15)式,可得出两个极化率参数之间的关系为:

$$\eta(T, 0) = \frac{\eta^0(T, 0)}{1 + \eta^0(T, 0)} \text{ 或 } \eta^0(T, 0) = \frac{\eta(T, 0)}{1 - \eta(T, 0)} \quad (1.17)$$

大量实测资料表明,地下体极化岩、矿石的极化率主要决定于其中所含电子导电矿物的体积百分含量 ϵ 及其结构。一般说来,含量 ϵ 越大,导电矿物颗粒越细小,矿化岩(矿)石越致密,极化率就越大。完全不含电子导电矿物的岩石,其极化率通常很小,一般不超过1~2%,少数可达3~4%^①。激电效应随岩、矿石电子导电矿物含量增高而增强的特性,是激电法成功应用于金属矿普查找矿的物理-化学基础。

§ 1.2 交变电流场中的激发极化效应

一、交变电流场中岩、矿石的激发极化现象

前面我们讨论了在稳定电流(或直流脉冲)激发下的激电效应,其特点是表现为电场随时间的变化(充电和放电过程),故亦称其为“时间域”中的激电效应。激电效应也可在交变电流激发

① 国外文献曾报导,在某些含粘土类矿物的致密岩石上观测到高达10%,甚至更高的极化率;但在我国极少见,仅在内蒙和江苏有两个测区,发现个别地段高岭土上出现近10%的视极化率。

下, 根据电场随频率的变化 (频率特性) 观测到, 此时称其为“频率域”中的激电效应。在前述常规传导类电法装置中, 将供电电源改为交流电源, 并逐次改变所供交变电流的频率 (但保持供电电流的幅值不变), 便可根据测量电极之间电位差的变化、观测到这种 (频率域) 激电效应。

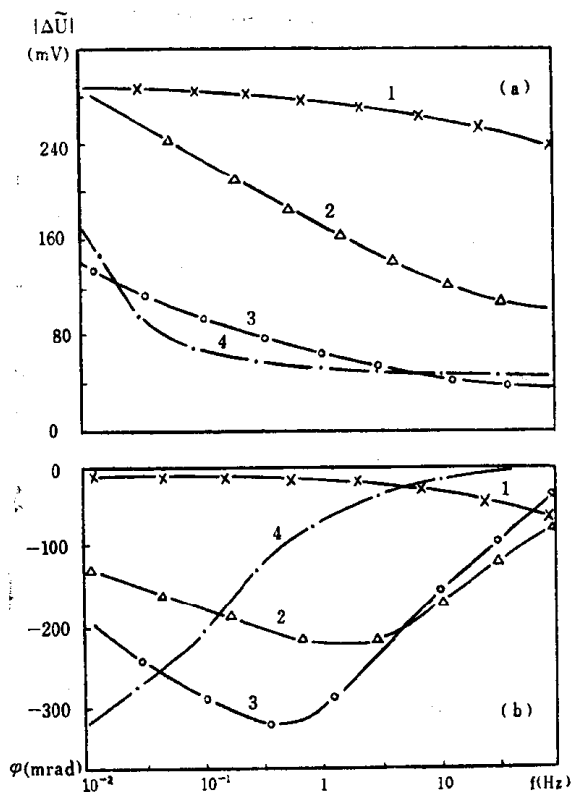


图 1.4 在几块矿石标本上测得的频率特性曲线
(取自文献⁽¹⁵⁾)

(a) 幅频曲线; (b) 相频曲线

1—黄铁矿; 2—辉钼矿; 3—黄铜矿; 4—石墨

图1.4给出了以上述方式在几块矿石标本上的实测结果。其中 (a) 图为总场电位差幅值 $|\Delta \tilde{U}|$ 随频率的变化曲线; (b) 图是

总场电位差 $\Delta\tilde{U}$ ①相对于供电电流 $\tilde{I}$ 的相位移 φ 随频率的变化曲线。为了对比,我们可回忆前一节讨论的稳定电流场中激电效应的时特性(见图1.1的充电过程):激电效应随充电时间延长而从零逐渐变大,并当充电时间相当长时趋于饱和值。图1.4(a)所示幅频特性曲线与上述时特性有很好的对应关系:随着交变电流频率 f 从高频降低,相应的单向供电持续时间或半周期 $T = \frac{1}{2f}$ 从零增大,激电效应便逐渐增强,因而总场电位差幅值 $|\Delta\tilde{U}|$

随之增大;而当 $f \rightarrow 0$ 时,单向供电时间 $T = \frac{1}{2f} \rightarrow \infty$,因而激电效应及总场电位差趋于饱和值。

激电效应的幅频特性及其与时特性的对应关系,可从激电效应的电化机理上得到说明。如前所述,与激电效应的形成和衰减相伴随的电化学反应需要一定的时间,由此决定了直流脉冲激发下的充电和放电过程。当用交变电流激发时,交变电流的频

率 f 与电流单向持续时间(半周期 $T = \frac{1}{2f}$)相对应。 f 越低,相应的 T 越长,因而激电效应(二次场)越强,叠加的结果,总场电位差的幅值 $|\Delta\tilde{U}|$ 就越大。在 $f \rightarrow 0$ 时,相应的 $T \rightarrow \infty$,交流激电效应就相当于无限长直流脉冲的激电效应,故有

$$|\Delta\tilde{U}|_{f \rightarrow 0} = \Delta U(T) |_{T \rightarrow \infty} \quad (1.18)$$

反之, f 越高,相应的 $T = \frac{1}{2f}$ 越短,因而激电二次场越弱,叠加的结果,总场电位差幅值 $|\Delta\tilde{U}|$ 越小。在 $f \rightarrow \infty$ 时,相应的 $T = \frac{1}{2f} \rightarrow 0$,因而激电二次场趋于零,总场就等于无激电效应的一次场,即

$$|\Delta\tilde{U}|_{f \rightarrow \infty} = \Delta U(T) |_{T \rightarrow 0} = \Delta U_1 \quad (1.19)$$

图1.4(b)给出了对同一些标本实测的激电效应相频特性,

① 符号 $\Delta\tilde{U}$ 和 $\tilde{I}$ 等中的“ $\sim$ ”表示它们是交变电流场中的量,其它交变电场中的量,本书也用同样方法表示。