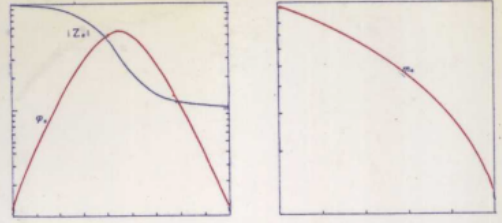


SIP METHOD

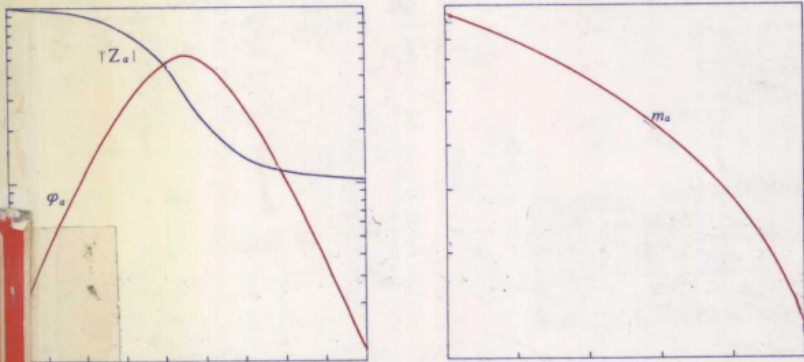


刘崧 著

国家自然科学基金资助项目

# 谱激电法

SIP METHOD



中国地质大学出版社

ISBN 7-5625-1300-7



9 787562 513001 >

定价:18.00 元

国家自然科学基金资助项目

# 谱 激 电 法

刘 崧 著

中国地质大学出版社

## 内 容 简 介

本书对谱激电(SIP)法的基本原理和应用基础理论等问题进行了较详细的论述;对应用基础理论研究中的—些不同的理论和观点作了介绍,其中就一些笔者认为有疑义的理论 and 观点提出了自己的看法。同时,本书在谱激电法的研究方法与方向方面,笔者也阐述了自己的见解。

全书共分为九章,分别论述了岩、矿石激发极化性质、柯尔-柯尔模型及其谱特性、有关极化体电场的理论计算与模拟,常规谱激电反演、有限极化体的视谱、电磁耦合响应及去耦、真柯尔-柯尔参数的求取、时谱激电法原理以及谱激电法的应用等内容。本书可供应用地球物理专业的教师、研究生和本科生以及有关的科学研究人员和地球物理工作者阅读和参考。

### 图书在版编目(CIP)数据

谱激电法/刘崧著. —武汉:中国地质大学出版社,1998.5

ISBN 7-5625-1300-7

- I. 谱…
- II. 刘…
- III. 激发极化法-频谱-时谱-基本原理
- IV. P319

---

出版发行 中国地质大学出版社(武汉市喻家山·邮政编码 430074)

责任编辑 刘先洲 徐建华 责任校对 冯汉英

印 刷 湖北省地质图印刷厂

经 销 湖北省新华书店

---

开本 787×1092 1/16 印张 11.5 字数 290千字

1998年5月第1版 1998年5月第1次印刷 印数1—300册

定价:18.00元

ISBN 7-5625-1300-7/P·479

---

# 前 言

谱激电(SIP)法是以岩、矿石电阻率的频谱或时谱特性差异为基础,通过测量大地的视复电阻率频谱或视时变电阻率谱(或激电场的衰减曲线),寻找电性异常体,并根据描述岩、矿石频谱或时谱的谱参数,评价电性异常体,从而解决找矿、找水等地质问题的一种电法勘探方法。

谱激电法的出现(Pelton等,1978)是从事电法勘探研究的地球物理学家们长期努力的结果。众所周知,电法勘探是金属矿地球物理勘探中的一类最重要的方法,在寻找地下水,解决工程地质问题、环境地质问题和“直接”找油气等方面也有着重要的用途。然而,电法勘探发现的异常,许多都与目标地质体无关。因此,评价电性异常体的性质便成为电法勘探研究中的一个重要的前沿研究课题。电法勘探解决地质问题的依据是岩、矿石的电性差异,主要是导电性差异和激发极化(激电)特性差异,而激电特性本身表现为岩、矿石在交变电流场中的复电阻率性质和在稳定电流场中的时变电阻率性质。因此,地球物理学家在解决评价电性异常体性质这一问题时,一般都从岩、矿石电阻率的频谱特性差异或时谱特性差异着手。在研究岩、矿石的频谱特性或时谱特性时,有的研究者采用定性的方法,例如根据岩、矿石复电阻率在复平面中的性态或激电衰减曲线衰减的快慢来评价电性异常体性质。另一些研究者则采用定量的方法来评价,为了描述岩、矿石的复电阻率频谱,提出过多种柯尔-柯尔模型或其他模型;为了描述激电衰减曲线的性态,提出过多种数学表达式。Pelton等人提出了一个新的柯尔-柯尔模型,通过对大量岩、矿石露头和标本的广频谱复电阻率测量,证实了绝大多数岩、矿石的复电阻率满足这一柯尔-柯尔模型,并证实有可能根据岩、矿石的柯尔-柯尔参数,主要是时间常数( $\tau$ )和极化率( $m$ ),按结构评价电性异常体。他们还根据复电阻率的柯尔-柯尔表达式推导出了时变电阻率(或激电二次场)的柯尔-柯尔表达式,从而通过柯尔-柯尔参数,沟通了频率域和时间域的联系。他们从实践中认识到有限极化体的视复电阻率频谱也满足柯尔-柯尔模型,大地的电磁耦合频谱在频率低于相位峰值频率前也近似满足柯尔-柯尔模型,为用视谱参数描述视谱和分离激电视谱与电磁耦合谱提供了依据。此外,他们还根据计算视复电阻率的一个近似公式,提出了根据实测的极化体的视时间常数、视极化率和极化体的稀释系数求极化体真时间常数和真极化率的诺模图校正法。在这些研究成果的基础上,他们正式提出了谱激电法这一新的电法勘探方法。

谱激电法因为展现了具有评价电性异常体的可能性,这一使广大地球物理学家多年为之奋斗的目标将得以实现,并受到他们的青睐,有关论文还被评为SEG年会的优秀论文。然而,谱激电法要走向实用,仍然有不少的基础或应用基础理论问题有待解决或进一步解决。这些问题就成了从事这方面研究的地球物理学家们的研究重点。它们是:①岩、矿石的复电阻率是否真的满足柯尔-柯尔模型?②有限极化体的视谱是否真的满足柯尔-柯尔模型?③谱激电法能否很好分离激电谱和电磁耦合谱以及如何分离?④谱激电法如何分离不同极化体的视激电谱?⑤谱激电法如何根据实测的视谱求有限极化体的真谱参数?⑥时间域谱激电法是否可行和应当采用什么样的技术?

谱激电法自问世到现在,整整过去了20年。这些基础和应用基础理论问题有的已经得到了解决,有的虽然不能说得到了彻底的解决,但已经有了明确而又正确的解决途径,有的还有待进一步的研究和解决。20年来,谱激电法已经在一些国家(包括我国在内)得到了应用,但应用得并不广泛,还没有成为常规的电法勘探方法。在此情况下,出版一本论述谱激电法基本原理的专著不仅条

件已经成熟,而且很有必要。笔者期望通过本专著的出版,使更多的地球物理学家认识谱激电法,关注谱激电法,把谱激电法基础和应用基础理论的研究引向深入,以期尽快地把该法推向常规的应用中去。

本专著主要论述谱激电法的基础理论和应用基础理论问题,包括岩、矿石的激发极化特性、柯尔-柯尔模型及其谱特性、视复电阻率谱的理论计算与模拟以及上面提到的那些应用基础理论问题。应当说明的是,在谱激电法基础和应用基础理论的研究与发展中,常常存在着一些争议,这是正常现象。在如何根据实测视谱或视谱参数求有限极化体的真谱参数问题上,我国研究得最多(国外仅有谱激电法发明人 Pelton 等的诺模图校正法),但在理论、方法和技术上存在着争议。不少研究者采用以计算视复电阻率或视极化率的近似公式做正演模型,通过反演一个测点的视复电阻率频谱或激电衰减曲线,求有限极化体的真谱参数。笔者及合作者则认为,由于视谱和真谱都满足柯尔-柯尔模型,没有附加信息,仅反演一个测点的视谱是不可能求出有限极化体的除频率相关系数外的其他柯尔-柯尔参数的。因此,提出了联合反演两个或多个测点的视谱求真谱参数的“联合反演法”和先反演几何参数再反演真谱参数的“二步反演法”。显然,笔者及合作者的理论、方法与技术是与其他研究者的理论、方法与技术有原则区别的。由于以近似公式为正演模型直接反演视谱求真谱参数的理论、方法和技术在我国有相当的影响面,不对其进行介绍是不合适的。为此,笔者在本专著中既介绍这些理论、方法和技术(按原作者的观点介绍),也明确地阐述了笔者自己的观点。正确与否留待读者去判断。笔者欢迎读者和持上述观点的研究者进行批评、指正。

笔者及合作者在谱激电法的应用基础理论方面进行过较为广泛的研究,没有这些研究和研究成果,本专著也无法撰写。为此,笔者向主要合作者、原澳大利亚 Macquarie 大学的 Vozoff 教授、中国地质大学(北京)的陈晦鸣教授和笔者过去的学生高鹏飞、官善友等表示感谢。向对笔者进行谱激电法研究提供过帮助的加拿大凤凰公司的 Pelton 博士和原澳大利亚新南威尔士州矿物资源局总地球物理师 Webster 先生和 Klein 博士表示感谢。在本专著撰写过程中,得到中国地质大学(武汉)徐建华副教授和笔者的学生薛继安的帮助,笔者也在此表示感谢。

笔者及合作者在谱激电法应用基础理论的研究中,两次得到国家自然科学基金的资助(项目编号:4860167,49574224)。没有这些资助,一些重要的研究,例如求有限极化体真谱参数的理论、方法和技术的研究,不可能深入进行和取得目前的成果。笔者及合作者目前还正在继续深入进行研究,以期取得更好的成果。在此,笔者对国家自然科学基金委员会及支持笔者观点的评审专家们表示衷心的感谢。

刘 崧

1997年7月1日

于武汉喻家山

# 目 录

第一章 岩、矿石的激发极化性质	(1)
第一节 岩、矿石激发极化的机理	(1)
第二节 稳定电流场中岩、矿石的激发极化特性	(5)
第三节 交变电流场中岩、矿石的激发极化特性	(13)
第四节 时间域测量和频率域测量的等价性	(15)
第五节 激电法测量中的视参数	(16)
第二章 柯尔-柯尔模型及其谱特性	(18)
第一节 柯尔-柯尔 (Cole-Cole) 模型	(19)
第二节 复电阻率的柯尔-柯尔表达式及其谱特性	(21)
第三节 时变电阻率和电场衰减响应的柯尔-柯尔表达式及特性	(27)
第四节 岩、矿石的柯尔-柯尔参数及影响因素	(34)
第三章 极化体电场和视电阻率的理论计算与模拟	(40)
第一节 解析法	(41)
第二节 计算视复电阻率的近似公式	(48)
第三节 数值模拟	(58)
第四节 物理模拟	(64)
第四章 常规谱激电反演	(72)
第一节 阻尼最小二乘法最优化反演	(72)
第二节 谱激电反演	(78)
第五章 有限极化体的视谱	(86)
第一节 均匀电流场中地下单个有限极化体的视谱	(86)
第二节 偶极电流场中地下单个有限极化体的视谱	(96)
第三节 二个或多个极化体的视复电阻率频谱	(100)
第六章 大地的电磁耦合响应及去耦	(108)
第一节 电磁耦合响应的表达式及性质	(108)
第二节 电磁耦合的近似正演模型	(113)
第三节 激电谱和电磁耦合谱的分离	(119)
第七章 求极化体的真柯尔-柯尔参数	(127)
第一节 校正法	(127)
第二节 以近似公式为数学模型的反演法	(134)
第三节 联合反演法	(142)
第四节 求极化体真柯尔-柯尔参数的方法和途径	(149)
第八章 时间域谱激电法	(152)
第一节 时间域谱激电反演	(152)

第二节	时间域谱激电法的可行性·····	(154)
第三节	时间域谱激电法的应用前景·····	(160)
第九章	谱激电法的实际应用·····	(162)
第一节	谱激电法在寻找金属矿中的应用前景·····	(162)
第二节	谱激电法的应用实例·····	(163)
参考文献	·····	(173)



# 第一章 岩、矿石的激发极化性质

当进行野外视电阻率测量或室内岩、矿石标本的电阻率测量时，我们需要通过供电电极向地下或标本内供入稳定电流，在测量电极两端测量电位差。这时，我们会发现，测量电极间的电位差是随时间变化的，一般是增大，并经过一段时间（一般约为一至几分钟）后趋于某一稳定值。断开供电电流后，我们在测量电极间仍然能够观测到有电位差存在，该电位差在断电开始瞬间迅速下降，然后随时间缓慢减小，要经过一段时间（通常和供电开始到电位差达到饱和的时间相当），才会衰减到零（图 1-9）。如果供入地下或标本中的是较低频率（例如  $10^{-2} \sim n \times 10^5$  Hz）的交变电流，则测量到的交流电位差是一复量，并且是频率的函数，其振幅随频率的增大而变化（一般是减小），在高频或低频时都分别趋于某一稳定值。此外，交流电位差相对供电电流还有相位的滞后，该相位值在高频或低频时均趋于零，在某个中间频率时取得极值（图 1-13）。

以上现象表明，大地或岩、矿石标本在外电流场作用下产生了二次电场。根据研究，这种二次电场与介电极化和感应现象无关，而是岩、矿石中的固态物质（矿石、岩石颗粒）与电解质溶液界面上发生的一系列复杂的电化学反应的结果。岩、矿石在外电流场作用下产生这种电化起因的二次电场的现象，称为激发极化（Induced Polarization，简称“激电（IP）”）现象。早在本世纪初，法国地球物理学家施伦贝尔热（Schlumberger）在进行直流电法工作时就发现了这种现象，他还为把这种现象用于地质找矿目的作过努力，并在 1912 年取得了相应的专利（Bleil, 1953）。但是，由于技术上的原因，他的努力没有获得成功。1934 年史密斯-罗斯（Smith-Ross）观测到了岩、矿石的复电阻率性质（Wait, 1959）。然而，直到第二次世界大战结束以后，由于战后恢复和发展生产对矿产资源的需求以及利用战争期间发展起来的高新技术，对激发极化法的研究才又再度兴旺起来，并在 50 年代中叶得到了实际应用，很快便成为固体矿产勘察中的最主要的地球物理方法之一。直到现在，激发极化法仍然是寻找固体矿产的最重要的一种电法勘探方法。此外，在寻找地下水资源、“直接”探测油气藏以及环境污染探测方面，也有着重要的应用。

## 第一节 岩、矿石激发极化的机理

为了有效地应用激发极化法，人们在对激发极化法的方法、技术和解释理论进行研究的同时，也对岩、矿石产生激发极化效应的机理进行了广泛、深入的研究。到了 50 年代末，已经对电子导体和离子导体激发极化的机理有了比较一致的看法。根据这些研究，认为电子导体和离子导体产生激发极化的机理是不一样的。下面分别对其进行介绍。

### 一、电子导体激发极化的机理

所有的实验资料都表明，电子导体的激发极化和电化中众所周知的供电电极电解极化

是同一种现象(柯马罗夫, 1983)。当电子导体和电解质溶液接触时, 由于水的介电常数大, 会有使电子导体表面的原子束缚在电极上的电场力减弱的趋向, 结果会使得一些原子变成离子释放到水中而把电子留在电极上, 这是阳极反应。随着电极附近电解液中金属离子浓度的不断增加, 离子重新和电极上的电子结合形成金属的相反的反应的几率也增大了, 这是阴极反应。最后会逐渐建立起动态平衡关系, 这时两个方向的速率相等, 从而在电子导体和溶液的界面上形成了双电层, 称为自然双电层(图 1-1a)。这样, 电子导体和溶液间就存在了电位

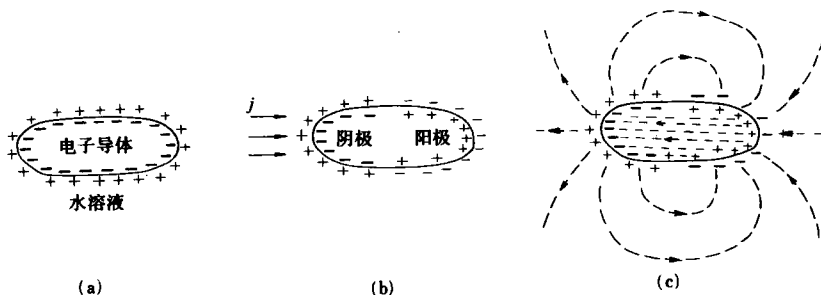


图 1-1 电子导体的激发极化过程示意图

(a) 电子导体和溶液界面上的自然双电层; (b) 在外电流场作用下电子导体和溶液界面上形成的附加双电层 (这里未绘出自然双电层); (c) 附加双电层在电子导体和溶液中产生的二次电流场

差。电子导体相对于溶液的电位差称为平衡电极电位, 这里用  $\varphi_{\text{平}}$  表示。在供稳定电流的情况下 (这里只考虑电传导过程, 不考虑供电瞬间的电磁感应过程), 电流流过上述电子导体—溶液两相系统时, 在外电流场作用下, 电子导体中的载流子(电子)将逆电场方向运动, 使电子导体的电流流入端相当于电解槽的阴极, 该处有过剩的负电荷, 而电流流出端相当于阳极, 有过剩的正电荷。与此同时, 溶液中的载流子(正离子和负离子)也将分别沿电场方向和逆电场方向运动。一部分正离子会流到电子导体的电流流入端, 而一部分负离子会流到电子导体的电流流出端。由于电化学过程的迟缓性, 到达界面的载流子不能立即将电荷从一相传递到另一相, 在界面上就会有剩余的带正、负电荷的载流子的滞留, 形成附加的双电层, 使自然双电层的平衡状态遭受破坏(图 1-1b)。这时, 电极电位  $\varphi$  也就相应地发生缓慢变化。电流通过电极时电极电位偏离平衡值的现象称为电极的极化。附加双电层的电位差使得穿过电极—电解液界面的电流减小, 而为保持流过电极的电流的稳定, 需要一个附加的电压, 故常把某一电流密度下的电位  $\varphi$  与平衡电极电位  $\varphi_{\text{平}}$  间的差值称为超电压(郭鹤桐, 1965), 也称为过电位, 记为  $\Delta\varphi$ :

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{\text{平}} \quad (1-1)$$

在电子导体的电流流入端的电极表面上, 自由电子数量增多, 相当于电极电位向负方向移动, 称为阴极极化; 在电流流出端的电极表面上, 自由电子数量减少, 相当于电极电位向正方向移动, 称为阳极极化。超电压的形成一方面在电子导体的周围溶液中产生了二次电流场(图 1-1c), 使流到两相界面的正、负载流子数量减少, 另一方面加快了界面电化学反应的速度。结果, 滞留在电子导体电流流入端和流出端的载流子的数量不会无限制地增加, 而是最终达到动态平衡。因此, 电子导体和溶液界面上的超电压在供电开始的瞬间迅速建立并急速增大, 之后其增长就随供电时间的持续而变得缓慢, 最后趋于某一稳定值(饱和值)。由于造成电化学反应迟缓性的原因不同, 超电压可以分为放电超电压、吸附超电压和扩散超电压三类, 它们的建立和放电速度也不一样(柯马罗夫, 1983)。

除电解极化外,电子导体的激发极化还可能和界面上发生的其他物理-化学过程有关。例如在导体表面形成的电解产物还可能和溶液发生化学反应,形成新物质;或使“阴极”和“阳极”附近的溶液分别向还原和氧化溶液变化,形成类似于自然极化中那样的氧化-还原电动势等等。

电子导体的激发极化会在电子导体和围岩中产生附加的二次电场,即激发极化电场。供电过程中,激电场叠加在一次场上,构成总电场。总电场随供电时间的增加而增大,最后达到饱和的过程,反映了超电压形成、增大和达到饱和的过程,这一过程也称为充电过程。断开供电电流后,便能独立地观测到激电场。由于作为能量来源的供电电流已被切断,附加双电层就会通过放电而逐渐消失,相应的激电场也就随时间衰减并逐渐消失,这一过程称为放电过程。

## 二、离子导体激发极化的机理

关于离子导体产生激发极化的原因虽然有过不同的假说,但都认为属于与固相和液相两相界面上双电层存在有关的动电现象的放电。目前,电扩散假说是最能解释反映激发极化本质的实验资料(柯马罗夫,1983)。任何地方,只要离子迁移数有变化,就会产生溶液浓度的局部变化和由此引起的扩散电位。由于阳离子的交换特性,在岩石颗粒和周围溶液的分界面上会形成这样的双电层:靠近界面的部分,正离子被固相表面的异性电荷紧紧吸引住,不能自由活动,这是所谓“紧密层”;稍为远离界面处,正离子受固相表面的异性电荷的吸引力的作用较弱,可以在一定范围内平行岩石颗粒表面运动,这就是所谓“分散层”;再往外是正常溶液。“分散层”到正常溶液是逐渐过渡的(图 1-2)。紧密层的厚度与离子直径的数量级相同,约为  $10^{-8}$  m,“分散层”厚度大体可达  $10^{-7} \sim 10^{-6}$  m。

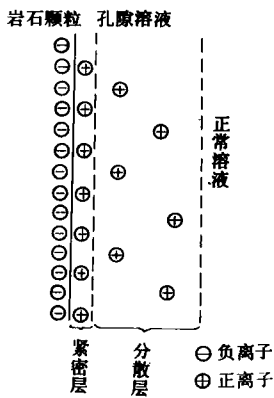


图 1-2 岩石颗粒-溶液界面的双电层结构示意图

岩石溶液中的孔隙通道可以理想化为由粗毛细管和细毛细管相间而构成的毛细管系统(图 1-3)。孔隙断面直径与双电层厚度相当或更小的毛细管称为活动性毛细管,粗的毛细管称为钝性毛细管。在活动性毛细管中,可移动的正离子数超过负离子数;在钝性毛细管中,两者相差无几。在外电流场作用下的活动性毛细管中,阳离子迁移数比在钝性毛细管中的大。由于电流的连续性,两毛细管中正、负离子的迁移总数应相同。

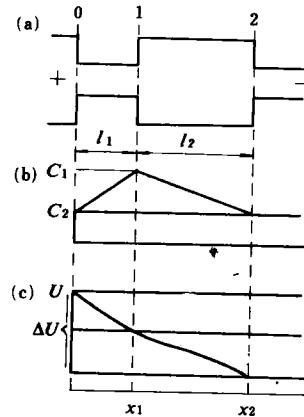


图 1-3 (a) 毛细管系统的模拟; (b) 长时间充电后电解液浓度(C) 的分布; (c) 电位的分布

(柯马罗夫,1983)

因此,正离子迁移数不同,负离子的迁移数也不同,迁移数的变化是一样的。其变化为:

$$\Delta n = n_k' - n_k'' = n_a' - n_a'' > 0 \quad (1-2)$$

式中: $n_k'$ 和 $n_k''$ 分别为细的和粗的毛细管中的阳离子的迁移数; $n_a'$ 和 $n_a''$ 分别为上述毛细管中阴离子的迁移数。

结果,在活动性毛细管的电流流出端形成正、负离子的堆积,而在电流流入端则正、负离子呈现不足,从而形成离子浓度沿毛细管的变化(图 1-3b),所形成的离子浓度梯度会使离子往浓度小的方向扩散,产生扩散起因的电场。该电场会阻碍离子浓度差异的继续增长。所以,随供电时间的持续,浓度梯度的增长不会无限制地进行下去,而是最终达到动态平衡。断电后,维持离子浓度梯度的能源已不复存在,离子通过不断扩散(放电)而逐渐恢复原来的状态,因而二次电场随时间衰减,最后消失。显然,岩石中激电场的建立和衰减的速度决定于离子扩散的路径,即决定于孔隙的构造。颗粒越小,窄孔隙和宽孔隙长度就越短,充、放电速度也就越大。

Vacquier 等(1957)通过实验研究,发现粘土矿物的阳离子交换特性和离子导体的激发极化有着密切的关系。粘土矿物晶格中离子交换位置上有正离子,在离子化以后,粘土颗粒表面形成了高度带电的被束缚(不能移动)的负离子,在其表面松散地吸附了一层正离子,岩石颗粒上常附有薄的粘土矿物层。当岩石颗粒间距离很近时,就会构成一个半渗透地带,称为薄膜(图 1-4)。在电场力作用下,这个带的粘土就会发生电渗析,即薄膜中的金属正离子沿电场方向移动,其位置则大部分被氢离子所取代。电渗析过程要经过一段时间才会达到动态平衡。这个过程就是充电过程。断电后,可交换的正离子慢慢回到原来沿粘土矿物表面分布的正常状态,这就是放电过程。

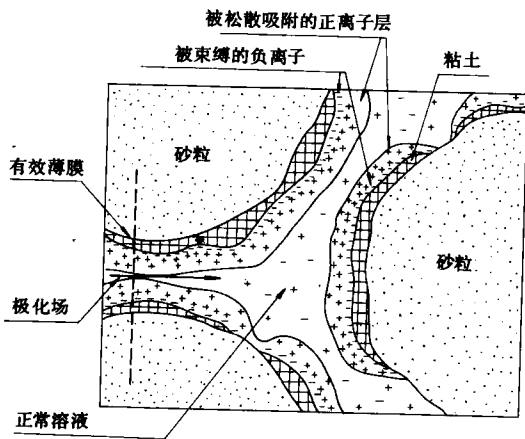


图 1-4 岩石的孔隙和颗粒表面粘土矿物附近的电荷分布情况(Vacquier 等, 1957)

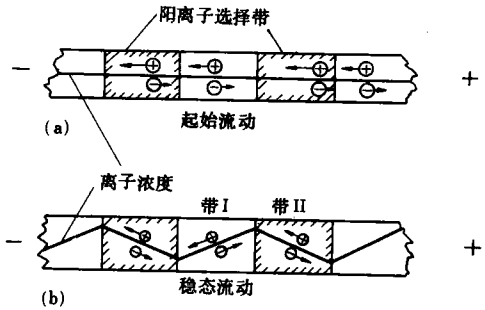


图 1-5 通过薄膜系统的电流造成的离子运动和浓度改变(Marshall 和 Madden, 1959)  
(a) 起始流动;(b) 稳态流动

薄膜极化假说(Marshall 和 Madden, 1959)和电扩散假说本质上是一样的。这种假说认为,岩石中存在有许多正离子迁移数较大的带,称为正离子选择带或薄膜带。

当薄膜带和非薄膜带交替存在时(图 1-5a),在外电流场作用下,薄膜带的电流流出端会出现正、负离子不足,从而形成离子浓度沿薄膜的变化(图 1-5b)。所形成的离子浓度梯度使离子往浓度小的方向扩散,产生扩散起因的二次电场。Marshall 和 Madden 没有说明为什么岩石的孔隙或粘土颗粒会表现这样多的薄膜

性质,但不少地球物理学家把薄膜极化归之于粘土类和一些纤维状、层状矿物的独特性质,而在粘土矿物中电渗析过程是占显著地位的。薄膜极化假说可以解释含粘土矿物的岩石的激电效应,尤其是一些含粘土矿物的岩石的高于常见背景值的激发极化,但是不能解释不含粘土矿物的岩石的激发极化,尽管这种极化并不大。

## 第二节 稳定电流场中岩、矿石的激发极化特性

在激发极化法的理论与实践,为了研究方便起见,把极化体分为理想的两大类:面极化体和体极化体。前者系指激电效应仅发生在整个极化体与围岩的分界面上的极化体,后者指的是激电效应发生在整个极化体内(包括与围岩的边界上)的极化体。为了研究这两类极化体的电性和激电场,人们进行过广泛的理论和实验研究。离子导电岩石、浸染状金属矿体和矿化岩石属于体极化体,是所有研究激电效应的地球物理学家的共识。研究体极化特性对于寻找固体矿产具有重要意义。正是由于体极化效应,激发极化法才具有其他电法勘探方法不具备的、能寻找浸染状金属矿的能力。研究体极化也对认识激电场的背景和干扰因素有重要意义。但是,在对致密金属矿体、石墨矿体等是面极化体还是体极化体这一问题的认识上,则经历了一个曲折的过程。开始,不少人认为致密金属矿体是面极化体,其激电效应仅发生在极化体与围岩的分界面上。从这一观点出发,发展了面极化体电场的计算理论,得出了激发极化法不能寻找致密金属矿体的结论(萨柯夫采夫,1955;布拉谢维奇,1957)。Seigel(1959)发展了体极化体电场的计算理论,从这一理论出发,也得出了激发极化法不适于寻找致密硫化矿体的结论。柯马罗夫(1957)指出,矿石常常是被许多含水的小裂隙分割成各单独部分的,在计算致密矿体的激电场时,考虑各单个部分的激电效应的总和要比只考虑矿体和围岩的接触分界面能得到更合适的结论。Madden和Cantwell(1967)根据自己的实践认为,“致密”硫化矿在导电意义上可能不是真的致密的。Pelton等人(1978)在露天开采的致密硫化金属矿露头上进行频谱激电测量的结果表明,火山成因的致密硫化金属矿是体极化的,组成致密硫化物基质的颗粒之间电性联系差,单独的颗粒都是极化的。笔者(刘崧,1983)认为,实际中的致密矿体是由若干极化单元组成的,当各极化单元之间相互影响不大,且每一极化单元的尺度足够小以至于相对于观测点可视为偶极元时,便属于体极化。激电效应发生在整个极化体表面的,称为整体面极化。这样的致密矿体实际上是很少的。不属于体极化及整体面极化的致密矿体,当其二次场强度决定于所有可极化的面积的大小时,则可称之为“分区面极化”。当然,在分区面极化和体极化间还可能有过渡的类型。

尽管实际中的致密金属矿体属于整体面极化的很少,但某些激发极化法(例如激发极化法测井)所遇到的致密金属矿体却常可能表现出面极化性质。此外,所有电子导体的激发极化从本质上讲,都是发生在电子导体和电解液两相界面上的超电压现象,是表面极化。因此,研究面极化特性对于认识金属矿体的激发极化来说,是必不可少的。

岩、矿石的激发极化特性可以在实验室通过对其标本进行测量来确定,也可以在野外岩、矿岩露头上用小四极法测量确定。实验室测量可以采用图1-6所示的简单装置。盛放岩、矿石标本和电解质溶液的容器为长方形有机玻璃盒(或木盒涂上一层石蜡),其两端安放有紫铜薄片制成的供电电极A、B。切割好的标本置于盒的中部,用石蜡(或橡皮泥)密封其底部和两侧与盒接触处,使盛溶液时标本两侧的溶液不能相互连通。A、B电极通过导线、换向开关 $K_2$ 和一个阻值较大的电位器R与供电电源(干电池或直流稳压电源)相连接。电位器的作用是保持电

流稳定和改变电流大小。测量电极  $M$ 、 $N$  可采用甘汞不极化电极，它们通过导线与具有高输入阻抗的测量仪器相连接。测量面极化特性(超电压)时，测量电极  $M$  置于电子导电标本上，不与溶液接触， $N$  极则置于标本一侧紧靠标本的溶液表面浅处。改变换向开关可以分别测量阳极和阴极超电压。测量体极化特性时，两个测量电极分别置于标本两侧紧靠标本的溶液表面浅处。

### 一、面极化特性

面极化特性指的是电子导体和溶液接触界面上的超电压特性。

#### 1. 时间特性

图 1-7 为浸在自来水中的石墨和黄铁矿标本在不同电流密度的外电流场激发时的阳极超电压和阴极超电压随充电时间和放电时间的变化曲线，超电压是用电流密度归一化了的( $k = |\Delta\varphi/j_n|$ )。由图可见，这两种矿物的超电压充、放电过程的总趋势是类似的。充电时，超电压开始随充电时间迅速增大，然后增长速度变缓慢，最后趋于某一“饱和值”。断电后，超电压先是随时间迅速下降，然后衰减速度逐渐变缓慢，最后衰减到零。充、放电曲线在形态上呈“倒像相似”。

充、放电速度的快慢还与外电流场的大小密切相关。当外电流场电流密度不大时( $j_0 \geq 1\mu\text{A}/\text{cm}^2$ )，充、放电速度都较慢；充电 2 分钟(石墨标本)，甚至 5 分钟(黄铜矿标本)尚未达到饱和；放电 2 分钟(石墨标本)，甚至 5 分钟(黄铜矿标本)仍不能衰减到零。随着外电流场电流密度的增大，充、放电速度也增大。

#### 2. 电流特性

从图 1-7 可以看到，当外电流密度不大( $j_0 \leq 1\mu\text{A}/\text{cm}^2$ ) 时，归一化超电压的大小与电流密度的大小和方向无关，这表明超电压与外电流密度有线性关系，且阴极超电压和阳极超电压相同(称阴、阳极为均势)。这时以下关系式成立：

$$\frac{\Delta\varphi_-}{j_0} = \frac{\Delta\varphi_+}{j_0} = K(\text{常数}) \quad (1-3)$$

式中： $\Delta\varphi_-$  和  $\Delta\varphi_+$  分别为阴极和阳极超电压。

当外电流密度较大时(对石墨  $j_0 \geq 40\mu\text{A}/\text{cm}^2$ )，对黄铜矿  $j_0 \geq 5\mu\text{A}/\text{cm}^2$ )，充、放电曲线明显偏离小电流密度时的相应曲线，而且电流密度越大，偏离越大。这表明此时超电压和外电流密度的线性关系已不再成立，具有了非线性特征。此外，阴、阳极超电压的充、放电曲线彼此分离，说明阴、阳极均势已不复存在。对石墨而言，当  $j_0$  增大出现非线性时，阳极超电压大于阴极超电压，为阳极优势。在更大的  $j_0$  时，充电初期为阳极优势，随充电时间的增加，逐渐变为阴极优势。黄铜矿则不同，在非线性时，总是表现为阴极优势。

超电压和电流密度的关系，除与电子导电矿物的成分有关外，还和溶液的成分和浓度有关。图 1-8 是不同成分的溶液中黄铜矿和磁铁矿超电压和外电流密度的关系曲线。由图 1-8a 可以看出，电流密度小时，黄铜矿的超电压与电流密度有线性关系，并且阴、阳极均势，但在电流密度大时则表现出非线性。在自来水中表现为阳极优势，但在其他溶液中则为阴极优势。磁铁矿的超电压电流特性(图 1-8b) 与黄铜矿有所不同，在小电流密度时也为线性，但表现线性的

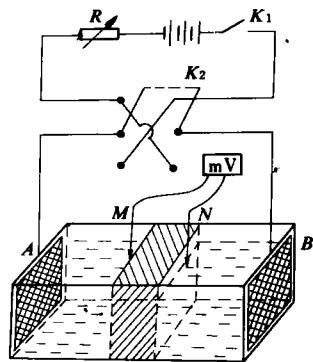


图 1-6 测量岩、矿石标本激发极化特性的装置简图

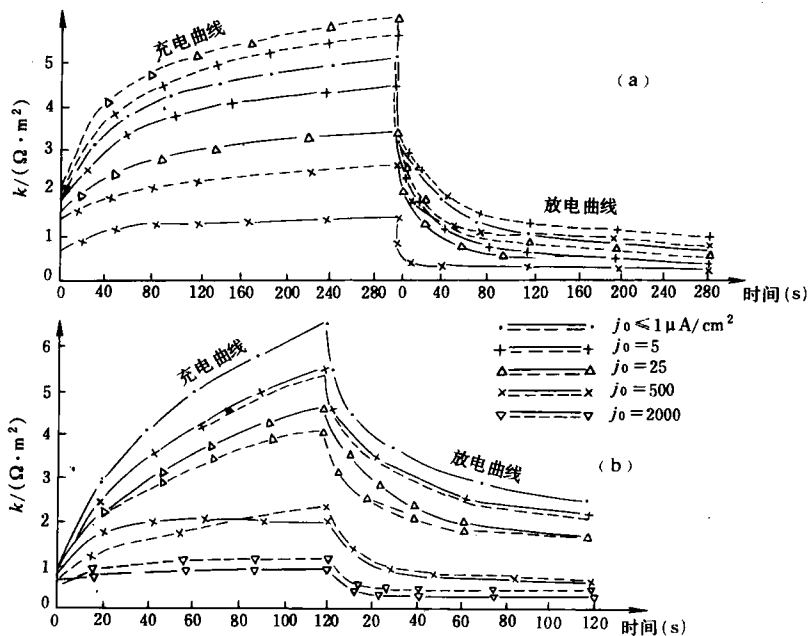


图 1-7 石墨(a)和黄铜矿(b)标本的阳极(实线)和阴极(虚线)超电压充、放电曲线(傅良魁,1982)

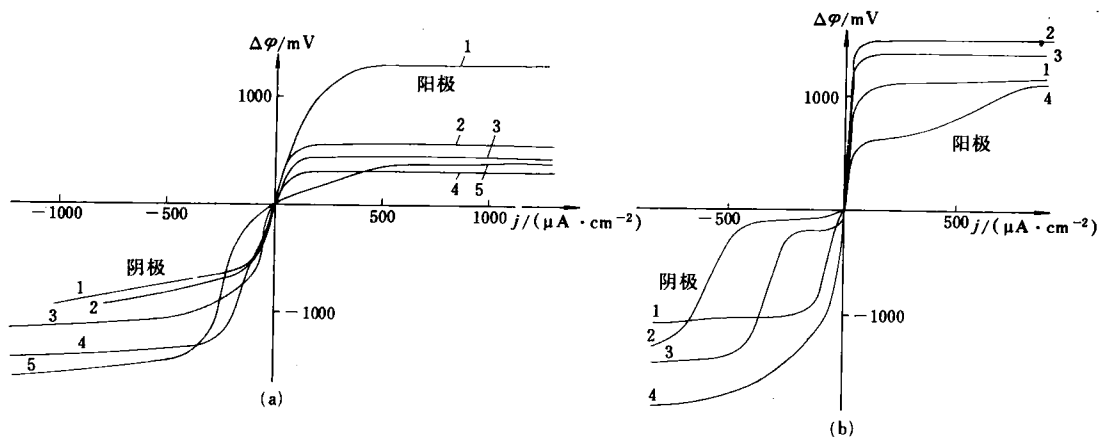


图 1-8 在单位浓度的不同成分的溶液(溶剂为自来水)中黄铜矿(a)与磁铁矿(b)的超电压和电流密度的关系(柯马罗夫,1983.柯马罗夫等,1958)

(a) 1—自来水; 2—KOH; 3— $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ ; 4— $\text{H}_2\text{SO}_4$ ; 5— $\text{CuSO}_4$

(b) 1— $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ ; 2— $\text{H}_2\text{SO}_4$ ; 3— $\text{CuSO}_4$ ; 4—KOH

充电时间  $T = 2 \text{ s}$ ; 延时  $t = 0.2 \text{ s}$

电流密度范围较小,在电流密度稍大时即出现非线性。在一些溶液中表现为阴极优势,而在另一些溶液中则表现为阳极优势。此外,在电流密度增加到某一数值时会出现饱和,但再继续增

大电流密度,超电压又会再次增大。

在大电流密度激发下,电子导电矿物超电压的非线性特性从物性上提供了利用非线性测量区分不同矿物引起的激电异常的可能性。然而,应当指出,在现今的地面激电法测量中,即使致密金属矿体真的是整体面极化或分区面极化的,其可极化表面的极化电流密度,一般都不会超过超电压电流特性(表现为线性时的)电流密度范围。除了激发极化测井外,利用这种非线性特征识别矿物的可能性是极小的。

### 3. 面极化系数

在进行地面激电法测量时,流过致密矿体表面的电流密度通常都很小,在此条件下,对一定的充、放电时间,超电压与流过界面的电流密度法向分量  $j_n$  成正比:

$$\Delta\varphi = -kj_n \quad (1-4)$$

式中:负号表示超电压增加的方向(由双电层带负电的一侧到带正电的一侧的方向),与电流密度方向相反;系数  $k$  为单位法向电流密度下形成的超电压,是表征面极化特性的系数,称为面极化系数。

前面曾讲到过超电压使流入电子导体的电流减小,可见电子导体的超电压等效于电子导体与溶液界面阻抗的增加。将(1-4)式与欧姆定律对照后不难看出,面极化系数  $k$  等效于电流流过电子导体—溶液界面时单位面积上呈现的电阻,故又称  $k$  为电子导体—溶液界面的面电阻率。在电法勘探中,其单位为欧姆·平方米( $\Omega \cdot \text{m}^2$ )。 $k$  与电子导体的性质、溶液性质和充、放电时间均有关系(这里系指在小电流密度下)。在不同条件下对各种金属和电子导电矿物进行测量得到的面极化系数的数据表明,当长时间充电时, $k$  的数量级为  $n \times 10^{-1} \sim n \times 10^1 \Omega \cdot \text{m}^2$ 。表 1-1 列出了在同样溶液和充、放电时间条件下,对不同金属矿物测量得到的  $k$  值。它表明这些金属矿物的激发极化性质,按下列顺序由强变弱:石墨、黄铜矿、磁铁矿、黄铁矿、方铅矿和磁黄铁矿。

表 1-1 几种电子导电矿物在  $0.1\text{NNa}_2\text{SO}_4$  溶液中的面极化系数  $k$  值 (柯马罗夫, 1980)

( $\text{pH}=7, j_0=1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ , 充电后  $0.2 \text{ s}$  观测)

矿物名称	石 墨	黄铜矿	磁铁矿	黄铁矿	方铅矿	磁黄铁矿
$k$ (阴极) ( $\Omega \cdot \text{m}^2$ )	14.1	10.0	9.9	7.5	2.5	0.4

在很多情况下,电解液浓度增加,电阻率减小,会造成  $k$  值的减小,但如果取  $k$  与溶液电阻率  $\rho$  的比值作为面极化系数,则有:

$$\zeta = \frac{k}{\rho} = \frac{\Delta\varphi}{E_n} \quad (1-5)$$

此面极化系数  $\zeta$  要比  $k$  稳定得多 (表 1-2)。

面极化系数  $\zeta$  的单位为  $\text{m}$ , 由于其比较稳定, 故比  $k$  更为常用。



表 1-2 改变溶液浓度时铜的极化与溶液电阻率的关系 (柯马罗夫, 1983)

(充电时间  $T=2 \text{ min}$ , 放电时间  $t=0.2 \text{ s}$ )

$\rho_{\text{溶液}} (\Omega \cdot \text{m})$	$\Delta\varphi (\text{mV})$ ( $j=5\mu \text{ A/cm}^2$ )	$k (\Omega \cdot \text{m}^2)$	$E (\text{V/m})$	$\zeta (\text{m})$
21.0	940	18.8	1.05	0.90
11.0	515	10.3	0.55	0.94
5.8	348	6.96	0.29	1.20
3.7	240	4.80	0.18	1.30
2.4	131	2.62	0.12	1.09

## 二、体极化特性

体极化是分布于整个极化体中的许多微小的极化单元(相对于观测点而论)的极化效应的总和。体极化岩、矿石的激电效应表现为在供电时岩、矿石上任意两点间电位差的变化和断电后存在随时间衰减的电位差。用图 1-6 的装置可以测量供电时的电位差变化和断电后的电位差衰减。图 1-9 是实测的黄铁矿化岩石标本的充、放电特性。

### 1. 时间特性

由图 1-9 可见,刚开始供电的瞬间, $M$ 、 $N$ 之间存在电位差  $\Delta U_1(\Delta U(0))$ ,称为一次场电位差。随供电时间  $T$  的增加,开始时电位差  $\Delta U(T)$  迅速增大,然后增长速度变缓慢,最后趋于某一“饱和值”。这表明在供电时产生了二次电场,供电时的电位差  $\Delta U(T)$  是一次场电位差  $\Delta U_1 = \Delta U(0)$  和二次场电位差  $\Delta U_2(T)$  之和,称为总场电位差:

$$\Delta U(T) = \Delta U_1 + \Delta U_2(T) \quad (1-6)$$

总场电位差减去一次场电位差,即得二次场电位差。二次场电位差的充电特性如图 1-9 中曲线  $b$  所示。断电后,二次场电位差在断电开始瞬间迅速下降,之后放电速度逐渐变缓慢,最后衰减到零。实验表明,体极化岩、矿石的二次场电位差和供电电流密度之间总是存在线性关系的。对于线性介质,充电过程和放电过程是一致的。故对于体极化介质,长时间充电后断电的二次场放电曲线与充电曲线在形状上呈镜像相等 (Wait, 1958):

$$\Delta U_2(t) = \Delta U(\infty) - \Delta U(T) \quad (t = T) \quad (1-7)$$

式中: $t$  是放电时间。上式表明,充电达到饱和时的总场电位差减去某一时刻  $T$  的总场电位差,等于断电后  $t = T$  时的二次电位差。也就是说,如果把图 1-9 中充电曲线  $a$  及其渐近值  $\Delta U(\infty)$  间所夹图形(用竖线条表示部分)的纵坐标颠倒,该图形就和放电曲线  $c$  和横轴所夹图形(亦为竖线条表示部分)完全相同。与图 1-7 面极化体超电压的时间特性相比较,它们之间充电曲线和放电曲线也是分别彼此相似的。不同的是,体极化岩、矿石二次场的充、放电速度要比处于线

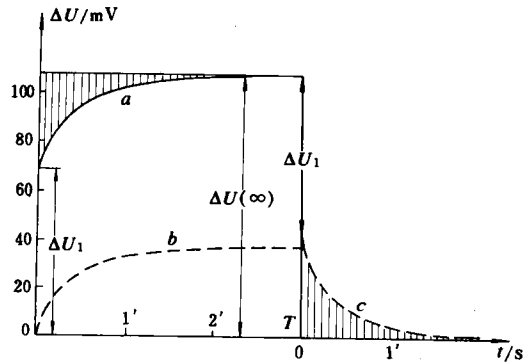


图 1-9 黄铁矿化岩石标本的充、放电特性  
a— $\Delta U(T)$  充电曲线; b—换算的  $\Delta U_2(T)$  充电曲线;  
c— $\Delta U_2(t)$  放电曲线