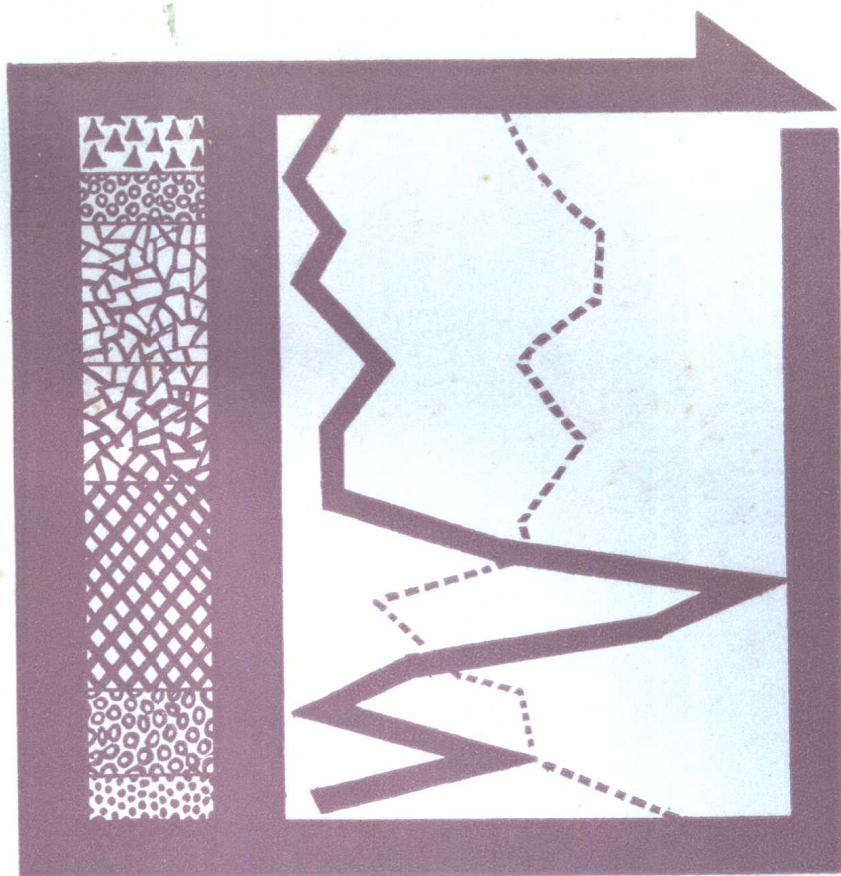




蔡柏林 黃智輝 谷守民 編著  
地 質 出 版 社

# 井中激发极化法

JING ZHONG JI FA JI HUA FA

P631.224-003

# 井中激发极化法

蔡柏林 黄智辉 谷守民 编著

地质出版社

## 内 容 提 要

本书共有七章,即:岩矿石的激发极化机理和特性;井中激发极化法的物理模拟和数学模拟方法;激发极化测井;野外工作方法和技术;井中激发极化法的正常场;井中激发极化法的正反演问题;应用实例。书中集中反映了近年来国内的研究和应用成果,并对国外的一些研究及进展作了概要的介绍。可供地质及有关部门物探人员及地质院校物探专业师生阅读参考。

本书由蔡柏林、黄智辉、谷守民等同志编写,方松耕同志审订。

## 井中激发极化法

蔡柏林 黄智辉 谷守民 编著

\*

地质矿产部书刊编辑室编辑

责任编辑:张怀素

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:  $787 \times 1092^{1/16}$  印张:  $14^{3/4}$  字数: 342,000

1983年5月北京第一版·1983年5月北京第一次印刷

印数: 1—1,960册 定价: 2.70 元

统一书号: 15038·新918

# 前 言

井中激发极化法是近年才在国内获得推广应用的一种有效的金属矿钻孔地球物理方法。实践证明，它与其它钻孔地球物理方法合理地综合应用，可在金属矿普查勘探的各个阶段解决一系列地质问题。为了向地质勘探部门和读者提供这种勘探手段，本书对方法的理论、工作方法技术、成果解释和应用实例作了系统的叙述。书中集中地反映了近年来国内的研究和应用成果，并且对国外的一些研究及进展作了概要的介绍。本书可供物探科技人员和地质院校师生阅读参考。

本书由蔡柏林、黄智辉、谷守民编著，方松耕审订。邢凤桐、赵玉璞、郭绍洪等对书稿作了审阅，并提出了许多宝贵的意见。在编写过程中，内蒙古自治区地质局、物探大队曾给予大力支持。安臻、杨伯华、赵永忠、李大心等同志提供了许多宝贵的原始资料，在此一并致谢。

由于编著者水平有限，书中不妥之处请读者批评指正。

# 目 录

|                             |    |
|-----------------------------|----|
| 绪 言                         | 1  |
| 第一章 岩矿石的激发极化机理和特性           | 3  |
| 第一节 岩矿石的激发极化机理              | 3  |
| 一、电子导电金属矿石的激发极化机理           | 3  |
| 二、离子导电岩石的激发极化机理             | 5  |
| 第二节 岩矿石的激发极化特性              | 6  |
| 一、面极化和体极化                   | 6  |
| 二、表征岩矿石激发极化性质的参数            | 10 |
| 三、矿物和岩石的极化率                 | 12 |
| 第三节 影响岩矿石极化率的各种因素           | 15 |
| 一、影响浸染状矿石和矿化(石墨化)岩石极化率的各种因素 | 15 |
| 二、影响离子导电岩石极化率的各种因素          | 19 |
| 第二章 井中激发极化法的物理模拟和数学模拟方法     | 22 |
| 第一节 物理模拟方法                  | 22 |
| 一、物理模拟的相似性条件                | 22 |
| 二、模型实验的工作技术                 | 23 |
| 第二节 数学解析模拟方法                | 24 |
| 一、表面极化体的边界条件                | 24 |
| 二、体积极化场的边界条件                | 25 |
| 第三节 有限差分数值模拟方法              | 30 |
| 一、直角坐标系中的有限差分数值模拟方法原理       | 30 |
| 二、圆柱坐标系中的有限差分数值模拟方法原理       | 34 |
| 第四节 有限元素数值模拟方法              | 37 |
| 一、圆柱坐标系中的有限元素数值模拟方法原理       | 37 |
| 二、直角坐标系中的有限元素数值模拟方法原理       | 42 |
| 第五节 有关数值模拟的几个问题             | 45 |
| 一、场参数的计算                    | 45 |
| 二、网格和元素的近似性                 | 48 |
| 三、超松弛迭代法及其初值的确定             | 48 |
| 四、有限差分法和有限元素法的比较            | 49 |
| 第三章 激发极化测井                  | 50 |
| 第一节 激发极化测井和人工电位测井           | 50 |
| 第二节 激发极化测井的工作方法和技术          | 51 |
| 一、视极化率和视电阻率                 | 51 |
| 二、电极系类型及其探测半径               | 52 |
| 三、激发极化测井的工作方法和技术            | 54 |

|                             |     |
|-----------------------------|-----|
| 第三节 视极化率测井曲线的定性分析           | 55  |
| 一、分析视极化率测井曲线的理论依据           | 55  |
| 二、高级化厚层理想梯度电极系的视极化率测井曲线     | 57  |
| 三、高级化厚层理想电位电极系的视极化率测井曲线     | 60  |
| 四、高级化厚层视极化率测井曲线的形态特征        | 61  |
| 第四节 视极化率测井曲线的影响因素           | 61  |
| 一、岩层厚度的影响                   | 63  |
| 二、极化率和电阻率的影响                | 63  |
| 三、 $MN$ 极距的影响               | 66  |
| 四、岩层倾斜的影响                   | 67  |
| 五、井液的影响                     | 68  |
| 第五节 利用激发极化测井曲线确定岩层界面和判断井旁盲矿 | 71  |
| 一、利用激发极化测井曲线确定岩层界面          | 71  |
| 二、利用激发极化测井曲线判断井旁盲矿          | 72  |
| 第六节 利用激发极化测井曲线确定岩石的电阻率和极化率  | 73  |
| 一、横向激发极化测井的原理               | 74  |
| 二、横向激发极化测井的工作方法和资料整理        | 78  |
| 三、实测IPL曲线与理论量板的对比解释         | 81  |
| 四、IPL量板的影响因素及应用条件           | 83  |
| 第四章 野外工作方法和技术               | 85  |
| 第一节 地表-井中方式的野外工作方法和技术       | 85  |
| 一、测量装置和点距的确定                | 85  |
| 二、方位测量的最佳 $r$ 及方位数的确定       | 89  |
| 三、无穷远 $B$ 极距离的确定            | 90  |
| 四、参数和背景值的选择                 | 91  |
| 第二节 井中-地表方式的野外工作方法和技术       | 93  |
| 一、 $A$ 、 $B$ 电极位置的确定        | 93  |
| 二、井-地方式测量方法的选择              | 94  |
| 三、井-地方式参数的选择和计算             | 96  |
| 第三节 井中-井中方式的野外工作方法和技术       | 100 |
| 一、单井井-井方式测量方法的选择            | 101 |
| 二、双井井-井方式测量方法的选择            | 101 |
| 第四节 井中不极化电极的类型和制作           | 103 |
| 第五节 质量评价、资料整理和成果图示          | 105 |
| 一、质量评价                      | 105 |
| 二、资料整理                      | 106 |
| 三、成果图示                      | 107 |
| 第五章 井中激发极化法的正常场             | 108 |
| 第一节 均匀各向同性介质的正常场            | 108 |
| 一、井中-地表方式的正常场               | 109 |
| 二、井中-井中方式的正常场               | 113 |
| 三、地表-井中方式的正常场               | 121 |



|                                                       |     |
|-------------------------------------------------------|-----|
| 第二节 均匀各向异性介质的正常场 .....                                | 123 |
| 一、井中-地表方式的正常场 .....                                   | 126 |
| 二、井中-井中方式的正常场 .....                                   | 129 |
| 三、地表-井中方式的正常场 .....                                   | 133 |
| 第三节 水平两层介质的正常场 .....                                  | 136 |
| 一、井中-地表方式的正常场 .....                                   | 138 |
| 二、井中-井中方式的正常场 .....                                   | 141 |
| 三、地表-井中方式的正常场 .....                                   | 143 |
| 第六章 井中激发极化法的正反演问题 .....                               | 146 |
| 第一节 地表-井中方式的正反演问题 .....                               | 146 |
| 一、发现井旁盲矿, 确定其空间位置 .....                               | 146 |
| 二、预报井底盲矿, 确定其深度 .....                                 | 170 |
| 第二节 井中-地表方式的正反演问题 .....                               | 174 |
| 一、发现井旁盲矿, 追索和圈定矿体或矿化带的范围 .....                        | 174 |
| 二、预报和确定井底或井底旁盲矿 .....                                 | 185 |
| 第三节 井中-井中方式的正反演问题 .....                               | 189 |
| 一、发现井间盲矿 .....                                        | 191 |
| 二、查明和追索井间矿体的位置及其连续性 .....                             | 194 |
| 第七章 应用 .....                                          | 203 |
| 第一节 多金属硫化矿床上的应用 .....                                 | 203 |
| 一、验证评价地面激电异常, 确定异常源的地质起因 .....                        | 204 |
| 二、校验钻孔地质剖面, 查明打丢、漏编的矿层, 确定矿层深度和厚度, 指导岩矿心的化学采样分析 ..... | 207 |
| 三、寻找井旁或井底盲矿, 确定其相对于钻孔的位置 .....                        | 208 |
| 四、在地表追索和圈定矿体或矿化带的范围 .....                             | 215 |
| 五、确定相邻见矿孔中矿层的电相关性, 了解井间矿体赋存状态, 圈定矿体轮廓 .....           | 218 |
| 第二节 在弱磁性铁矿上的应用 .....                                  | 223 |
| 专业符号及其意义 .....                                        | 227 |
| 参考文献 .....                                            | 228 |

## 绪 言

在钻孔中进行激发极化测量的各种工作方式,统称井中激发极化法(简称井中激电)。就某种意义上说,它是地面激发极化法在钻孔中的扩大应用,因为它们地球物理基础和探测对象是相同的,所使用的电极排列、仪器设备和方法技术亦相类似。

初期(五十年代)的井中激发极化法称人工电位测井,其测量方法是保持供电电流恒定,沿井连续记录断电后的激发极化二次场电位差,主要用于油田和煤田勘探中划分和校验钻孔地质剖面,查明和评价含油层或煤层。这种测量方式的主要缺点是:测量结果受岩矿层电阻率的影响,特别是钻孔地质剖面电性剧烈变化的金属矿区,人工电位测井不可能提供比视电阻率测井更有价值的资料。由此,进而发展了时间域和频率域,并采用电位差比值的井中激发极化测量。在金属矿区,随着普查勘探深部隐伏矿体的需要,为了扩大钻孔的有效半径,在六十年代初期按供电和测量装置所在位置的不同,逐渐形成了一整套井中激发极化法的工作方式,它可分为以下三种:

一、地表-井中工作方式,简称地-井方式,即供电电极 $A$ 置于地面,供电电极 $B$ 离井口相当远作为“无穷远”极,测量装置 $MN$ (常用梯度装置)则置于钻孔中并沿井进行激发极化测量。常用的有两种排列:一种是把金属套管用作 $A$ 电极,即所谓井口接地( $r=0$ )地-井方式。另一种是供电电极 $A$ 置于距井口某一距离 $r$ ,并改变其相对于钻孔的方位,在井中对每一不同 $A$ 极方位进行逐次激发极化测量,称作地-井方式方位测量。它可用来查明井旁盲矿并确定其空间位置。

二、井中-地表工作方式,简称井-地方式,即把供电电极 $A$ 放入钻孔中,供电电极 $B$ 仍为“无穷远”极,测量装置则置于地面。固定井中供电点源 $A$ 的深度,在地面按一定测网(通常是方格网,也可用以井口为中心的辐射网)沿剖面测量的排列,称为井-地方式剖面测量,它主要用来圈定和追索矿体或矿化带范围。相反,若在井中改变供电点源 $A$ 的深度,在地面移动测量装置 $MN$ ,或距井口某一距离固定测量装置进行激发极化测量的排列,称作井-地方式激电测深,它主要用来预报井底盲矿。

三、井中-井中工作方式,简称井-井方式。其中把供电和测量装置放入同一钻孔中进行激发极化测量的称单井井-井方式。激发极化测井、大极距三极梯度排列等均属此类。把供电电极 $A$ 放入一个钻孔中某一深度,电极 $B$ 仍在地面为“无穷远”极,而把测量装置(梯度或电位)放入相邻的另一钻孔中进行激电测量的排列称作双井井-井方式。它主要用来发现井间盲矿,确定已被钻孔揭露的矿层间的电性连续性(电相关性)。

在井-地或井-井方式中,若被探测的对象是良导体,这时供电点源 $A$ 可供直流或低频交流电,然后在地面或井中测量一次场或由矿体引起的交变磁场,这就是井中充电法。双井方式的井中充电法也称电对比法。实践证明,对致密状良导金属矿体使用井中充电法可获得满意的地质效果。

从上列三种工作方式不难看出,在钻孔中进行激发极化测量有其突出的优点,因为不管哪一种工作方式,供电或测量装置之一(或全部)总是放入钻孔深部使其接近于被探测



的对象,从而增大激发极化强度或被接收的激发极化响应。其次,在地下测量还可减小地表和覆盖层以及外来电的干扰。异常效应的增大和干扰的减小,最终将使方法的探测能力增强。另外,井中激发极化测量是以钻孔轴为测线,接收来自钻孔周围地下空间的激电响应,这就增加了异常的有用份量。正因为如此,发现小而深的高极化体的机会也就比地面激电测量要大得多。然而地下激电测量也存在着种种复杂因素,首先地下的激发源和异常源都会受地球空气分界面的影响,“虚像”的作用使井中激电资料的处理解释复杂化;再则地下激电测量实质上是一种全域测量,由于极化的方向性和测量装置不可避免地会垂直穿越供电点源,致使极化场和装置系数发生畸变,从而使视极化率 $\eta_s$ 和视电阻率 $\rho_s$ 变为不定值,并出现负极化效应。另外,当供电点源 $A$ 距极化体很近时(充电时是直接接触),由于高电流密度,阴极极化和非线性极化效应可能变得十分显著。凡此种种,都会使地下激发极化测量的异常效应及其解释理论比地面激电测量要复杂。还有,地下激电测量电极排列布置的灵活性往往受钻孔通道的严格限制,通常要求在高湿度、高压甚至高温条件下进行,所以在仪器设备、电极类型和工作方法技术方面便与地面激电测量有所不同。就这些方面说,井中激发极化法并不是地面激发极化法在钻孔中的一种简单的扩大应用。

在国内,对井中激发极化法较系统的理论研究和试验应用始于七十年代初期,一九七六年推广。此后,在普查勘探多金属矿和高极化弱磁铁矿(主要是赤铁矿)床的各个阶段中,如用于发现井旁盲矿,确定其空间位置;预报井底盲矿,估计其深度以指导钻探施工;圈定和追索矿体或矿化带范围;确定相邻钻孔间岩矿层的电性连续性等方面都取得了一定的地质效果。目前已成为金属矿钻孔地球物理综合方法中有效方法之一。由于生产需要的激励,井中激发极化测量的应用领域正在不断扩大。近年来,在国内已取得初步试验成果的有:基于油气田上覆沉积岩系氧化还原环境中后生地质作用会产生黄铁矿化的假设机理,利用地面和井中激电测量可预测油气田远景区;在油田生产井中利用井中激电测量可研究水淹层,以及在水文测井中确定含水层和研究含水层的含水性等。目前方法存在的主要问题是:缺乏专用的或配套的仪器设备;占用井场时间还较长;同地面激电测量一样,井中测量仍然会受到外来电的干扰(特别在一些勘探开发矿区),以及由于黄铁矿化和炭化干扰,使结果解释多解,难于定性等。因此,为了提高方法的工效和地质效果,今后应研制生产井中激发极化测量专用的或配套的仪器设备,研究和完善方法解释理论,其中特别是井场快速简易的解释方法和电子计算机处理模拟技术。

最后必须指出,本书仅限于叙述时间域的井中激发极化法测量。但室内模拟实验和一些矿区的野外试验都已证明,本书提出的一整套工作方法技术和解释理论的某些结论,同样可推广于频率域的井中激电测量。随着国内频率域地面激电测量的推广应用,井中测量的方法技术和解释理论也将获得进一步的发展。

# 第一章 岩矿石的激发极化机理和特性

井中激发极化法如同地面激发极化法，是研究在电流作用下岩矿石具有激发极化特性为物理基础的。阐明各种岩矿石的激发极化机理和特性，对方法的合理应用和成果解释都有重要意义。

## 第一节 岩矿石的激发极化机理

研究表明，岩矿石的激发极化与岩矿石的成份、含量、结构构造及周围溶液性质等密切相关。各种岩矿石，按其对电流的传导性质可分为电子导体和离子导体两大类：自然界中大多数金属硫化物（如黄铜矿、辉铜矿及黄铁矿等）、某些氧化物（如赤铁矿、磁铁矿等）以及自然元素和高炭化的煤等都属电子导体；大多数造岩矿物（如长石、石英、方解石、云母等）的电阻率都很高，近于绝缘体，所以通常不含金属矿物的岩石是靠其孔隙中溶液（即地层水）传导电流的，因而属离子导体。

电子导体和离子导体的激发极化机理是不同的，现分别叙述如下：

### 一、电子导电金属矿石的激发极化机理<sup>[1]</sup>

#### 1. 金属的电极电位

当金属浸在纯水中时，极性很强的水分子将与金属上的离子相吸引而发生水化作用，结果使一部分金属离子与金属晶格中其它离子间的键力减弱，甚至离开金属表面而进入水中。金属正离子进入水溶液，剩下的负离子则留在金属表面，从而使金属带负电。由于静电吸引作用，进入水中的金属正离子将大部分聚集在金属表面附近。与此同时，带正电的水相对金属离子有排斥作用，它将阻碍金属离子继续进入水相，已溶于水中的正离子受金属上负电荷的吸引也可再沉淀到金属表面。当这种溶解和沉淀的速度相等时，便达到动态平衡。因此，在固液两相界面附近便形成金属表面带负电和水相带正电的偶电层，从而产生电位跃。

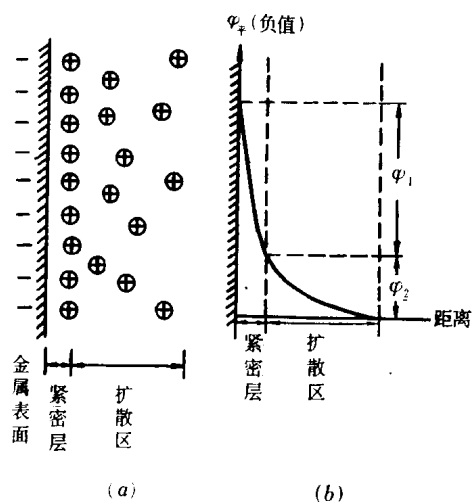


图 1—1

由于离子的热运动，带有正电荷的离子并不完全集中在金属表面附近。与金属连结得紧密的那一层称“紧密层”，在这一层中金属离子不能自由运动，其一般厚度约为 $10^{-8}$ 米左右。其余的离子则离金属表面较远，所受的吸引力也较弱，它们平行于金属表面自由移

动,这就是“扩散层”,其厚度约为 $10^{-7}$ — $10^{-6}$ 米。从“扩散层”到正常水溶液则是逐渐过渡的,如图1—1a所示。两相界面上电位跃的分布如图1—1b,由图可见,总平衡电位跃 $\varphi_{\mp}$ 是紧密层电位跃 $\varphi_1$ 和扩散层电位跃 $\varphi_2$ 之和。

$$\varphi_{\mp} = \varphi_1 + \varphi_2 \quad (1.1)$$

式中 $\varphi_{\mp}$ 称平衡电位跃,它即是金属与溶液间的电极电位。一般认为,金属带负电时偶电层电位跃 $\varphi_{\mp}$ 是负值,带正电时 $\varphi_{\mp}$ 是正值,远离金属表面的本体溶液则是零电位。

金属与溶液间的电极电位的大小和符号,取决于金属的种类和溶液的性质,以及溶液中金属离子的浓度等。当金属浸在含有该金属离子的盐溶液中时,由于溶液中存在该金属离子,使离子沉淀到金属上的过程加快,因而将在另一种电位下建立平衡。若金属离子很容易进入溶液,则该金属表面仍带负电,只是比纯水中所带的负电少;若金属离子进入溶液不易,溶液中已存在的正离子向金属沉淀的速度可能一开始就超过由金属进入溶液的速度,因而金属带正电。

自然状态埋藏的金属矿与其周围溶液(地层水)间,根据以上道理同样会在固液两相界面上产生偶电层,建立起电极电位。若金属矿石的成份及其周围溶液的性质和浓度都是均匀各向同性的,则在固液两相界面上分布的将是均匀和封闭的偶电层,如图1—2a。此时在周围介质中不会引起电流场,这种平衡状态称作正常平衡状态。

若金属矿石的成份及其周围溶液的性质和浓度是不均匀的(或处于不同的物理化学环境),则在固液两相界面上偶电层的分布也将不均匀并偏离正常平衡状态,这就称作自然极化。自然极化的结果将在周围介质中引起自然电流场,对井中激发极化来说则是一种干扰。

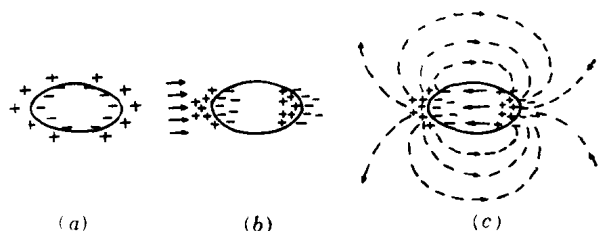


图 1—2

## 2. 激发极化—超电压

对处在溶液中的电子导电金属施加一外电场。在实际中相当于通过A、B供电电极向地下半空间供入电流,建立起一人工电流场,使其作用于处在围岩溶液中的金属矿体。显然在外电场的作用下,原来金属与溶液间所达到的平衡状态将遭到破坏,固液两相界面上均匀封闭分布的偶电层将重新分布而变形。这时,电子导体内部的自由电子(负电荷)将移向电流流入端,使那里的负离子增多而形成“阴极”(还原)。相反,在电流流出端则正离子增多而形成“阳极”(氧化)。围岩溶液中的情况恰正相反,在“阴极”和“阳极”附近分别形成正负离子堆。这种变化的结果,将使电流流入端电极电位变得更负,流出端变得更正。正常偶电层发生变化,建立起一种新的平衡状态,如图1—2b所示。

在外电场的激发下,电子导体出现正负极性并使电极电位偏离正常平衡值,这一过程称作“激发极化”。在一定电流密度下,新平衡状态的电位跃 $\varphi$ 和正常平衡电位跃 $\varphi_{\mp}$ 之间的偏离值 $\Delta\varphi$ 称作“超电压”

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{\mp} \quad (1.2)$$

超电压实质上是一个电化学反应,其中尤其是电子传输反应所需要的额外电位能。它包括由氧化还原作用产生的“活化超电压”和界面附近小范围内溶液浓度梯度所引起的电

压。在界面处的超电压最大，因为界面处导电方式由溶液的离子导电转变为金属的电子导电，所以这里的电化学活动性最强。界面处的超电压可依据电流流入或流出电子导体加以区分，流入端是“阴极”（还原），流出端是“阳极”（氧化）。它们发生反应的速度是不同的，把“阴极”超电压和“阳极”超电压相加，便是总超电压。

供电一段时间后，若切断供电电流，作用于金属的外电场将立即消失（在实际中相当于断开  $A、B$  供电电路中的电流）。这时被极化的金属电子导体在超电压的推动下将通过导体本身和围岩溶液放电（图1-2c），从而在周围介质中建立起二次电场。这种放电将一直持续到两相界面上的电荷分布恢复到正常平衡状态为止，而且随时间很快地衰减。由此而建立的二次场同样也随时间而很快地衰减，故在实际工作中断开电流后，在测量电极  $MN$  间观测到的二次电位差是一条随时间衰减的曲线。

上述过程揭示了金属电子导体激发极化机理的实质。由于激发极化法主要用来寻找金属矿，因此有时称它为超电压法。

从上述讨论中不难得出，金属矿激发极化的充分必要条件是：

（1）金属矿物或其集合体必须是电子导体。

（2）在电子导体周围应具有溶液，该溶液又是传导电流的离子通道，使电流作用于固液相界面上。

自然界中由于种种地质因素，上述条件可能局部或完全遭到破坏，致使激发极化效应减弱甚至完全消失。

## 二、离子导电岩石的激发极化机理

对于离子导体的激发极化机理，尽管有许多研究工作者提出了种种假设，但至今仍然无法对所有观察到的结果给予充分的解释。提出的各种假设，其基础都是建立在岩石颗粒偶电层上的。处在溶液中的岩石颗粒（尤其是粘土颗粒）通常吸附负离子，由于静电引力，便把溶液中具有相反符号的离子吸引在周围从而形成偶电层。这与上述电子导体固液相界面上形成偶电层的情况是类似的。在液相一侧的电荷分布同样可分紧密层和扩散层部分。以下概述其中两种假设的机理<sup>[2]</sup>。

### 1. 薄膜效应

若岩石颗粒间的孔隙很小（在电化学中通常理想化为毛细管），其截面直径与岩石颗粒-溶液界面上偶电层的扩散区厚度差不多（ $10^{-7} \sim 10^{-6}$  米）。这时整个孔隙都处于偶电层的扩散区内，其中包含着过剩的正离子，它吸引负离子排斥正离子。因此当存在外电场作用时，正离子在其中移动较快（迁移率  $u_+$  较大），这样的孔隙称为正离子选择带。从另一方面说，由于这种孔隙中过剩正离子的阻塞，负离子被过剩的正离子吸引，所以它的移动速度很小（迁移率  $u_-$  很小），即对负离子说导电孔隙被阻隔，故又称这样的窄孔隙为薄膜。

如此，当供电电流流过宽窄不同的岩石孔隙时，如图1-3所示，在窄孔隙中（正离子选择带或薄膜中）其长度为  $l_1$ ，正离子的迁移率  $u_+$  大于负离子的迁移率  $u_-$ ，而在宽孔隙中（非选择带）长度为  $l_2$ ， $u_+ \leq u_-$ 。所以在窄孔隙中电流的

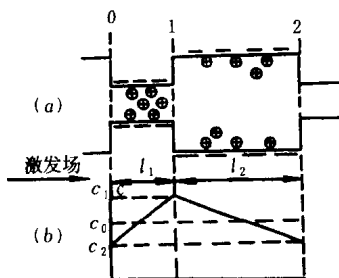


图 1—3

- a. 具有宽窄毛细管交替相连的可渗透的岩石模型；  
b. 长时间通电后，模型中电解质浓度的分布

载流子主要由正离子负担，它将大量的正离子带走，结果在窄孔隙的电流流出端形成正离子堆积，而在流入端则正离子不足。与此同时，由于负离子在宽孔隙中的迁移率高于窄孔隙中的迁移率，因此在正离子造成堆积或不足的地方，同样造成负离子的堆积或不足。由此便形成了离子浓度沿孔隙的变化，所形成的离子浓度梯度将阻碍离子运动，直至达到动平衡为止。

若切断供电电流，由于离子的扩散作用，就会产生扩散电位，直到离子浓度梯度消失，恢复到原来的正常状态为止。在这一过程中可观测到随时间衰减的二次场电位差。这就是离子导电岩石激发极化的薄膜效应。

目前普遍认为，薄膜效应是粘土类矿物颗粒所特有的，因为只有像粘土那样的细颗粒（直径 $\leq 2 \times 10^{-6}$ 米）才能形成足够数量的窄孔隙（孔径为 $10^{-7} \sim 10^{-6}$ 米）薄膜。而诸如砂等粗颗粒形成的孔隙通常都较大，所以在不含粘土物质的纯砂人工标本上实际上观测不到激发极化效应。同理，纯粘土的激发极化效应也是很小的，原因是选择带（薄膜）太多，几乎不存在非选择带，因而离子的迁移率几乎处处一样。由于不存在离子浓度梯度，故也就谈不上激发极化效应。

## 2. 离子交换和电渗析作用

离子交换是指岩石颗粒内或表面上被吸附的离子在外电场作用下的重新分布。电渗析是指在外电场作用下将粘土颗粒内部的镁和铝正离子拉入溶液中。如果作用较小则被拉下的离子仍留在原处附近，并认为这个过程是可逆的，即当外电流切断后离子仍可返回颗粒内部，恢复到原来状态。如果作用很强烈，则矿物的结构及其本身都将部分地受到破坏。

这种假设认为，分散在岩石中的粘土颗粒内或其表面上所吸附的离子由于外电场作用而重新分布；同时，在外电场作用下粘土晶格中的某些离子也可能由于电渗析作用而移开。当切断外电流时，上述变化将回复到原来状态。这可能是某些粘土矿物能引起强激发极化效应的原因。因为一般岩石的绝大部分造岩矿物的离子交换能力比较弱，很难产生上述反应，但许多粘土矿物（如高岭土、蒙脱石等）都有较高的离子交换能力，所以电渗析是粘土矿物所特有的最敏感的电化学作用。这可能是通常较强的离子导体激发极化效应总是与其中存在有粘土物质的成分有关的一种解释。

研究离子导体岩石激发极化机制是个十分重要的问题，在金属矿区通常把离子导体岩石作为发现金属矿的背景。但当井中激发极化法应用于解决水文工程地质或油气田勘探和开发问题时，它便成了主要研究对象。

## 第二节 岩矿石的激发极化特性

### 一、面极化和体极化

在激发极化法的理论研究和实际工作中，为了使讨论问题简化，通常把岩矿石的激发极化理想地分为两大类：第一类是“面极化”，如致密的金属矿或石墨，其特点是激发极化（超电压）都发生在极化体与围岩溶液的接触面上。第二类是“体极化”，如浸染的金属矿和矿化（或石墨化）的岩石，以及离子导体的激发极化都属于这一类，其特点是极化单元即微小的金属矿物或石墨颗粒、岩石基质颗粒呈体分布于整个极化体中。其实，面极化和体极化的差别只有相对意义。因为微观地看，所有激发极化都是面极化的，然而在实

际应用中所要求的往往是宏观的，考察某个大极化体的激发极化效应，因此常见的是体极化<sup>[3]</sup>。

### 1. 面极化特性

已知电子导电金属矿在外电场的激发下，电流流入端为“阴极”，产生阴极极化（阴极超电压）；在电流流出端为“阳极”，产生阳极极化（阳极超电压）。图1—4是石墨和黄铜矿标本在不同电流密度激发下阳极超电压 $\Delta\varphi^+$ （图中实线）和阴极超电压 $\Delta\varphi^-$ （图中虚线）的充放电曲线，座标横轴表示充放电时间，纵轴表示用电流密度 $j$ 归一化的超电压值。

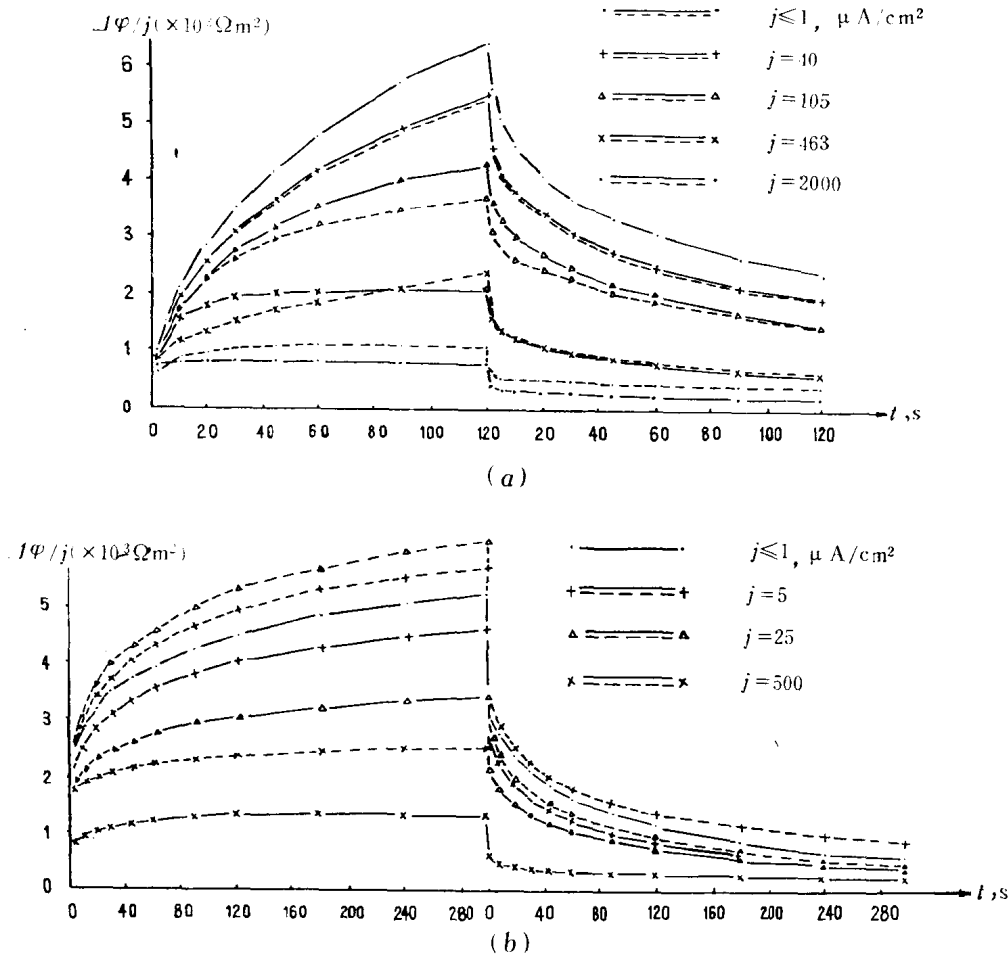


图 1—4  
(a) 石墨；(b) 黄铜矿

### (1) 时间特性

由图可见，石墨和黄铜矿的超电压充放电曲线的总趋势是相同的。刚开始充电时，超电压随时间很快增大；随充电时间增长，超电压增大的速度逐渐减慢，最后趋近于某一饱和值。放电曲线与充电曲线以倒像相似。在断电后，最初超电压随时间很快下降，随放电时间的延长，超电压衰减速度逐渐变慢，直到最后慢慢衰减为零。

对比不同电流密度 $j$ 的充放电曲线可见，外电流场的电流密度 $j$ 越大，超电压充电达

到饱和值的时间越短。对实际工作中一般能达到的电流密度值来说( $j < 1$  微安/厘米<sup>2</sup>), 充电两分钟甚至五分钟也都远未达到饱和值。同样, 放电两分钟甚至五分钟也远未衰减为零。这说明面极化的充电和放电都比较慢, 其中石墨又比黄铜矿慢。

## (2) 非线性效应

图1—4还表明, 在外电流场电流密度  $j \leq 1$  微安/厘米<sup>2</sup> 时, 归一化的超电压值  $\frac{\Delta\varphi}{j}$  的充放电曲线, 在观测误差范围内 ( $< 10\%$ ) 与电流密度  $j$  的大小和方向无关, 即对同一充放电时间

$$\frac{\Delta\varphi^+}{j} = \frac{\Delta\varphi^-}{j} = \text{常数} \quad (1.3)$$

这说明在小电流密度激发下, 超电压  $\Delta\varphi$  与电流密度是成线性关系的; 同时对同一电流密度, 阳极超电压  $\Delta\varphi^+$  和阴极超电压  $\Delta\varphi^-$  彼此相等, 称为阴阳极极化均势。

当外电流场电流密度很大时 (对石墨  $j \geq 10$  微安/厘米<sup>2</sup>, 黄铜矿  $j \geq 5$  微安/厘米<sup>2</sup>), 充放电曲线明显偏离小电流密度时的曲线, 即  $\frac{\Delta\varphi}{j}$  值与电流密度  $j$  有关, 同时阳极超电压曲线 (实线) 与阴极超电压曲线 (虚线) 彼此分开。这说明在大电流密度激发下, 超电压与电流密度不再成正比, 即成非线性关系。同时在同一电流密度和充放电时间下, 阴阳极超电压互不相等。对于石墨, 随  $j$  由小变大, 开始出现阳极超电压大于阴极超电压 (即阳极优势), 但当继续增大电流密度或电流密度相当大并延长充电时间时, 便逐渐变为均势, 进而又变成阴极优势。黄铜矿的情况不同, 当电流密度由小变大时, 阴、阳极超电压之差比石墨要大得多。

导致超电压与电流密度间非线性的原因是由于随电流密度增大, 电子导电金属表面温度高于周围温度。大约当界面两侧电位差超过  $\frac{26}{n}$  毫伏时 (这里  $n$  是克分子当量数), 界面会产生热能, 超电压就呈非线性增加。

对其它致密金属矿体标本的观测表明, 磁铁矿、磁黄铁矿的非线性特性 (包括阴、阳极超电压差异) 与石墨相似。方铅矿、黄铁矿等硫化矿物则与黄铜矿相同。在大电流密度激发下, 不同矿物激发极化非线性特征的差别, 从物性基础上提供了在特定的技术条件下或许有可能区分上述两类矿物引起的激电异常。

## (3) 面极化系数 $k$

已知在小电流密度条件下, 对一定充放电时间来说, 电子导体与周围溶液界面上形成的超电压  $\Delta\varphi$  与垂直流过该界面的电流密度  $j$  成正比

$$\Delta\varphi = -kj \quad (1.4)$$

式中负号表示超电压增高方向与电流密度方向相反; 系数  $k$  称面极化系数, 是表征面极化特征与电流密度无关的常数, 它等于单位电流密度激发下所形成的超电压。

将 (1.4) 式与欧姆定律相比较,  $k$  便可等效于电流流过电子导体-溶液界面时单位面积上所遇到的电阻, 故也把  $k$  称为面电阻率, 其单位为欧姆·米<sup>2</sup>。可见系统  $k$  除与充放电时间有关外, 还与电子导体和周围溶液的性质有关。对不同条件下的各种电子导电矿物的观测数据表明,  $k$  的变化范围远小于电阻率。在长时间充电时 (饱和值),  $k$  的数量级为  $n \times$



$10^{-1} \sim n \times 10$  欧姆·米<sup>2</sup>。表1—1中列出了溶液和充放电时间都相同的条件下不同金属矿物的  $k$  值。

由表1.1可见，从石墨至磁黄铁矿激发极化性质由强变弱。

表1.2是铜的面极化系数与周围溶液浓度的关系。

几种矿物在0.1N Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>溶液中的面极化系数

表1.1

pH = 7,  $j = 1$  微安/厘米<sup>2</sup>,  $T = 1$  分,  $t = 0.5$  秒

| 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)<br>欧姆·米 <sup>2</sup> | 14.1 | 10.0  | 9.9   | 7.5   | 2.5   | 0.4     |

表1.2

| 溶液电阻率 $\rho$             | 21.0 | 11.0 | 5.8  | 3.7  | 2.4  |
|--------------------------|------|------|------|------|------|
| $k$<br>欧姆·米 <sup>2</sup> | 18.8 | 10.3 | 6.96 | 4.80 | 2.62 |

可见，当溶液浓度由小变大时（溶液电阻率相应由大变小），铜的面极化系数  $k$  随溶液电阻率的减小而变小。这说明随着周围溶液浓度的增加，面极化激发极化效应将减小。

## 2. 体极化特性

体极化是分布于极化体中许多微小极化单元的极化效应的总和，如矿化（石墨化）岩石、浸染状矿石。图1—5是矿化岩石标本上观测到的电位差变化曲线。

当通过供电电极A、B向标本供电时，由于标本中建立激发极化效应有一个过程，所以在刚接通电流的瞬间可忽略激发极化效应的影响。这时在测量电极间观测到的电位差（假定已补偿了自然极化电位）仅与标本的导电性有关，即电流流过标本时由于欧姆电位降形成的电位差，称为一次场电位差，记为  $\Delta V_1$ 。在稳定电流场中  $\Delta V_1$  不随时间变化。当供电延续一定时间而标本激发极化后，由于激发极化产生的二次场电位差  $\Delta V_2(T)$  随时间逐渐增大，因而电位差曲线随时间很快增大，最后缓慢趋于某一饱和值。显然，此时观测到的电位差是一次场电位差  $\Delta V_1$  和二次场电位差  $\Delta V_2(T)$ （充电过程）之和

$$\Delta V(T) = \Delta V_1 + \Delta V_2(T) \quad (1.5)$$

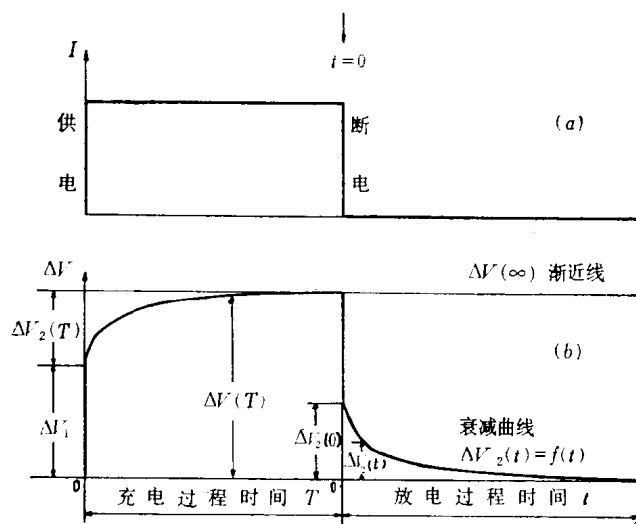


图 1—5

一次场电位差，记为  $\Delta V_1$ 。在稳定电流场中  $\Delta V_1$  不随时间变化。当供电延续一定时间而标本激发极化后，由于激发极化产生的二次场电位差  $\Delta V_2(T)$  随时间逐渐增大，因而电位差曲线随时间很快增大，最后缓慢趋于某一饱和值。显然，此时观测到的电位差是一次场电位差  $\Delta V_1$  和二次场电位差  $\Delta V_2(T)$ （充电过程）之和

式中 $\Delta V(T)$ 称总场电位差（或极化场电位差）。因为在刚开始供电时二次场电位差 $\Delta V_2(T) = 0$ ，所以

$$\Delta V(0) = \Delta V_1$$

由此可得  $\Delta V_2(T) = \Delta V(T) - \Delta V(0) = \Delta V(T) - \Delta V_1$  (1.6)

当切断  $AB$  供电电流后，一次场电位差立即消失，被极化的标本在激发极化电动势推动下通过标本本身和周围溶液放电。这时的二次场电位差记为 $\Delta V_2(t)$ （放电过程），它将随时间衰减逐渐趋于零。实践证明，充电达到饱和的二次场电位差 $\Delta V_2(T)$ 和断电瞬间的二次场电位差 $\Delta V_2(t) |_{t \rightarrow 0}$ 是相等的，即

$$\Delta V_2(t) |_{t \rightarrow 0} = \Delta V_2(T) = \Delta V(T) - \Delta V(0) \quad (1.7)$$

应该指出，体极化充放电的速度比面极化要大得多。通常充电 2—3 分钟便已接近饱和值，放电 2—3 分钟即衰减趋于零。对于星散浸染状矿石或矿化，石墨化岩石标本的多次实验表明，在相当大范围内改变供电电流（测量电极间电流密度  $j$  甚至高达  $10^2$  微安/厘米<sup>2</sup>）测得的二次场电位差，在观测误差范围内（ $<10\%$ ）与供电电流成正比，其比值与供电电流方向无关。这就是说，在地面电法实际所能达到的电流密度范围内，对星散浸染状矿石或矿化、石墨化岩石的激发极化效应，难以测得非线性和正反向极化的差异。但在井中激发极化法中也许有可能测得这些差异，因为它的供电和测量装置更接近于极化体。

## 二、表征岩矿石激发极化性质的参数

### 1. 极化率 $\eta$

在二次场与电流成线性关系的条件下，极化率 $\eta(T, t)$ 由以下公式定义

$$\eta(T, t) = \frac{\Delta V_2(t)}{\Delta V(T)} \times 100\% \quad (1.8)$$

式中 $\Delta V(T)$ 是用稳定电流向体极化介质供电一段时间  $T$ ，断电前测的总场电位差； $\Delta V_2(t)$ 是断电后  $t$  时刻测得的二次电位差。式(1.8) 还可写成

$$\eta(T, t) = \frac{\Delta V(T) - \Delta V(0)}{\Delta V(T)} \times 100\% \quad (1.9)$$

可见，极化率 $\eta(T, t)$ 是上述电位差瞬时值的比值，它无量纲，采用百分率表示。由于 $\Delta V_2(t)$ 和 $\Delta V(T)$ 一样都与供电电流成正比，因此极化率与电流无关，但取决于供电时间  $T$  和测量延迟时间  $t$ ，所以在提到极化率时必须说明它的供电和观测时间（ $T$  和  $t$ ）。在长时间供电（ $T \rightarrow \infty$ ）和无延时（ $t \rightarrow 0$ ）时的极化率应为：

$$\eta(\infty, 0) = \eta(T, t) \Big|_{\substack{T \rightarrow \infty \\ t \rightarrow 0}} = \frac{\Delta V(\infty) - \Delta V(0)}{\Delta V(\infty)} \times 100\% \quad (1.10)$$

众所周知，利用测得的一次场电位差 $\Delta V_1$ （ $\Delta V(0)$ ），可用下式计算出介质的电阻率

$$\rho = K \frac{\Delta V_1}{I}$$

或

$$\rho(0) = K \frac{\Delta V(0)}{I} \quad (1.11)$$

在二次场和总场与电流成线性关系的条件下，也可用总场电位差  $\Delta V(T) = \Delta V_1 + \Delta V_2(T) = \Delta V(0) + \Delta V_2(T)$  计算出包括介质激发极化效应在内的等效电阻率