

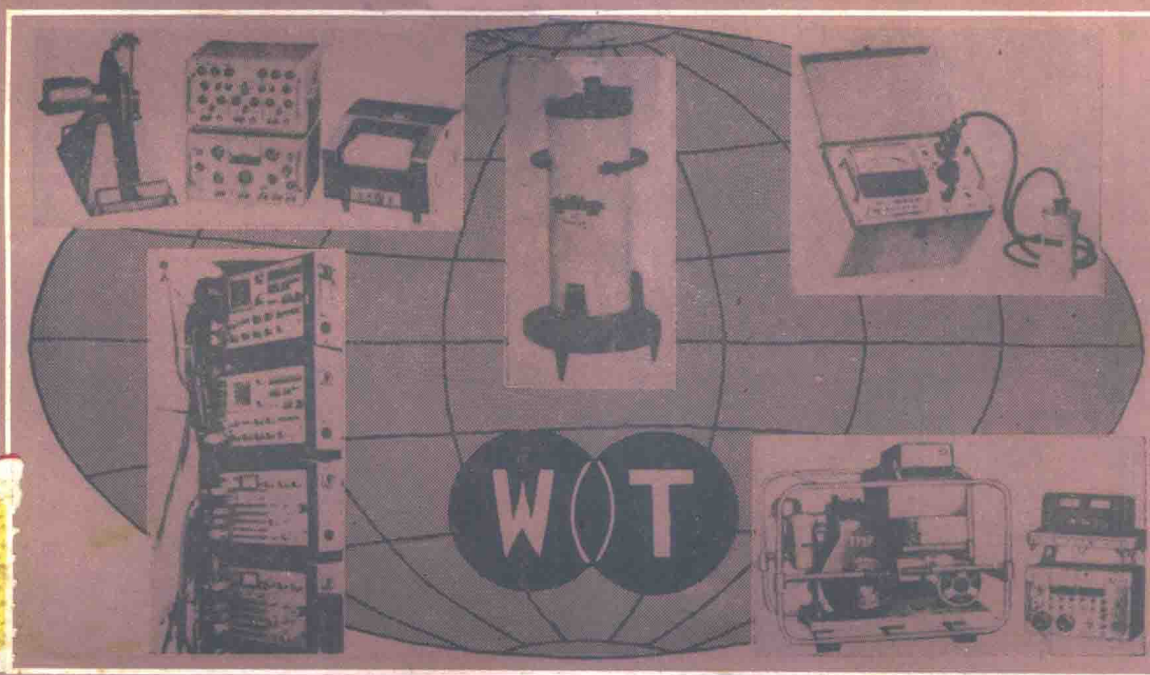
高等学校教材

普通物探教程

——电法及放射性

丁绪荣

主编



地质出版社

614
29; 2

高等学校教材

普通物探教程

——电法及放射性

丁绪荣 主编

地质出版社

※ ※ ※

本书由王恕铭主审，经地质矿产部普通物探及综合物探教材编审委员会于1982年7月北京审稿会审定，同意作为高等学校教材出版。

※ ※ ※

高等学校教材
普通物探教程
——电法及放射性

丁绪荣 主编

责任编辑 王恕铭

地质出版社出版

(北京西四)

妙峰山印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

开本：787×1092 $1/16$ 印张：13 字数：300,000

1984年9月北京第一版·1984年9月北京第一次印刷

印数：1—10,694册 定价：2.10元

统一书号：13038·教187

前 言

本书由地质矿产部普通物探及综合物探教材编审委员会组织编写。适于高等院校矿产地质、石油地质、水文地质和工程地质等专业开设物探课程的需要，也可以作为地质人员培训班的教材，以及地质工程师阅读的参考书。

过去的普通物探教材都是为适应各地质专业对物探的不同要求而编写的。虽然它们有较强的针对性，但不能较全面地反映物探方法的内容，而且各种教材之间难免出现一些重复，也花费了较多的人力和物力。因此，编写各地质专业通用的物探教材很有必要。本书正是基于上述考虑撰写的。

本书编写时综合了高等院校地质类各专业物探教学大纲的要求，在内容上具有如下特点：（1）五大类物探方法各列一篇，内容上自成体系，故能较系统地反映该学科的现状。同时，为适应不同专业的特殊要求，也编写了一些专门章节。（2）鉴于涉及的物探方法多，基础知识广，书中着重突出了基本概念、基本原理和常用的方法，以及资料的解释和应用。在叙述中力求深入浅出，阐明物理实质，避免繁难的数学推导。（3）考虑到国内物探工作的现状及发展趋势，在保证基本知识的前提下，适当注意了内容的更新。

全书共五篇，分为三册。第一分册为第一篇（重力勘探）和第二篇（磁法勘探）；第二分册为第三篇（电法勘探）和第四篇（放射性勘探）；第三分册为第五篇（地震勘探）和附录（岩体声波探测）。作为高等院校教材使用时，教师应按照各专业的物探课程教学大纲要求，选用不同的分册，并对具体内容进行取舍。矿产地质专业主要使用第一、二两册，石油地质专业主要使用第一、三两册，水文地质和工程地质专业主要使用第二、三两册。书中带有（*）号的部分，在教学时数偏低的情况下，可不予讲授。

全书由成都地质学院丁绪荣主编。参加编写的有武汉、长春、河北、成都四所地质学院物探系及西北大学地质系的有关教师。

本册为全书的第二册。编写人：第三篇，沙树勤（第一章）、张桂青（第二章，第三章），潘玉玲（第四章），郑於文（第五章）；第四篇，丁绪荣。王恕铭同志担任了本册的主审；董贻平、林君琴和贾文懿、许洪海、陈乐寿、刘彝君、石柏慎、王守坦、邓一谦等同志分别对第三篇及第四篇进行了审稿。

编写这样的通用教材还是一种尝试。由于我们经验不足，思想水平和业务水平有限，书中疏漏错误之处在所难免，恳请使用和阅读本书的同志不吝指正。

最后，谨向为我们提供资料和给予各种方便的物探队、地质队、地质仪器厂、科研单位和兄弟院校、为本书审稿的同志，以及担任绘图、誊写工作的同志，致以衷心的感谢。

编 者

一九八三年十二月

第三篇 电 法 勘 探

主 要 符 号 表

R	电阻
ρ	电阻率
σ	电导率
ρ_n	平均横向电阻率；岩石电阻率
ρ_t	平均纵向电阻率
λ	电阻率的各向异性系数；波长
S	纵向电导
T	横向电阻
ρ_s	视电阻率
ρ_w	视电阻率（频率测深）
ρ_e	视电阻率（大地电磁测深）
μ	导磁率；电测深量板中两层电阻率的比值，如 $\mu_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1}$
L	导体长度；矿脉走向长度；供电电极距
A	横截面积；供电电极；振幅
B	供电电极
C	无穷远电极；井液含盐量
M	测量电极
N	测量电极
K	装置系数
U	电位
ΔU	极化场（总场）电位差
ΔU_{MN}	M 、 N 极间测得的电位差
ΔU_1	一次场电位差
ΔU_2	二次场电位差
ΔU_2^e	二次异常电位差
I	电流、电流强度
I'	I 的镜象
I''	电源 I 所在位置上的虚电源
$\vec{J}$	电流密度矢量
J_n	电流密度的法向分量
j_n	总场电流密度水平分量
j_{2n}	二次场电流密度水平分量

- $\vec{E}$ ——电场强度矢量
 E_1 ——一次电场强度
 E_2 ——激发极化电场 (又称二次场) 强度
 E_d ——扩散电动势
 E_{da} ——扩散吸附电动势
 e ——感应电动势
 η ——极化率
 η_s ——视极化率
 η_b ——视极化率背景值 (围岩极化率平均值)
 P ——频散率; 屏蔽系数; 梯度曲线两极值间距离; 岩石电阻率 ρ_s 与地层水电阻率 ρ_0 的比值
 P_s ——视频散率
 h ——地质体埋深, 岩层厚度
 h_0 ——地质体中心埋深
 ν ——电测深量板中两电性层厚度的比值如 $\nu_2 = \frac{h_2}{h_1}$
 H ——上覆层总厚度; 导体埋深
 d ——矿脉间距; 矿脉下延长度; 钻孔直径
 a ——球体半径; 充电体沿走向的半长度; 与岩性有关的系数
 α ——井内平均流速与含水层渗透流速之比; 椭圆极化倾角; 综合参数
 Φ ——孔隙度
 m ——孔隙度指数; 电位曲线过拐点切线的弦切距
 Q ——地下水的补给量
 v ——自然渗透速度; 井液流动速度; 地下水流速
 b ——吸收系数
 p ——偶极子的偶极距; 梯度曲线两极值间距离
 q ——电位曲线半极值弦长
 H_1 ——一次磁场
 H_2 ——二次磁场
 $\text{Re}H_2$ ——二次磁场实分量
 $\text{Im}H_2$ ——二次磁场虚分量
 ω ——圆频率
 f ——频率
 f_0 ——最佳频率
 $\check{T}$ ——频率特性函数
 φ ——相位角
 z ——穿透深度
 ϵ ——椭圆极化偏心率

引 言

电法勘探是地球物理勘探方法中的一个大类，包括了二十多种方法。其地球物理前提是岩、矿石的电性差别。通过观测和研究与这种电性差别有关的电场或电磁场的分布特点或变化规律，可达到寻找有用矿产、查明地下地质构造形态等地质目的。

在电法勘探中已经利用的岩、矿石的电学性质有：导电性、电化学反应性、介电性及导磁性。进行电法勘探工作时，根据具体的地质任务以及工区内的地质和电性条件，通常需由人工建立电场，有时则用天然电场。所观测研究的既可以是直流电场，也可以是交变电磁场；而且观测的空间可以在地面、空中、海洋、钻孔或坑道内。因此，电法勘探具有方法众多的特点。我们按照所观测的电场来源类型，将电法勘探的各种基本方法及其应用范围列举于表3.0.1。

表 3.0.1 电 法 勘 探 分 类 简 表

场 的 来 源	基 本 方 法		应 用 范 围
天 然 场	自 然 电 场 法		普查找矿；探测地下水流向及地下水与地表水的补给关系；检查水库漏水点
	大 地 电 流 法		探查区域地质构造
	大 地 电 磁 法		探查区域地质构造
	音频磁场法 (AFMAG)		探查区域地质构造
人 工 场	电 阻 率 法	电 剖 面 法	配合地质填图，追索断层破碎带、接触带、及各种高、低阻地质体的分布，调查岩溶发育带
		电 测 探 法	探查地质构造；勘测基岩起伏、埋深、风化壳厚度；划分倾角很小的地层层位；确定含水层分布及埋深；划分咸、淡水分界面
	充 电 法		确定良导矿体的形态、范围、及相邻矿体间的联系；追索地下暗河，充水裂隙带；测量地下水流速、流向；研究滑坡
	激 发 极 化 法		普查找矿；填绘金属矿化岩石及石墨化岩石的界线；划分含泥质地层。
	电 磁 法		地质填图，普查找矿，探测构造

表中所列的电阻率法、激发极化法和电磁法，又各自有几种观测参数、测量方式及作用不同的方法。电剖面法和电测深法就是测量方式和作用不同的电阻率法，其它方法未列于表中。目前可供采用的电法勘探方法不下二十种，我们将着重叙述电阻率法和激发极化法，其次是充电法和自然电场法，并择要介绍电磁法（包括大地电磁法）。

第一章 电 阻 率 法

电阻率法是以岩（矿）石的导电性差异为基础，通过观测和研究人工电场的分布规律来解决地质问题的一类电法勘探方法。

为把地下不同岩石导电性的差异通过电场变化反映出来，在电阻率法中是由供电电极将电流通入地下，建立起稳定电流场，然后再将电测仪器经测量电极接地，观测不同导电性地质体存在时电场的变化，从而推断地质体的分布及产状。

第一节 电阻率法基础知识

一、岩（矿）石的电阻率

（一）电阻率

电阻率是描述物质导电性能的一个电性参数。由物理学得知，粗细均匀、材料一定的导体的电阻 R 与导体的长度 L 成正比，与其横截面积 A 成反比，即

$$R = \rho \frac{L}{A} \quad (3.1.1)$$

式中的比例系数 ρ 即导体的电阻率。从(3.1.1)式可得

$$\rho = R \cdot \frac{A}{L} \quad (3.1.2)$$

此式表明电阻率在数值上等于电流垂直到过单位截面积，单位长度的导体时，该体积内物质所呈现的电阻。可见物质的电阻率愈小，它的导电性愈好。在电阻率法中采用欧姆·米（ $\Omega \cdot M$ ）为电阻率的单位。

（二）矿物和岩石的电阻率

由于埋在地下的岩石、矿物受到很多因素的影响，致使同一种矿物或岩石的电阻率也在很大的范围内变化。一般说来，常见的金属硫化矿物及石墨属于良导电性矿物，多数金属氧化矿物导电性居中，而大部分重要的造岩矿物都呈现劣导电性。详见表3.1.1。

表 3.1.1 常 见 矿 物 的 电 阻 率 (单位：欧姆·米)

良 导 电 性 矿 物		中 等 导 电 性 矿 物		劣 导 电 性 矿 物
$10^{-6}—10^{-3}$	$10^{-3}—1$	$1—10^3$	$10^3—10^6$	$>10^6$
石 墨	方 铅 矿	黑 钨 矿	褐 铁 矿	石 英
斑 铜 矿	辉 钼 矿	赤 铁 矿	赤 铁 矿	长 石
铜 蓝	黄 铁 矿	软 锰 矿	蛇 纹 石	云 母
磁 黄 铁 矿	辉 铜 矿	菱 铁 矿	闪 锌 矿	角 闪 石
磁 铁 矿	黄 铜 矿	铬 铁 矿		方 解 石

对岩石而言，在通常情况下，岩浆岩电阻率最高，变质岩稍次，沉积岩最低。但是，沉积岩中的石灰岩、岩盐、石膏等的电阻率却很高，而某些变质岩，如石墨片岩及炭质板

岩等的电阻率又比较低。表3.1.2粗略地列出了各种岩石电阻率的变化范围。

从表3.1.1及表3.1.2可以看出，同一种矿物或岩石电阻率的变化范围虽然很大，但实际上不同的岩(矿)石之间电阻率的差别还是存在的。这种差别正是应用电阻率法解决地质问题的基本前提。

表 3.1.2 各 类 岩 石 的 电 阻 率 变 化 范 围

电 阻 率		10 ⁰	10 ¹	10 ²	10 ³	10 ⁴	10 ⁵ (欧姆·米)
岩 石 名 称							
岩 浆 岩							
变 质 岩							
沉 积 岩	粘 土						
	页 岩						
	砂 岩						
	灰 岩						

(三)影响岩石电阻率的因素

岩石的电阻率除与其中良导电金属矿物含量有关外，岩石的结构、构造、孔隙度、含水量及含水矿化度、温度、压力等都或多或少地影响着岩石的电阻率。

岩石的电阻率与组成岩石的矿物成份及其结构有关。当岩石中含有导电矿物时，这些岩石的电阻率将与其中导电矿物的含量有关。另一方面，在导电金属矿物含量相同的情况下，浸染状结构矿石的电阻率将高于细脉状结构矿石的电阻率。其原因是前者的导电矿物彼此不相连，而后者的导电矿物却是互相连接的。见图3.1.1。

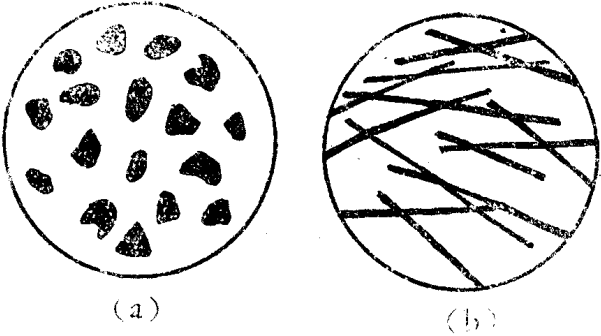


图 3.1.1 岩 (矿) 石 中 矿 物 结 构 示 意 图
(a) 浸染状结构; (b) 细脉状结构

岩石孔隙度、含水性及含水矿化度等都明显地影响着它的电阻率。天然岩石的组成成份除矿物颗粒、胶结物外还有孔隙。当孔隙度大而含水时，岩石的电阻率往往随含水矿化度的增高而降低。自然界地下水的矿化度变化范围较大，可由10⁻¹克/升到10¹克/升。因此水的电阻率也有很大的不同。见表3.1.3。可见当相同成分和孔隙度的岩石埋于不同地下水环境时，其电阻率将不同。

岩石孔隙度不同时，即使地下水条件相同，电阻率也不一样。由此可以理解岩浆岩和变质岩往往较某些沉积岩电阻率高是由于前者较后者致密（即孔隙度较小）造成的。此外，岩石的孔隙中富水程度不同，其电阻率也会有很大变化。

对于由许多电阻率不同的岩石组成的岩层，垂直于层面测得的电阻率 ρ_v 比平行于层面测得的 ρ_h 要大（图3.1.2）。这种现象称为岩石电阻率的各向异性。为描述岩石的这种性质，在电法勘探中引入各向异性系数 λ ， $\lambda = \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_h}}$ ，用以说明岩石各向异性的程度，式中

表 3.1.3

各种水的电阻率

名 称	ρ (欧姆·米)
雨水	>1000
河水	$10^1 \sim 10^2$
潜水	<100
海水	$10^{-1} \sim 10^0$
矿井水	10^0
深成盐渍水	10^{-1}

ρ_s 为平均横向电阻率, ρ_l 为平均纵向电阻率。这种由于层理构造形成的不同方向的电阻率差异, 可以理解为串联电路与并联电路的差别。

温度的变化直接影响着岩石的电阻率。这是因为, 温度升高时, 一方面岩石中的水溶液的粘滞性减小, 使溶液中离子的活动能力增强; 另一方面又使溶液的溶解度增加, 矿化度提高。所以岩石的电阻率通常随温度的升高而下降。

此外, 地下岩石在受力的过程中, 随着所受挤压力的增加, 岩石孔隙度变小, 电阻率增大。当挤压力增大到使岩石破碎时, 裂隙增多并且充水, 电阻率反而降低。在地下深处高温高压作用下, 岩石中结晶水脱出, 电阻率也会下降。

综上所述, 影响岩矿石电阻率的因素是多方面的。在金属矿产普查及勘探中, 岩石中良导矿物的含量及结构是主要影响因素。在水文、工程地质调查以及沉积区构造普查及勘探中, 岩石的孔隙度、含水饱和度及矿化度等成了决定性因素。而在地震地质及深部地质构造研究中, 温度和地应力的变化却是应考虑的主要因素。

二、均匀介质中的稳定电流场

(一) 稳定电流场的性质

1. 稳定电流场中的欧姆定律

在物理学中已经阐明, 描写稳定电流场的物理量有电场强度 $\vec{E}$ 、电流密度 $\vec{J}$ 和电位 U ; 电场中任一点的 $\vec{E}$ 和 $\vec{J}$ 方向一致, 并且有下列的正比关系

$$\vec{J} = \frac{\vec{E}}{\rho} \quad (3.1.3)$$

式中 ρ 是该点介质的电阻率。

(3.1.3) 式所表示的是稳定电流场中的欧姆定律, 亦即欧姆定律的微分形式。无论介质均匀与否, 这个公式都适用。因为在介质不均匀的情况下, 我们总能选取一个足够小的体积元, 并将其电阻率看作不变。

2. 稳定电流场电流的连续性

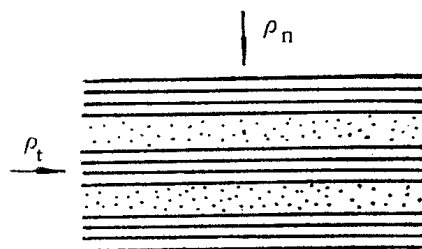


图 3.1.2 岩石各向异性示意图

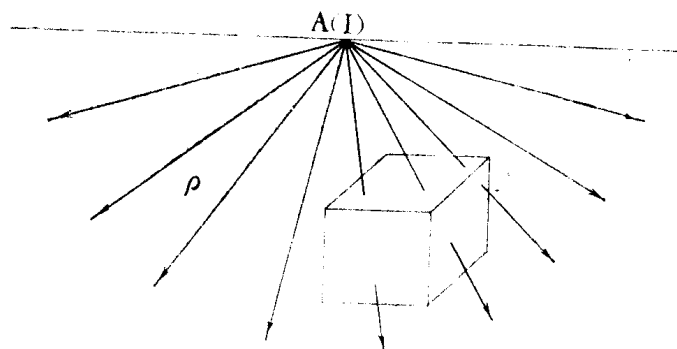


图 3.1.3 电流连续性示意图

稳定电流场中的电流满足克希霍夫定律。即除去场源点外，流入流出任一闭合面的电流的代数和为零，如图3.1.3所示。一般情况下，电流密度的法向分量 J_n 沿任一闭合面 S 的积分应该等于零。即

$$\oint_S J_n dS = 0 \quad (3.1.4)$$

此式是电流连续性的积分表达式。

在位场的理论中，应用积分学的奥-高定理，可将上式化为微分形式。因为在矢量 $\vec{J}$ 为连续的域内，若闭合面 s 所包围的体积为 v ，面上的向外法线为 $\vec{n}$ ，则在直角坐标系中由奥-高公式可得

$$\begin{aligned} \oint_S J_n dS &= \oint_S [J_x \cos(\vec{n}, x) + J_y \cos(\vec{n}, y) + J_z \cos(\vec{n}, z)] dS \\ &= \iiint_V \left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} \right) dv \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

于是，结合(3.1.4)式及(3.1.5)式，有

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0 \quad (3.1.6)$$

(3.1.6)式就是电流连续性的微分表达式。它表明，电流密度矢量 $\vec{J}$ 沿空间直角坐标系的三个方向的变化率的总和为零。即在稳定电流场中，不含电源的任一点处不会有正或负电荷的堆积；或者说，电流线总是连续的，不会在场中无源处消失，也不会无源而生。

3. 稳定电流场的位场性质

稳定电流场中的电荷分布不随时间变化。与静电场一样，场内任一点的位值（除场源外）仅与该点到场源的距离有关。就该点而言，单位距离上的电位变化，即电位梯度，就等于该点的电场强度，其方向与场强方向相反。若某点场强为 $\vec{E}$ ，则表示为

$$\vec{E} = - \frac{dU}{dr} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (3.1.7)$$

式中 $\frac{\vec{r}}{r}$ 代表单位矢量，其模值为1， $\vec{r}$ 的方向与 $\vec{E}$ 的方向相同。在直角坐标系中，

$$\vec{E} = E_x \cdot \vec{i} + E_y \cdot \vec{j} + E_z \cdot \vec{k} \quad (3.1.8)$$

$$\text{式中} \quad E_x = - \frac{\partial U}{\partial x}, \quad E_y = - \frac{\partial U}{\partial y}, \quad E_z = - \frac{\partial U}{\partial z} \quad (3.1.9)$$

$\vec{i}$ 、 $\vec{j}$ 、 $\vec{k}$ 分别代表直角坐标系中 x 、 y 、 z 方向的单位矢量。

综上所述，若将微分形式的欧姆定律(3.1.3)式及电位梯度表达式(3.1.9)，代入电流密度连续性方程(3.1.6)式中，则由于

$$J_x = \frac{E_x}{\rho}, \quad J_y = \frac{E_y}{\rho}, \quad J_z = \frac{E_z}{\rho}$$

便可得均匀介质中的电位方程

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1.10)$$

(3.1.10)式称为拉普拉斯方程，解此方程即可求出稳定电流场的电位分布。

(二) 点电流源电场的分布特点

1. 一个点电流源的电场

为建立地下直流电场，总是需要将电源两端分别经两个（或两组）电极 A 和 B 接地。电流由 A 输入地下，通过 B 又从地中流出，构成闭合回路。这两个电极称为供电电极。供电电极的尺寸与其到观测点的距离相比很小，以至可以视为两个“点”，因此又称 A 、 B 为点电流源。如果我们只着眼于把电流输入到地下的 A 极，则可以把 B 极置于相距很远（可以认为是“无穷远”）的地方，那么 A 极附近的电场将不受 B 极电场的影响，或影响甚微，可以忽略不计。这时我们就获得了一个点电流源的电场。

为便于讨论起见，我们假定介质充满地面以下，且其电阻率处处相等。这时地下介质就相当于一个均匀各向同性半空间。一个点电流源在均匀各向同性半空间中的电位分布，可按（3.1.10）式求出，也可利用下述简单方法求出。

设 A 极处的电流强度为 I ， M 为地下任意一点， ρ 为地下介质的电阻率， $AM=r$ ，则 M 点的电流密度为

$$\vec{J} = \frac{I}{2\pi r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (3.1.11)$$

将（3.1.11）式代入（3.1.3）式，可得到 M 点的电场强度

$$\vec{E} = \frac{I\rho}{2\pi r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (3.1.12)$$

将（3.1.12）代入（3.1.7）式，可得

$$dU = \frac{-I\rho}{2\pi r^2} dr$$

两边积分得

$$U = \frac{I\rho}{2\pi r} + c$$

因为当 $r \rightarrow \infty$ 时， $U = 0$ 。将此条件代入上式，可得 $c = 0$ 。所以 M 点的电位，也就是距离点电流源为 r 的任一点的电位为

$$U = \frac{I\rho}{2\pi r} \quad (3.1.13)$$

根据（3.1.13）式可计算地表及地下任一点的电位分布。如图3.1.4所示，一个点电流源在地下半空间的等电位面为一系列以点源为中心的同心半球面， $\vec{J}$ 的方向与矢径 $\vec{r}$ 的方向一致，处处与等电位面正交。在点源附近电位衰减很快，随着远离点源衰减变慢。

2. 两个异性点电源的电场

当所考虑的点电流和供电电极 A 、 B 不远，且电流由 A 极输入地下而由 B 极自地中流出时。按场的叠加原理，该点的电场应是电流强度为 I 的 A 点电流源和电流强度为 $-I$ 的 B 点电流源分别在该点所产生的电

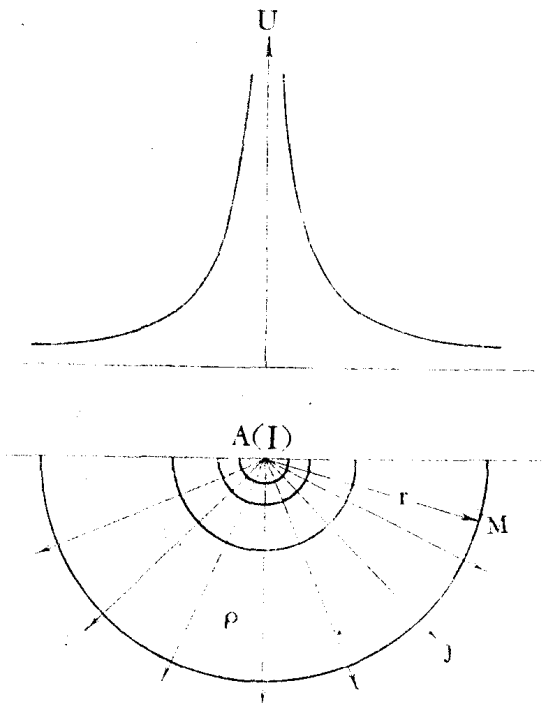


图 3.1.4 均匀各向同性半空间一个点电流源的电场
(图中下半部分的实线为等电位线，虚线为电流线)

场的矢量和。该点的电位则是 A 、 B 两电流源分别在该点的电位之和。

利用 (3.1.13) 式很容易求得 A 、 B 两电流源在 M 点的电位

$$U_M^A = \frac{I\rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{AM}$$

$$U_M^B = -\frac{I\rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{BM}$$

因此，两个异性点电流源在 M 点的电位为

$$U_M^{AB} = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM} \right) \quad (3.1.14)$$

式中 AM 、 BM 分别为 A 到 M 和 B 到 M 的距离， ρ 是地下均匀介质的电阻率。

同理，根据 (3.1.12) 式可求出两个异性点电源在 M 点的电场

$$\vec{E} = \vec{E}^A + \vec{E}^B = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{AM^2} \frac{\vec{AM}}{AM} + \frac{1}{BM^2} \frac{\vec{MB}}{BM} \right) \quad (3.1.15)$$

由 (3.1.14) 及 (3.1.15) 式计算的两个点电流源的电位及电场分布如图 3.1.5 所示。由图可见，靠近电极处电位变化快，即向着 A 极方向电位迅速增高、向 B 极方向电位迅速降低； AB 中段 $\frac{1}{2} - \frac{1}{3}AB$ 处电位变化较慢，其中点电位为零。在电极附近电位梯度大的地方，电场强度的绝对值也大。 AB 中部电位梯度变化不大，电场强度值也变化不大，电流线基本与地表平行，呈现均匀场的特点。

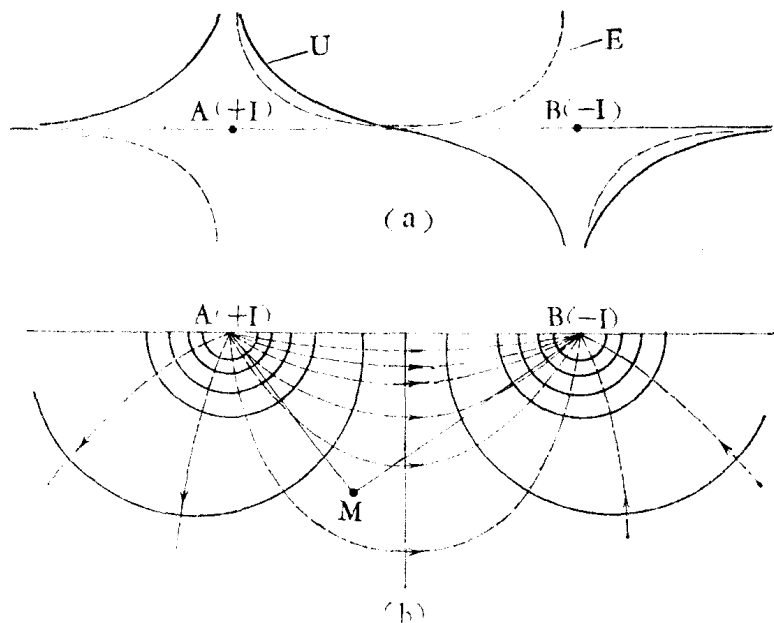


图 3.1.5 均匀各向同性半空间中两个点电流源的电场
(a) 电位 U 及电场 E 的变化；(b) 等电位线 (实线) 及电流线 (虚线)

(三) 电阻率公式

在地面电阻率法工作中，通常是在地面上任意两点用供电电极 A 、 B 供电，在另两点用测量电极 M 、 N 测定电位差 (图 3.1.6)。前面已经写出了 A 、 B 极在 M 点产生的电位 U_M^{AB} 。同理，可求出 A 、 B 极在 N 点产生的电位 U_N^{AB} 为

$$U_N^{AB} = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{AN} - \frac{1}{BN} \right)$$

于是A、B在M、N两点间产生的电位差为

$$\Delta U_{MN} = U_M^{AB} - U_N^{AB} = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right)$$

由上式可得电阻率公式

$$\rho = \frac{2\pi}{\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (3.1.16)$$

令

$$K = \frac{2\pi}{\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN}} \quad (3.1.17)$$

则 (3.1.16) 式变为

$$\rho = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (3.1.18)$$

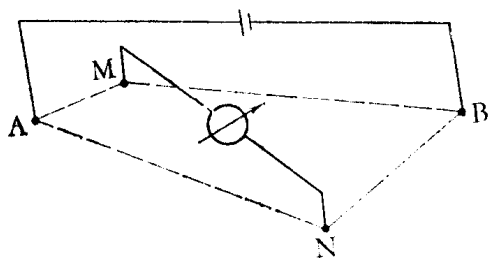


图 3.1.6 任意四极装置示意图

式 (3.1.18) 为均匀各向同性半空间 AMNB 四极装置测定电阻率的基本公式。式中 K 称为装置系数 (或排列系数)，它是一个与各电极空间位置 (几何因素) 有关的物理量。在野外工作中，装置形式和极距选择一经确定， K 值便可计算出来。

实际工作中并不存在均匀各向同性地下半空间，但当地质体的大小比电极距大

得多时，就可以将其作为半无限空间看待，这时测得的电阻率可视为该地质体的真电阻率。获得岩石电阻率值的方法之一，是用四极装置以小电极距在岩石露头上进行测定，这种方法通常称为露头法。此外，用电测井方法和岩芯标本测定方法也可以获得岩石的电阻率。

三、非均匀介质中的稳定电流场

在实际工作中，地下地质情况是复杂的，岩石电阻率的分布也并不均匀。电法勘探中通常把按照电阻率的差异划分的地质断面称为地电断面。电阻率法所研究的正是这种电阻率不均匀的地电断面。例如，在电阻率为 ρ_1 的围岩中埋藏着电阻率为 ρ_2 的地质体的断面，由具有不同电阻率的若干电性层组成的断面等等，都是地电断面。介质电性不均匀可使稳定电流场的空间分布发生改变。其表现是：低阻体吸引电流线，致使大部分电流从它的内部流过 (图3.1.7 (a))；高阻体排斥电流线，致使电流几乎不能通过其内部而全经围岩流过 (图3.1.7 (b))。为了解释引起上述现象的原因，我们可以通过对非均匀介质中稳定电流场的分析来加以说明。

(一) 非均匀介质中稳定电流场的实质

设在地下半空间存在着电阻率分别为 ρ_1 和 ρ_2 的介质，在 ρ_1 介质中的 A 点处有电流源 I 存在， M_1 和 M_2 是 ρ_1 和 ρ_2 分界面两侧的点，它们都无限靠近界面，因此可认为 $r_{AM_1} = r_{AM_2}$ (图3.1.8)，当电流刚接通的瞬间 ($t \rightarrow 0$)，电流源 I 在 M_1 和 M_2 产生的电场强度应当相等。即

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2$$

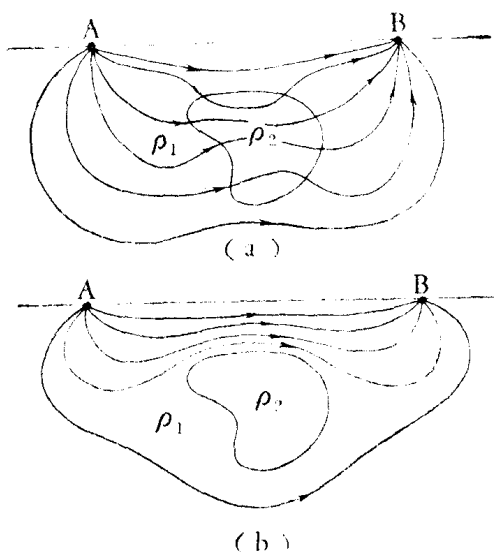


图 3.1.7 非均匀介质中电流分布示意图
(a) 低阻体吸引电流线; (b) 高阻体排斥电流线

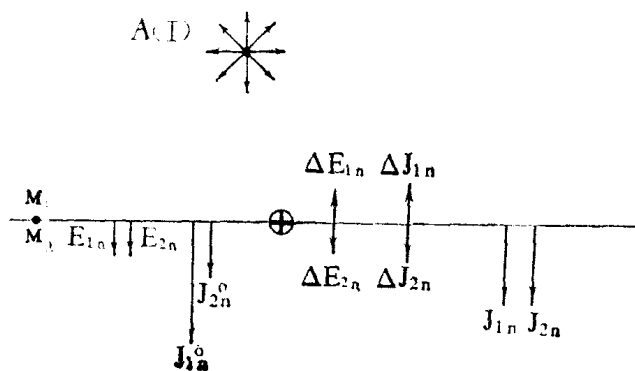


图 3.1.8 电阻率分界面上电荷积累示意图

同时其法线分量亦相等

$$\vec{E}_{1n} = \vec{E}_{2n}$$

由 (3.1.5) 式将有

$$\rho_1 J_{1n}^0 = \rho_2 J_{2n}^0$$

式中 J_{1n}^0 和 J_{2n}^0 分别表示刚建立电场时界面两侧电流密度的法线分量。若 $\rho_1 < \rho_2$, 则 $J_{1n}^0 > J_{2n}^0$, 即流入界面的电流密度大, 自界面流出的电流密度小, 于是在界面上将出现电荷的堆积。若 $\rho_1 < \rho_2$, 则积累正电荷 (图3.1.8), 反之, 若 $\rho_1 > \rho_2$, 则积累负电荷。这些积累在界面上的电荷也产生电场, 这部分次生电场在 ρ_1 一侧与一次场方向相反, 在 ρ_2 一侧与一次场方向相同。该次生电场产生的电流密度在 ρ_1 一侧的 ΔJ_{1n} 与 J_{1n}^0 方向相反, 而 ρ_2 一侧的 ΔJ_{2n} 与 J_{2n}^0 方向相同。电荷不断积累的结果将使界面两侧总电流密度的法线分量相等, 即

$$J_{1n}^0 + \Delta J_{1n} = J_{2n}^0 + \Delta J_{2n}$$

记作

$$J_{1n} = J_{2n} \quad (3.1.19)$$

此时场内电荷的运动处于动平衡状态, 场达到稳定。公式 (3.1.19) 表示电阻率分界面上电流密度的法线分量连续, 它就是通常所说的稳定电流场的边界条件之一。

由上述可知, 非均匀介质中的稳定电流场实质上可以看成是由场源和界面上的积累电荷产生的, 或者说是电极与介质交界面及介质之间界面上的积累电荷所产生的。与静电场的差别在于: 稳定电流场是由动平衡状态的运动电荷产生的, 而静电场是由静电荷激发的。

界面上积累电荷的密度与场源强度成正比, 与界面两侧的电阻率差异也成正比。界面上的积累电荷呈面分布, 且不均匀, 距场源近处电荷密度大, 远处则密度小。

了解了场的实质之后, 前面所提的“低阻吸引”, “高阻排斥”的道理也就清楚了。吸引或排斥均系界面上积累电荷的作用。当电流由低阻体进入高阻体时, 界面上积累正电荷, 与场源同符号, 按同号相斥的道理, 高阻体对来自场源的电流线起排斥作用。反之, 若电

流由高阻体进入低阻体，界面上积累负电荷，与场源符号相反，按异号吸引的道理，低阻体对场源发出的电流线起了吸引作用。

(二) 非均匀介质中稳定电流场的一个简便解法——镜像法

求解非均匀介质中稳定电流场的电位分布问题，可采用解电位方程 (3.1.10) 式的方法，但该方法要预先知道非均匀分界面上的边界条件。因此，目前仅有少数特殊产状的断面取得了解答，而大部分问题还需借助于物理或数学模拟近似求解。根据场的唯一性定理，只要边界条件不变，无论采用什么途径求解，场的解答都是唯一的。在解决实际问题时，我们可选择最简单的解法，以便使复杂的数学运算得以简化，镜象法（或电象法）就是解电学问题的特殊方法之一。

设电流源 I 位于与 ρ_2 介质相接的 ρ_1 介质中，该电源形成的场可视为它和介质分界面上的积累电荷共同产生。但积累电荷的分布是不均匀的，直接计算它产生的场并不容易。为此，我们可以用一个虚电源代替界面上的电荷，将其置于实际电源的镜象位置，这时场就可视为由实际电源和虚电源共同产生，这就是镜象法的基本思路。下面简述虚电源的选定方法。

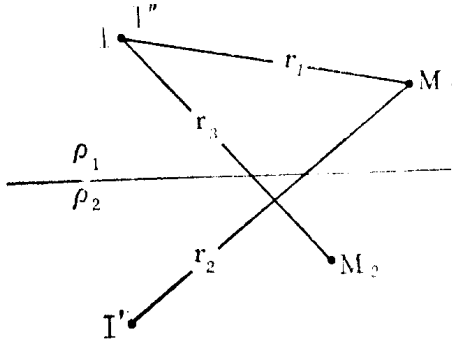


图 3.1.9 镜象电源示意图

如图3.1.9所示，设观测点 M_1 与电源 I 同在 ρ_1 介质中，虚电源 I' 在 ρ_2 介质中与场源 I 对称的位置，也就是说，相对于两种介质的界面而言， I' 恰为 I 的镜象。 I' 代表界面的积累电荷，它产生的场与积累电荷产生的场等效，于是可认为 M_1 点的电位是在充满 ρ_1 介质的均匀全空间中由 I 和 I' 共同产生（从而化简了电阻率分界面问题），其表达式为

$$U_{M_1} = \frac{I\rho_1}{4\pi r_1} + \frac{I'\rho_1}{4\pi r_2} \quad (3.1.20)$$

当观测点位于 ρ_2 介质（无源介质）中 M_2 点时，可在电源 I 所在的位置选取虚电源 I'' 代替 I 和界面上的积累电荷，这时可认为 M_2 点的电位是在充满 ρ_2 介质的均匀全空间中由 I'' 产生，即

$$U_{M_2} = \frac{I''\rho_2}{4\pi r_2} \quad (3.1.21)$$

为确定 I' 和 I'' 的大小，令 M_1 和 M_2 都向界面靠近，并在界面上合为一点，则有

$$r_1 = r_2 = r_3 = r$$

由于界面上任一点的电位是连续的，故

$$U_{M_1} \Big|_{r_1=r_2=r} = U_{M_2} \Big|_{r_3=r}$$

将 (3.1.20) 及 (3.1.21) 式的结果，代入 (3.1.19) 式所表示的电流密度法线分量连续及上式所表示的电位连续等边界条件中，得

$$\left. \begin{aligned} I - I' &= I'' \\ \rho_1(I + I') &= \rho_2 I'' \end{aligned} \right\}$$

联解此二式有

$$\left. \begin{aligned} I' &= \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} I \\ I'' &= \left(1 - \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \right) I \end{aligned} \right\}$$

若令 $K_{12} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$, 则虚电源强度为

$$\left. \begin{aligned} I' &= I \cdot K_{12} \\ I'' &= I (1 - K_{12}) \end{aligned} \right\} \quad (3.1.22)$$

式中 I' 和 I'' 是在满足边界条件下求出的, 因此用镜像源代替电阻率分界面求解电场分布问题, 其结果是正确的。

四、视电阻率及其与电流密度的关系

在推导电阻率公式 (3.1.18) 时我们作了两个假设, 即地下介质电阻率是均匀各向同性的, 且地表水平。但实际地质情况是复杂的, 电阻率往往不呈均匀分布, 地表也不水平。在这种情况下, 仍由 (3.1.18) 式计算的电阻率值就不可能是某一地层 (或某一岩、矿体) 的电阻率, 而是在电场作用范围内, 各种岩、矿石电阻率综合影响的结果, 故称为视电阻率, 以符号 ρ_s 表示, 即

$$\rho_s = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} \quad (3.1.23)$$

影响视电阻率的因素有: (1) 电极装置的类型和电极距 (即装置系数 K); (2) 测点位置; (3) 电场有效作用范围内各种地质体的分布情况, 包括它们的形状、规模、厚度、埋深及相互关系; (4) 地下地质体各自的电阻率。正是这些因素构成了电阻率法的应用基础。

根据 (3.1.3) 和 (3.1.7) 式, 视电阻率的基本公式 (3.1.23) 可改换成一个便于定性分析的公式, 即视电阻率与电流密度之间的关系式。

当 MN 很小时, 其间的电场可认为是均匀的, 因此 (3.1.7) 式可写作 (只考虑其数值)

$$E_{MN} = - \frac{U_N - U_M}{MN} = \frac{\Delta U_{MN}}{MN} = j_{MN} \cdot \rho_{MN}$$

所以

$$\Delta U_{MN} = j_{MN} \cdot \rho_{MN} \cdot MN \quad (3.1.24)$$

式中 MN 为 M 、 N 电极间的距离, j_{MN} 为 M 、 N 电极处的实际电流密度, ρ_{MN} 为 M 、 N 电极处的真实电阻率。

将 (3.1.24) 式代入 (3.1.23) 式, 有

$$\rho_s = K \frac{j_{MN} \cdot \rho_{MN} \cdot MN}{I}$$

当地下介质均匀时, 把 J 和 ρ 的脚标换成“0”, 则有

$$\rho_s = \rho_0 = K \frac{j_0 \rho_0 \cdot MN}{I}$$

解出

$$\frac{1}{j_0} = \frac{K \cdot MN}{I}$$

所以

$$\rho_s = K \frac{\Delta U_{MN}}{I} = \frac{K \cdot MN}{I} \cdot j_{MN} \cdot \rho_{MN} = \frac{j_{MN}}{j_0} \cdot \rho_{MN}$$