

石油地球物理勘探丛书

大地电磁 测深资料 处理与解释

陈乐寿 刘 任 王天生 编著

● 石油工业出版社

D63.2/009

070924

石油地球物理勘探丛书

大地电磁测深资料处理与解释

陈乐寿 刘 任 王天生 编著

石油工业出版社

内 容 提 要

本书共分五章，分别论述了大地电磁测深的原理、资料处理、一维模型大地电磁测深曲线的反演解释及二维正反演问题等。每一部分都是以作者亲自参加并完成的科研成果为基础，较系统地介绍了各种方法的基本理论、在计算机上实现及应用效果等，并给出了一些重要的程序选段，可供读者引用。

前言、第一章由刘任编写，第二章、第三章由王天生编写，第四章、第五章由陈乐寿编写。

本书可供地球物理勘探工作者，特别是从事大地电磁测深工作的同行们及有关院校师生参考。

石油地球物理勘探丛书 大地电磁测深资料处理与解释

陈乐寿 刘 任 王天生 编著

*

石油工业出版社出版

《北京安定门内安华里二区一号楼》

北京市顺义县牛富屯福利印刷厂排版

北京顺义燕华营印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

*

787×1092毫米16开本 15¹/₄印张 2插页 378千字 印1—2,000

1989年1月北京第1版 1989年1月北京第1次印刷

ISBN 7-5021-0181-0/TE·178

定价：3.10元

出版者的话

近二十年来，石油地球物理勘探技术日新月异，发展迅速。为了总结地球物理与地质相结合的经验，推广石油物探方法的新技术，我们组织有关专家、教授编写了这套《石油地球物理勘探丛书》，供石油地球物理工程师学习参考，以期做到物探工作中设计的合理性、采集的可靠性、处理的正确性、解释的科学性，提高解决各种复杂问题的能力。

这套丛书以应用为主，对基本概念和基础理论只做简要阐述，侧重于介绍各种新技术、新方法在实际工作中的应用。内容包括石油重、磁、电、地球化学、放射性、地震各种方法的资料采集、数字处理、成果解释、应用等，预计编写二十余册，每册都力图讲述清楚一个课题，它既是石油物探工作者施展才能的园地，又是您工作案旁的良师益友。让我们为发展石油物探技术，来共同编好和使用好这套丛书吧！

前 言

大地电磁测深法是研究地质结构的一种地球物理方法。它是以天然交变电磁场为场源。当交变电磁场在地中传播时,由于集肤效应的作用,不同周期的信号具有不同的穿透深度,在地面上观测大地电磁场,它的频率响应将反映着地壳内电性的垂向分布情况。

苏联 A. H. 吉洪诺夫于 1950 年提出以下三点设想:①大地电磁场本身结构虽然比较复杂,但可以近似地看作是平面波垂直入射到地球;②在地电学中可引入阻抗的概念,它反映了地球电性分布对大地电磁场的影响;③有可能利用单个点上的大地电磁场观测信息探测地球。

1953 年法国 L. 卡尼尔发表了一篇有关大地电磁法的比较系统的论文,给出了电磁场源为向地球垂直入射的平面波、地球为水平均匀各向同性层状介质条件下,大地电磁场的解。他将阻抗的频率特性变换为习惯的视电阻率形式:

$$\rho_s = 0.2T |Z|^2$$

式中 ρ_s ——视电阻率;
 T ——周期;
 Z ——波阻抗。

$$|Z| = \frac{|E_x|}{|H_y|} = \frac{|E_y|}{|H_x|}$$

式中 E_x ——电场在 x 方向的水平分量;
 E_y ——电场在 y 方向的水平分量;
 H_x ——磁场在 x 方向的水平分量;
 H_y ——磁场在 y 方向的水平分量。

E_x 、 E_y 、 H_x 、 H_y 为地面正交的电磁场测量分量。在水平层状介质情况下波阻抗 Z 是一标量,它是和介质电阻率 ρ 的分布以及信号周期 T 有关的函数。

A. H. 吉洪诺夫和 L. 卡尼尔的论点构成了大地电磁测深法的理论基础。从此,大地电磁测深在世界范围内引起了地球物理工作者的普遍重视。从方法理论的提出,到野外实验性的探测经过了将近 10 年的时间,这是因为大地电磁测深法需要较宽频带并具有较高测量精度的仪器,而且噪音背景的影响使观测结果分散。随着电子计算机的广泛应用,使得上述问题才逐渐得到解决。

60 年代苏联、美国、加拿大、法国等都着手进行研制数字电磁测深仪器的工作,从光点模拟记录发展为模拟磁带记录到数字磁带记录,对获取微弱的大地电磁信息和提高资料整理的速度及精度起到了重要作用。80 年代发展了先进的大地电磁探测系统,配有微型电子计算机装置控制观测和实现实时处理或现场处理,这对于保证记录的可靠性和提高野外探测效率具有重要作用。

大地电磁测深资料处理解释方法也是随着数字计算机技术的发展和运用而得以发展。资料的整理工作最初是由光点记录选择电磁场的谐变成分,量取它们的振幅和周期,计

算相应的标量阻抗及视电阻率，进而发展到引入最小二乘法，建立起以频谱分析和数字滤波为基础的估算张量阻抗的资料整理方法。资料的解释工作，由一般的选择曲线对比法发展为在电子计算机上实现了曲线自动拟合的解释方法，极大地提高了解释的可靠性和地质效果。因此使大地电磁测深方法获得了比以前更为广泛的应用。

由于大地电磁测深法是利用天然电磁场源，不需人工场源，所以野外施工简便、成本低廉，此外具有探测深度大，不受高阻层屏蔽影响，对低阻层有较高的分辨能力等优点，这使大地电磁测深法迅速发展成为一种重要的勘探手段。但由于天然电磁场源的信号比较微弱，尤其1赫兹频段附近的信号就更弱，往往难以检测到可靠信号，影响测深资料的完整性。

这种方法在国内外的能源勘探中都获得了广泛的应用。在含油气沉积盆地研究方面，可用以划分沉积岩系的不同电性层，确定高阻基岩构造，在有利条件下还可圈定沉积岩系中的局部构造和断层等。由于它对高导层反映灵敏，在地热勘探中具有独特的能力，对探测深部或浅部热源都能发挥很好的作用。由于其探测深度大，所以在深部地质及地球物理研究中也具有特别重要的作用，其地位仅次于地震方法，是当代综合物探中不可缺少的一种勘探手段。

本书内容涉及的研究项目经历了约10年的发展过程。参加数字大地电磁测深仪器研制的单位有：石油工业部石油地球物理勘探局仪器厂、石油地球物理勘探局研究院、石油地球物理勘探局普查大队、国家地震局地质研究所。参加资料数字处理解释方法研究及程序编制工作的单位有：石油工业部石油地球物理勘探局研究院、国家地震局地质研究所、武汉地质学院北京研究生部和石油物探教研室。

自1973年开始至1980年完成了SD-I型数字大地电磁测深仪器样机的研制和几种资料数字处理方法及一维反演解释方法的研究，并在Cyber-1724机上全部自动化地实现了数字大地电磁测深仪观测记录的数据处理。这一成果为我国在大地电磁测深法中应用数字技术奠定了基础，使该方法能在我国迅速发展并应用于石油勘探、地热勘探及深部地质结构研究等方面。

至1984年底已研制成一套具有高灵敏度、低噪音、高精度、大动态范围、宽频带等特点的SD-II型数字大地电磁测深仪和一套完整且功能较强、接近国际先进水平的大地电磁资料数据处理解释系统，它包括资料的预处理和数据处理方法及程序、一维正反演解释方法及程序、二维正反演解释方法及程序、绘图程序等，这些都是本书要介绍的主要内容。

大地电磁测深法是一种新兴的物探方法，其技术正处于发展阶段，今后应重视以下几方面问题的研究：

①仪器设备应向低功耗、轻便、温度适应范围大等方面发展，这样可缩小野外施工条件的限制，扩大方法的适用范围；

②要提高方法的地质效果，必须不断地研究能有效压制噪音干扰的数据处理方法和提高精度的解释方法；

③为确保原始记录的质量，需具有现场处理能力的或实时处理能力的观测记录系统。

目 录

第一章 大地电磁测深原理简介.....	1
第一节 大地电磁测深的标量阻抗理论.....	1
第二节 大地电磁测深的张量阻抗理论.....	8
第三节 大地电磁测深资料的获取.....	15
第二章 大地电磁测深资料的处理.....	23
第一节 综述.....	23
第二节 数字带的预处理与标定.....	26
第三节 大地电磁测深资料的最小二乘处理方法.....	28
第四节 抑制随机噪声影响的几种处理方法.....	39
第五节 大地电磁测深资料的窄带滤波处理方法.....	49
第六节 大地电磁测深资料的广义最小二乘处理方法.....	53
第七节 大地电磁测深资料的瞬态谱分析方法.....	63
第八节 大地电磁测深资料的级联分样处理方法.....	72
第三章 一维模型大地电磁测深曲线的反演解释.....	80
第一节 大地电磁测深曲线一维反演解释的数学描述.....	80
第二节 用马夸特法做大地电磁测深资料的一维反演解释.....	81
第三节 用广义逆方法反演解释一维大地电磁测深资料.....	88
第四节 博斯蒂克反演解释方法.....	102
第五节 几种类似博斯蒂克方法的快速反演解释方法.....	109
第四章 大地电磁测深的二维正演问题.....	120
第一节 二维模型条件下大地电磁场的基本公式及边界条件.....	120
第二节 用有限元法解大地电磁场二维正演问题.....	124
第三节 矩形单元剖分有限元法的实现.....	126
第四节 矩形-直角三角形混合剖分有限元算法的实现.....	150
第五节 直角三角形剖分二次插值有限元算法的实现.....	156
第六节 任意三角形剖分二次插值有限元算法的实现.....	160
第五章 大地电磁测深二维反演问题.....	171
第一节 初始模型的确定.....	171
第二节 应用样条函数插值的快速二维正反演方法.....	173
第三节 用解析法求取偏导数的二维反演方法.....	201
第四节 二维反演举例.....	224
参考文献	236

第一章 大地电磁测深原理简介

任何地球物理方法，都必须对实际情况做出某些理想化的假设，在此基础上建立基本理论和科学依据。

第一节 大地电磁测深的标量阻抗理论

一、对场源及地质模型的假设

大地电磁场来源于高空，可以近似地看作是在地球表面垂直入射的平面波，并假设大地介质由水平均匀层状介质所组成。这种介质模型的电性参数只随深度“ z ”变化，亦称一维介质模型（图1-1）。

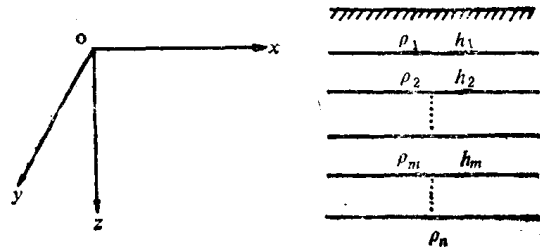


图 1-1 水平均匀层状介质

二、均匀半无限空间表面上的大地电磁阻抗

由于地球的磁场随时间而变化，在地球内感应产生电流，构成统一的电磁感应现象，为研究其传播特性，必须从麦克斯韦方程出发。当电磁场变化比较缓慢时，可忽略位移电流的影响。取直角坐标系（见图1-1）， oxy 平面为地面， z 轴垂直向下。麦克斯韦方程可写为：

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1-1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} \quad (1-2)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1-3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1-4)$$

式中 μ ——导磁率；

σ ——导电率；

$\vec{E}$ ——电场强度；

$\vec{H}$ ——磁场强度；

∇ ——哈密顿算子。

取一般岩石中的导磁率与真空中的相同。假若电场强度与磁场强度都是谐变场，可表示成：

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 e^{-j\omega t} \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{-j\omega t} \end{aligned}$$

式中 $e^{-i\omega t}$ ——谐变场的时间因子。

对上式求导后则有：

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -i\omega \vec{H}_0 e^{-i\omega t} = -i\omega \vec{H} \quad (1-5)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -i\omega (-i\omega) \vec{H}_0 e^{-i\omega t} = -\omega^2 \vec{H} \quad (1-6)$$

对电场 E 也有同样的表达式。将 (1-5) 式代入 (1-1) 式，便得到：

$$\nabla \times \vec{E} = i\omega \mu \vec{H} \quad (1-7)$$

现对 (1-7) 式的两边取旋度，并将 (1-2) 式代入，得到：

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = i\omega \mu \sigma \vec{E} \quad (1-8)$$

根据矢量分析公式有：

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \quad (1-9)$$

将 (1-9) 式代入 (1-8) 式，得到：

$$\nabla^2 \vec{E} - K^2 \vec{E} = 0 \quad (1-10)$$

上式中：

$$k = \sqrt{-i\omega \mu \sigma} = \left(\frac{-i\omega \mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-11)$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma}$$

式中 k ——传播常数；

ρ ——岩石的电阻率。

传播常数“ k ”是一个复数，亦称为复波数。

用类似的方法可以推出磁场的具有相似形式的方程：

$$\nabla^2 \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0 \quad (1-12)$$

(1-10) 和 (1-12) 式是谐变电磁场的波动方程，也称为亥姆霍兹方程。

∇^2 是拉普拉斯算符，在直角坐标系中为：

$$\nabla^2 = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2}$$

对于矢量场的拉普拉斯运算，按矢量的加法原理分别对其分量进行。即有：

$$\nabla^2 \vec{E} = \nabla^2 E_x \vec{i} + \nabla^2 E_y \vec{j} + \nabla^2 E_z \vec{k}$$

式中 $\vec{i}$ ——为坐标轴 x 方向上的单位矢量；

$\vec{j}$ ——为坐标轴 y 方向上的单位矢量；

$\vec{k}$ ——为坐标轴 z 方向上的单位矢量；

E_x ——是电场 $\vec{E}$ 在坐标轴 x 方向上的分量；

E_y ——是电场 $\vec{E}$ 在坐标轴 y 方向上的分量；

E_z ——是电场 $\vec{E}$ 在坐标轴 z 方向上的分量。

它们分别满足下列关系式：

$$\nabla^2 E_x = \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}$$

$$\nabla^2 E_y = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}$$

$$\nabla^2 E_z = \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2}$$

对磁场来说也具有类似的关系式。从这些关系式中很容易看出, 式 (1—10) 和 (1—12) 描述了电磁场 ($\vec{E}$ 和 $\vec{H}$) 随空间 (x, y, z) 和时间 t 的变化规律, 也就是电磁波在空间传播的规律。

我们再回到垂直入射的平面电磁波在水平均匀介质中传播的问题上来。将 (1—1) 式和 (1—2) 式展成分量形式后有:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_x \quad (1-13)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu H_y \quad (1-14)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu H_z \quad (1-15)$$

及

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_x \quad (1-16)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{\rho} E_y \quad (1-17)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{\rho} E_z \quad (1-18)$$

由于在我们所选取的坐标系中, oxy 平面与地面一致, 平面电磁波的波前沿 xy 平面, 显然电场和磁场的任一分量沿水平面上的变化率为零, 所以有:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial y} = 0$$

因此 (1—13) 到 (1—18) 诸式可简化为:

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_x \quad (1-13)'$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu H_y \quad (1-14)'$$

$$H_z = 0 \quad (1-15)'$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_x \quad (1-16)'$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_y \quad (1-17)'$$

$$E_z = 0 \quad (1-18)'$$

从此可以看出, 电磁场各分量间的关系。在给定情况下, E_y 只与 H_x 有关, H_y 只与

E_z 有关, 且电场与磁场都没有垂直分量。设在真空中波前与 y 轴平行, 这时可以将电磁场分解成为两组独立的极化波分别进行讨论, 一组是含 (E_y, H_x) 分量的 E 极化波, 另一组是只含 (E_x, H_y) 分量的 H 极化波, 它们的关系式为:

E 极化 (E_y, H_x)

H 极化 (E_x, H_y)

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_x$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_x$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_y$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu H_y$$

$$E_z = H_z = 0$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - k^2 E_y = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - k^2 H_y = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - k^2 H_x = 0$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - k^2 E_x = 0$$

$$k = \sqrt{-i\frac{\omega\mu}{\rho}}$$

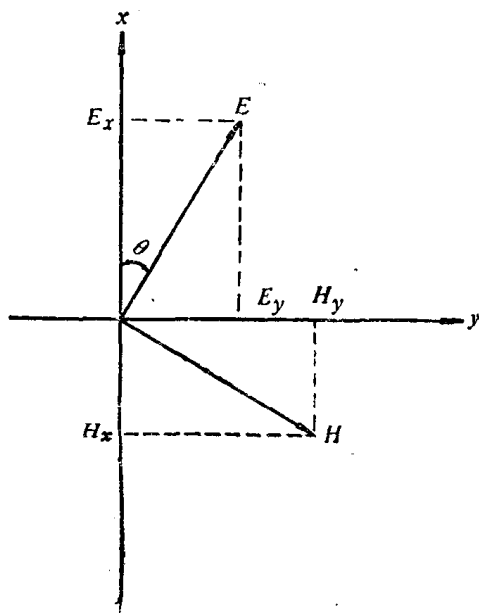


图 1-2 平面电磁波在地面上
沿任意直角坐标系的分解

平面电磁波的 E 极化波, 即入射波中 E 波沿 y 方向极化, 也称为 TE 波。同样, H 极化波相当于入射波中的 H 波沿 y 方向极化, 亦称为 TM 波。由此看来, 水平均匀介质中 电场和磁场本身是正交的, 这是大地电磁场在这种介质中的基本特征。

平面电磁波的波阻抗定义为:

$$Z = \frac{E}{H}$$

在实用单位制中波阻抗的单位为:

$$[Z] = \frac{[E]}{[H]} = \frac{\text{伏/米}}{\text{安/米}} = \text{欧姆}$$

它与电阻具有相同的单位。

在水平均匀各向同性介质中, 由于 E_y 和 H_x 以及 E_x 和 H_y 之间是正交的, 故在地表上沿任意测量轴 x 和 y 有如下关系 (见图 1-2)。

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{E \cos \theta}{H \cos \theta} = \frac{E}{H}$$

$$Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x} = -\frac{E \sin \theta}{H \sin \theta} = -\frac{E}{H}$$

$$Z_{xy} = -Z_{yx}$$

式中 Z_{xy} 和 Z_{yx} ——标量阻抗;

θ ——电场强度与 x 轴夹角。

这表明, 沿任意正交测量轴上所测得的波阻抗的数值都是相等的。或者说在一维介质中, 波阻抗是与测量轴方位无关的一个标量, 具有这种性质的阻抗称为标量阻抗。

我们再以 (E_x, H_y) 型偏振波为例来讨论波阻抗与介质电阻率之间的关系。根据 H 极化波方程有：

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - k^2 E_x = 0$$

这是一个二阶常微分方程，它的一般解为：

$$E_x = Ae^{-kz} + Be^{kz} \quad (1-19)$$

式中 A 和 B ——由边界条件确定的积分常数。

现在我们考虑电阻率为 ρ 的无限均匀半空间，在无限远处，即 $z \rightarrow \infty$ 时应有 $E_x = 0$ ，于是要求 $B = 0$ 。因此有：

$$E_x = Ae^{-kz} \quad (1-20)$$

再根据 $\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu H_y$ 有：

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (1-21)$$

因此：

$$H_y = \frac{1}{\sqrt{-i\omega\mu\rho}} Ae^{-kz}$$

由此导出波阻抗表达式为：

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = + \sqrt{-i\omega\mu\rho} \quad (1-22)$$

它是一个复数，又可写成：

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = + \sqrt{\omega\mu\rho} \cdot e^{-i\frac{\pi}{4}}$$

我们如果只考虑阻抗的振幅，则有：

$$\rho = \frac{1}{\omega\mu} |Z|^2 \quad (1-23)$$

同样对 (E_y, H_x) 型极化波也可得出相同的结论，因此可以将 Z 的下标省去。 Z 是地面上任意正交的电磁场分量之比，又称为输入阻抗或表面阻抗。

(1-23) 式是大地电磁测深中非常重要的公式。由它建立了表面阻抗 Z 与地下介质电阻率之间的关系，也就是说地下介质的电性完全可以通过地表电磁场的观测而确定。

在实际工作中，通常采用的单位：电场为毫伏/公里，磁场为伽马，周期为秒。地下介质电阻率为欧姆米，于是 (1-23) 式可写为：

$$\rho (\Omega \cdot m) = 0.2T (s) \left| \frac{E (mV/km)}{H (\gamma)} \right|^2$$

我们再来讨论 (1-20) 式，当 $z = 0$ 时：

$$E_x^{(0)} = A$$

它是大地表面的电场强度，按上面的假定应为谐变场，可令：

$$A = E_x^{(0)} e^{-i\omega t}$$

将传播常数 k 写成复数形式。考虑到：

$$\sqrt{-i} = \frac{1}{\sqrt{2}} + i \frac{1}{\sqrt{2}}$$

因此:

$$k = \sqrt{-\frac{i\omega\mu}{\rho}} = (1-i)\sqrt{\frac{\omega\mu}{2\rho}} = \alpha - i\beta$$

式中 α ——介质的吸收系数,

β ——圆波数。

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\rho}}$$

在深度 z 处时, 电场强度可写成:

$$E_x(z) = Ae^{-kz} = E_x^{(0)} e^{-i\omega t} e^{i\beta z} e^{-\alpha z} \quad (1-24)$$

式中: $e^{-i\omega t}$ 和 $e^{i\beta z}$ 因子说明电场 E_x 在传播中呈谐变规律变化。 $e^{-i\omega t}$ 表示它随时间呈

谐波变化, 变化周期 $T = \frac{2\pi}{\omega}$, 圆频率 $\omega = \frac{2\pi}{T}$, 表示单位时间内振动次数的 2π 倍。 $e^{i\beta z}$

表示波沿传播方向 z 也呈谐波变化。我们把空间传播方向上相邻同相点的距离称为波长,

以 λ 表示, 则圆波数 $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, 它表示单位长度内波数的 2π 倍。

波长 λ 是电磁波的一个重要参数, 因为它同时含有场的频率因子和介质电性参数:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = 2\pi \sqrt{\frac{\rho T}{\pi\mu}}$$

在合理化实用单位制中, $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨利/米。则有:

$$\lambda = \sqrt{10\rho T} \times 10^3 \text{ (米)}$$

或:

$$\lambda = \sqrt{10\rho T} \text{ (公里)}$$

在 (1-24) 式中, $e^{-\alpha z}$ 因子表示电场 E_x 的振幅随深度 z 呈指数规律衰减, α 是介质的吸收系数, 可用波长来表示:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\sqrt{10\rho T}}$$

上式表明, 短波即高频波衰减得快, 这和下述趋肤深度引出的结果是一致的。

我们定义当振幅衰减到地面处数值的 $\frac{1}{e}$ 的深度为电磁波的穿透 (或趋肤) 深度, 显然, 穿透深度与吸收系数成反比, 即:

$$\rho = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\sqrt{10\rho T}}{2\pi} \quad (1-25)$$

式中 ρ ——穿透深度。

穿透深度 ρ 与介质电阻率 ρ 及周期 T 有关, ρ 值愈高, 周期愈大, 则穿透深度 ρ 也愈大, 这对讨论大地电磁法的勘探深度具有很重要的实际意义。

三、水平层状模型上的大地电磁阻抗公式

在上面的讨论中将介质电阻率 ρ 看成是一个常数, 也就是均匀半无限空间。下面进一步讨论水平层状介质上的阻抗表达式。

假若有一个如图 1-1 所示的水平均匀各向同性层状介质。根据 (1-14)' 式和 (1-19) 式, 对第 m 层来说可以写出其中深度 z 上的电场和磁场的表达式为:

$$E_x(z) = A_m e^{-k_m z} + B_m e^{k_m z}$$

$$H_y(z) = -\frac{k_m}{i\omega\mu} \left(A_m e^{-k_m z} - B_m e^{k_m z} \right)$$

阻抗表达式则为:

$$Z_m(z) = -\frac{i\omega\mu}{k_m} \cdot \frac{A_m e^{-k_m z} + B_m e^{k_m z}}{A_m e^{-k_m z} - B_m e^{k_m z}} \quad (1-26)$$

式中 A_m 和 B_m ——第 m 层的积分常数。

取 $Z_{om} = -\frac{i\omega\mu}{k_m}$, 为第 m 层的特征阻抗, 并假定第 m 层顶面深度为 z_m , 底面深度为 z_{m+1} , 则第 m 层中这些深度处的阻抗可以分别表示为:

$$Z_m = Z_{om} \frac{e^{-k_m z_m} + \frac{B_m}{A_m} e^{k_m z_m}}{e^{-k_m z_m} - \frac{B_m}{A_m} e^{k_m z_m}} \quad (1-27)$$

$$Z_{m+1} = Z_{om} \frac{e^{-k_m z_{m+1}} + \frac{B_m}{A_m} e^{k_m z_{m+1}}}{e^{-k_m z_{m+1}} - \frac{B_m}{A_m} e^{k_m z_{m+1}}} \quad (1-28)$$

将 (1-27) 式与 (1-28) 式联立, 消掉 $\frac{B_m}{A_m}$, 可得到:

$$Z_m = Z_{om} \frac{1 + \frac{Z_{m+1} - Z_{om}}{Z_{m+1} + Z_{om}} e^{-2k_m(z_{m+1} - z_m)}}{1 - \frac{Z_{m+1} - Z_{om}}{Z_{m+1} + Z_{om}} e^{-2k_m(z_{m+1} - z_m)}}$$

式中 $(Z_{m+1} - Z_m)$ ——第 m 层的厚度。

令 $Z_{m+1} - Z_m = h_m$, 将其代入上式后则得到:

$$Z_m = Z_{om} \frac{1 + \frac{Z_{m+1} - Z_{om}}{Z_{m+1} + Z_{om}} e^{-2k_m h_m}}{1 - \frac{Z_{m+1} - Z_{om}}{Z_{m+1} + Z_{om}} e^{-2k_m h_m}}$$

还可以写成:

$$Z_m = Z_{om} \frac{Z_{om}(1 - e^{-2k_m h_m}) + Z_{m+1}(1 + e^{-2k_m h_m})}{Z_{om}(1 + e^{-2k_m h_m}) + Z_{m+1}(1 - e^{-2k_m h_m})} \quad (1-29)$$

因为电磁场的水平分量在界面上是连续的, 所以阻抗 Z 也是连续的, 因此, Z_{m+1} 即是 $m+1$ 层顶面的波阻抗。这样 (1-29) 式说明, 对任何水平均匀层状介质而言, 任一层顶面处的波阻抗 Z 均可通过其下一层顶面处的波阻抗来描述, 只要知道了这一层的电阻率和厚度。对于最下面的第 n 层, 则可看成是无限均匀的半空间, 其阻抗表达式可由 (1-22) 式给出。这样, 如地电断面已知, 则利用 (1-22) 式和 (1-29) 式就可以从第

n 层开始逐层向上一直递推到地面, 求得地球表面处的波阻抗 $Z_{(0)}$ 。它是各层电阻率、厚度以及电磁场信号周期 T 的函数, 可用一般关系式表示成:

$$Z(0) = f(\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n, h_1, h_2, \dots, h_{n-1}, T)$$

四、视电阻率的概念

视电阻率的概念, 是从均匀介质中的电阻率和波阻抗之间的关系式引伸出来的。

在均匀介质中有:

$$\rho = \frac{1}{\omega \mu} |Z|^2$$

借用这一关系式, 把不均匀介质情况下的地面波阻抗代入, 称其相应的“电阻率值”为视电阻率。因而视电阻率和均匀介质中的电阻率相比较, 它们与地面波阻抗之间的关系式是相同的:

$$\rho_s = \frac{1}{\omega \mu} |Z_{1,n}|^2$$

这里阻抗 Z 的脚码的含义是: 第一个脚码表示波阻抗所在层面的位置, 第二个脚码表示层状介质的总层数, 即 $Z_{1,n}$ 是表示 n 层介质的第一层顶面处的波阻抗。

一般来说, 视电阻率 ρ_s 不是某层介质的真正电阻率, 它是层状介质电性参数分布的综合反映, 它与地电断面参数及观测电磁场信号的周期有关。一定频段的大地电磁场有一定的穿透深度与影响范围, 而视电阻率 ρ_s 则表示这一范围内地电断面的“平均”效应。显然, 高频电磁场分量分布范围小, 平均效应涉及的范围也小; 而低频电磁场分量的分布范围大, 平均效应涉及的范围也大, 即穿透深度大。可见在大地电磁测深中视电阻率与周期之间的关系和直流电测深中视电阻率与供电电极距之间的关系极为相似。这就是应用大地电磁场能够探测地下地电性质随深度变化的物理基础。

第二节 大地电磁测深的张量阻抗理论

一、张量阻抗

在水平非均匀构造及各向异性介质影响下, 阻抗随时间及测量方向而变化, 这时它具有张量性质。

非一维构造的电阻率分布, 不但沿垂向 z 方向变化, 而且在水平方向上也是不均匀的, 这时在一定的观测坐标下, 在地面沿两个正交方向所测量的视电阻率是不等的, 即,

$$\rho_{xy} \neq \rho_{yx}$$

式中

$$\rho_{xy} = 0.2T |Z_{xy}|^2 = 0.2T \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2$$

$$\rho_{yx} = 0.2T |Z_{yx}|^2 = 0.2T \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2$$

显然, 上一节所阐述的理论在实际应用中是有局限性的。对具有明显构造走向方向的

介质分布而言, 其电阻率沿走向 x 方向是稳定的, 而沿垂向 z 方向和倾向 y 方向是变化的, 显然, 这是二维的电阻率分布。如果电阻率沿 x 、 y 、 z 三个方向都有变化, 则为更复杂的三维电阻率分布。与一维介质相比二维和三维介质都具有水平不均匀分布的特点。大地电磁平面波垂直入射到这类介质后, 会发生什么样的情况呢? 我们还从麦克斯韦方程出发来讨论。

现将麦克斯韦方程 (1—1) 和 (1—2) 式展开后得到:

$$\begin{aligned} & \vec{i} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) - \vec{k} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ &= i\omega\mu (\vec{i} H_x + \vec{j} H_y + \vec{k} H_z) \end{aligned}$$

及

$$\begin{aligned} & \vec{i} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ &= \sigma (\vec{i} E_x + \vec{j} E_y + \vec{k} E_z) \end{aligned}$$

式中 $\vec{i}$ 、 $\vec{j}$ 、 $\vec{k}$ ——表示单位矢量。

上两式中对应的矢量分量应相等, 同时注意到凡是对 x 的偏导数皆为零, 于是有:

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_x \quad (1-30)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu H_y \quad (1-31)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu H_z \quad (1-32)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma E_x \quad (1-33)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma E_y \quad (1-34)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = -\sigma E_z \quad (1-35)$$

从上面诸式中可以看出, (1—30)、(1—34)、(1—35) 式中只含有 E_y 、 E_z 和 H_x 分量, 而 (1—31)、(1—32)、(1—33) 式中只含有 H_y 、 H_z 和 E_x 分量, 这说明对任何一个垂直入射的平面电磁波来说, 沿构造方向 (即走向 x 轴方向和倾向 y 轴方向) 可以分解为两组独立的线性偏振波, 分别称为 $H_{//}$ 极化波和 $E_{//}$ 极化波。

$H_{//}$ ——表示磁场平行构造走向;

$E_{//}$ ——表示电场平行构造走向。

一组含有的分量为 $(0, E_y, E_z)$ 、 $(H_x, 0, 0)$; 另一组为 $(E_x, 0, 0)$ 、 $(0, H_y, H_z)$ 。 x 、 y 轴又称为电性主轴。在二维介质中出现了电磁场的垂直分量 E_x 和 H_x , 这是与一维介质之间的主要区别之一, 它是由于 y 方向上介质的不均匀性引起的。

现将 (1—30) ~ (1—35) 式按与 $H_{//}$ 极化波组及与 $E_{//}$ 极化波组有关的归纳如下:

$$\begin{array}{ll}
H_{\parallel} \text{ 极化波} & E_{\parallel} \text{ 极化波} \\
\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu H_z & \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\rho_z} E_z \\
\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{1}{\rho} E_y & \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu H_y \\
\frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{\rho} E_z & \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu H_z
\end{array}$$

对以上两类极化波可分别写出相应的表面阻抗表达式。

$H_{\parallel}$ 极化时表面阻抗 Z_{TM} 为:

$$Z_{TM} = \frac{-E_y}{H_x} \quad (1-36)$$

$E_{\parallel}$ 极化时表面阻抗 Z_{TE} 为:

$$Z_{TE} = \frac{E_z}{H_y} \quad (1-37)$$

在一般情况下, $Z_{TE} \neq Z_{TM}$, 因而就有: $\rho_{TE} \neq \rho_{TM}$ 。这表明在非一维即水平非均匀构造情况下沿电性主轴方向观测时会得到两条完全不同的视电阻率曲线。这时电磁场分量之间的关系可以通过阻抗 Z_{TE} 与 Z_{TM} 来确定:

$$\begin{cases} E_x = Z_{TE} H_y \\ E_y = -Z_{TM} H_x \end{cases} \quad (1-38)$$

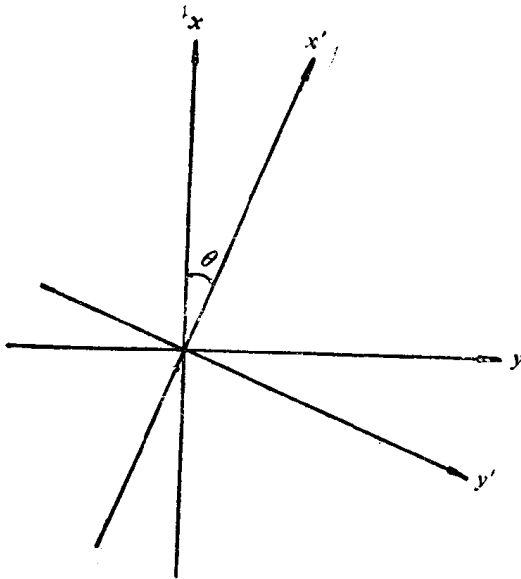


图 1-3 地面上观测坐标轴方位

但实际观测时却不可能沿电性主轴方向进行, 对任意二个正交的观测方向来说, 大地电磁场之间的关系又怎样呢?

设 x 、 y 为电性主轴方位, 而 x' 、 y' 为观测方位, 两坐标系间的夹角为 θ , 如图1-3所示。根据矢量投影关系沿 x' 、 y' 方位上测量的电场分量与电性主轴方位上的电场分量之间的关系为:

$$\begin{cases} E'_x = E_x \cos\theta + E_y \sin\theta \\ E'_y = -E_x \sin\theta + E_y \cos\theta \end{cases} \quad (1-39)$$

同样也可以写出相应磁场分量之间的关系为:

$$\begin{cases} H_x = H'_x \cos\theta - H'_y \sin\theta \\ H_y = H'_x \sin\theta + H'_y \cos\theta \end{cases} \quad (1-40)$$

将(1-38)式和(1-40)式代入(1-39)式, 得到:

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{TE} (H'_x \sin\theta + H'_y \cos\theta) \cos\theta - Z_{TM} (H'_x \cos\theta - H'_y \sin\theta) \\ &= \frac{Z_{TE} - Z_{TM}}{2} \sin 2\theta H'_x + (Z_{TE} \cos^2\theta + Z_{TM} \sin^2\theta) H'_y \end{aligned} \quad (1-41)$$

和