

7073

56.2908

大地电磁测深译文集

《第一集》

08

地质出版社

大地电磁测深译文集

第 一 集

王建谋 陈乐寿 等译

袁学诚 等校

地 质 出 版 社

内 容 提 要

本译文集共收集了美国、加拿大、苏联、西欧等国的研究论文18篇,重点放在介绍七十年代至八十年代的成果,基本上概括了大地电磁测深法的全貌。其内容包括以下几个方面:大地电磁测深的基本原理;野外工作方法;模型实验;远参考技术;二、三维正演问题;定性、定量及地质解释方法和应用实例。它是从事大地电磁测深生产、科研和教学人员较好的参考资料。

大地电磁测深译文集

第 一 集

王建谋 陈乐寿 等译

*

责任编辑:曹玉

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:787×1092¹/₁₆印张:14³/₄字数:347,000

1987年8月北京第一版·1987年8月北京第一次印刷

印数:1—1,200册 国内定价:3.50元

统一书号:13038·新389

目 录

1. 大地电磁法地球物理勘探的基本原理..... L. 卡尼尔 (1)
2. 考虑场源的大地电磁法理论..... A.T. 普赖斯 (22)
3. 根据测量数据估算大地电磁阻抗张量元素
..... W.E. 西姆斯 E.X. 博斯蒂克 H.W. 史密斯 (34)
4. 关于确定地壳深层电性特征的问题..... A.H. 吉洪诺夫 (39)
5. 用大地电磁法探测地球中的大型不均匀体 F.X. 博斯蒂克 H.W. 史密斯 (42)
6. 远参考大地电磁测量: 设备和工作方法
..... J. 克拉克 T.D. 甘伯, W.M. 古博
..... R.H. 科 R.F. 米拉基 (51)
7. 带远磁参考的大地电磁测量..... T.D. 甘布尔 W.M. 古博 J. 克拉克 (66)
8. 远参考大地电磁测量的误差分析..... T.D. 甘布尔 W.M. 古博 J. 克拉克 (83)
9. 二维不均匀介质的理论大地电磁和土拉姆响应..... M. 查尔斯 J. 斯威夫特 (95)
10. 处理大批量的大地电磁数据的一个程序系统..... W. 米勒 W. 洛塞 K. 诺德 (108)
11. 大地电磁测深分析方法..... W.E. 西姆 F.X. 博斯蒂克 (116)
12. 大地电磁测深曲线解释的基本原理
..... W.N. 别尔季契夫斯基 V.I. 德米特列也夫 (150)
13. 大地电磁法中 “Niblett” 和 Bostick” 变换的等价性 (给编辑的一封信)
..... A. G. 琼斯 (184)
14. 根据大地电磁数据确定区域走向
..... T.D. 甘布尔 W.M. 古博 R. 米拉克依 J. 克拉克 (186)
15. 西伯利亚地台南部与贝加尔断裂带的深部大地电磁研究
..... V.I. 波斯皮耶夫 V.I. 米哈列夫斯基 (194)
16. 大地电磁测深的处理与解释 G. 孔涅兹 (200)
17. 采用现场处理的自适应大地电磁勘探一个典型例证
..... E. 伯克曼 R.D. 戈斯 A.S. 奥林奇 R.D. 史密斯 (218)
18. 关于地壳大地电磁测量的初步报导..... T. 坎特韦尔 T.R. 马德恩 (228)

大地电磁法地球物理 勘探的基本原理*

L. 卡尼尔

摘 要

从安培定律（对于均匀地壳）和麦克斯韦方程出发，并应用赫兹向量的概念（对于多层地壳）可以获得地壳内大地电流产生于地表处的电场和磁场水平分量的解。这些水平分量之比以及它们的相对相位，可用来推断地下地层的构造和真电阻率。一些其他成对的电磁要素之比也可起类似的推断作用。

一般的说，大地电磁测深结果是用视电阻率和相位差曲线表示的，在给定的测点上，它们表示成不同大地电流分量周期的函数。推导出了有关二层和三层问题的电阻率和界面深度等的具体公式。

对于几何形状相似、而相应电阻率仅差一线性系数的两个断面来说，其相位关系是相同的，而视电阻率之比与对应真电阻率之间的比例常数相同。这个“相似原理”大大地简化了量板的表示方法，后者是用于进行地质解释的。

除了大地电流法所提供的一般优点（不需要电源和长电缆，勘探深度很大，等等）之外，大地电磁法勘探较常规的电阻率法，具有更好的分辨各个地层的能力。它几乎是一种初查可能含油的大型沉积盆地的理想工具。

序 言

毫无疑问，地球物理勘探中的第一次成功是应用电法取得的。对石油和金属矿勘探来说，电法总是有希望的，因为通常可以指望在地球介质中存在明显的电性差异。而且，在水平层情况下，在既无磁异常也无重力异常地区，电法勘探能够提供资料。利用电流通过两个点电极导入地下后在地表产生的等位线进行作图的等位线法，由于资料分析中的困难而常常失效。尽管欧姆定律简单，而电流在地球里疏动的理论是很复杂的。我们可以借助于模型实验工作，但是这些实验结果应用到实际情况时仍保存了理论方法上的许多欠缺之处。

一般地说，石油和金属矿地质工作者不满足于地球物理工作者根据等位线法资料提供的不明确的解释。在这方面更不希望应用交流方法，因为麦克斯韦方程与欧姆定律相比，更不易处理。

电阻率法的提出，在正确的方向上跨出了一步，主要是因为当构造不太复杂时能计算出或者至少可以估算出断面的视电阻率，而不会导致太大误差。然而，这些新方法，特别

• Louis Cagniard, Basic Theory of the Magneto—telluric Method of Geophysical prospecting, 1953, Geophysics Vol.18, No.3. P605—635.

是就其解决深度确定问题而论,并没有证实它们具有象开始出现时所显示的能力。即使对于二层情况,编制量板也要花费很大的劳动力,尽管曲线的数目已相当可观,但人们用其中的这些曲线也难与实验曲线相重合。而且,直流方法的有效勘探深度只限于几百米之内,而交流方法还要浅些,特别是用高频时。为了勘查到适当的深度,要采用很大的供电电极距,因此,这种方法就不再具有成本低的优点了。

很明显,就石油勘探来说,电测深原来设想的效果要比实际的好得多。然而较近期提出的大地电流法,虽然除法国外很少有人知道和很少应用,但却提供了较为有利的前景。尽管这种方法所涉及的原理早在30年前已被Conrad Schlumberger认识到,但是直到第二次世界大战前几年还没有得到实际应用。大地电流法有一些优点,如不需要电源和长导线,适应性强,高速和低价,以及比电阻率法有更大的穿透深度等。尽管它有这些基本的优点,然而大地电流法几乎仅代表一种更先进方法在发展过程中的一个过渡阶段。做为本文主题的大地电磁法能应对成果定量解释日益增长的需要。实际上,它不是单纯的电法勘探,而是电与磁相结合的方法,方法的名称即由此引出。

从本质上说,大地电磁法是在同一点上将与大地电流相联系的电场和磁场的水平分量进行比较。这种新方法具有大地电流法的全部优点,并且就适应性,速度和经济等方面来说,还有所改进。此外,在水平成层情况下,它使确切的定量解释成为可能。该方法还能比较容易的应用于海底勘探。

趋肤效应及其意义。电性均匀介质中的谐波大地电流层

作为大地电磁法分析的起步,让我们来研究一种示意性的理想化的大地电流层。我们假定它是在导电率为 σ 的电性均匀介质中流动着的、均匀的周期为 T 的简谐电流层。

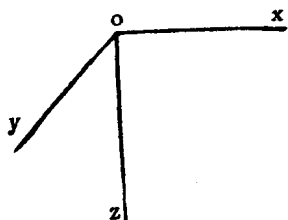


图1 坐标系, xy 平面表示地球表面, Z 向下为正

在研究这个问题时,我们只用电磁单位来表示电、磁量的大小。我们选择直角坐标系 o, x, y, z (图1),其原点位于地面, oz 垂直向下。我们要注意的,对于站在地面上,而头向上的观察者来说,地面上 ox, oy 的角度等于 $-(\pi/2)$ 。牢记以下一点也是有用的,即如果电流在地下沿 ox 流动,则 oy 位于向空中注视的安培人的左侧。

在应用麦克斯韦方程和研究谐波现象时,引入赫兹向量和使用虚量符号是特别有用的。在后面我们将使用这一手段,但是对于处理特别简单的情况时,我们尽可能地采用简单的方法,以便使那些不熟悉麦克斯韦分析而又急待了解这一方法原理的人们能够理解。

“均匀”这个术语应用到我们要研究的大地电流层上是有点不够准确的。事实上,仅在平行于地表的方向上具有均匀性,而沿垂线方向是不均匀的。如果在地面上即 $Z=0$ 处电流密度用下式表示:

$$I_x = \cos \omega t \quad I_y = I_z = 0 \quad (1)$$

则物理定律证明,当深度为 Z 时有

$$I_x = e^{-Z\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \cos(\omega t - Z\sqrt{2\pi\sigma\omega})$$

$$I_y = I_z = 0 \quad (2)$$

e 被称为自然对数的底。公式(2)适用于趋肤效应。当 z 增大时,我们注意到 I_z 随 z 成指数减小,与此同时,相位延迟却逐渐增大。

传统名称“穿透深度”(与地层的导电率和 σ 大地电流层的周期 T 有关)是一个经常要用到的术语,将定义成:当振幅减小到地面振幅的 $1/e$ 时的深度,即为:

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (3)$$

至于相位,每当 Z 增大 p 时,它多延迟一个弧度($\approx 57^\circ 17' 44.8''$)。

显然,当 Z 无限大时,磁场振幅趋于零,否则电流密度不会为零。同时,对称性要求磁场处处是水平的,并平行于 oy 。现在在 CD 我们把安培定律应用到长方形 $ABCD$ 中去(图2),其中边 AB 、平行于 oy ,并且为一个单位长度,边 AB 位于深度 z ,边 CD 置于无穷大深度处。由此得到:

$$H_x = 0$$

$$H_y(z) = 4\pi \int_z^\infty I_z dz = 2\sqrt{\frac{\pi}{\sigma\omega}} e^{-z\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \cos(\omega t - z\sqrt{2\pi\sigma\omega} - \frac{\pi}{4})。 \quad (4)$$

特别是在地球表面上,那里 $z=0$,于是有

$$H_x = 0$$

$$H_y = 4\pi \int_0^\infty I_z dz = 2\sqrt{\frac{\pi}{\sigma\omega}} \cos(\omega t - \frac{\pi}{4}) \quad (5)$$

我们要强调这个初步的结果,因为它是要提出的方法的关键:在地面上,磁场 H 和电场 $e(E_z = I_z/\sigma)$ 是正交的。电场振幅与磁场振幅的商为 $1/\sqrt{2\sigma T}$ 。磁场相位相对于电场相位来说延迟了一个 $\pi/4$ 角度。

当然,假定我们在测量磁场过程中总是选择左手边作为正方向的话,则上述结果对沿任何方向流动的大地电流层来说都是有效的。例如,如果沿 oy 的电场分量是下述形式的:

$$E_y = \frac{I}{\sigma} \cos \omega t \quad (6)$$

必将有:

$$H_x = -2\sqrt{\frac{\pi}{\sigma\omega}} \cos(\omega t - \frac{\pi}{4}) \quad (7)$$

相对于类似的(5)式来说有符号的变化,因为当电流沿 y 轴流动时, x 轴指出右手边。

关系式(5)第二部分中的积分,表示通过一垂直的、从地面开始向下无限延伸的、垂直于 ox 、且宽度为一个单位的长方形的总电流强度。磁场 H 则与这个总强度只差一个系数 4π 。

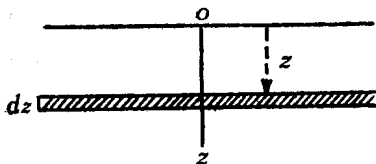


图3 表示水平均匀电流层的断面图

这个研究结果具有很大的实际价值。它对任何层状介质都是严格成立的,并且对勘探工作中感兴趣的许多情况来说也是近似成立的。

注解

假设一个水平的,均匀的,电流密度为 I 的非

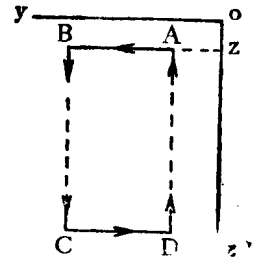


图2 应用法拉第法
则时积分的途径

常薄的直流电流层在 z 和 $z + dz$ 两个水平面之间流动着(图3)。众所周知且容易证明,由这个水平电流层产生的地面上的磁场是水平的,指向左手边,并且它的数值是 $2\pi I dz$ 。

对于从地表到深度 z 范围内平行于 ox 流动,而其密度 I_x 为 z 的某一函数的直流电流层来说,我们会得出:

$$H_y = 2\pi \int_0^z I_x(z) dz \quad (8)$$

因为,相对于 p 来说波长是很大的,故大地电流具有非常低的频率,所以我们对它可以应用(8)式,假设它的性质是属于直流的,于是我们可写出:

$$H_y = 2\pi \int_0^z I_x(z) dz \quad (9)$$

而准确的公式(5)中的系数是 4π ,而不是 2π 。

单位和数量:

我们度量磁场用伽马(nT),电场用毫伏/公里(mv/km),周期用秒(s)。另一方面,勘探工作者通常用电阻率 ρ 而不用导电率 σ 。他们测量电阻率用欧姆·米($\Omega \cdot M$)

$$\left. \begin{aligned} 1 \gamma(nT) &= 10^{-5} \text{ 电磁厘米、克、秒、单位} \\ 1 \text{ mv/km} &= 1 \text{ 电磁厘米、克、秒、单位} \\ 1 \text{ km} &= 10^5 \text{ 电磁厘米、克、秒、单位} \\ 1 \Omega \cdot M &= 10^{11} \text{ 电磁厘米、克、秒、单位。} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

采用新的单位制,我们得到:

$$p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{10\rho T} \quad \rho = 0.2T \left(\frac{E}{H} \right)^2 \quad (11)$$

为了熟悉数量的级次,参阅下面两个数据表是有好处的。表1给出了不同 ρ 值和 T 值时的 p 值。表2给出电场为1 mv/km时的 H 值,它也是 ρ 和 T 的函数。

表 1 以公里为单位给出的穿透深度

$\rho \backslash T$	1 s	3 s	10 s	30 s	1 min	2 min	5 min	10 min	30 min
0.2	0.225	0.39	0.712	1.23	1.74	2.47	3.90	5.51	9.54
1	0.503	0.872	1.59	2.76	3.90	5.51	8.72	12.3	21.4
5	1.13	1.95	3.56	6.16	8.72	12.3	19.5	27.6	47.7
10	1.59	2.76	5.03	8.72	12.3	17.4	27.6	39.0	67.5
50	3.56	6.16	11.3	19.5	27.6	39.0	61.6	87.2	151
250	7.95	13.8	25.2	43.6	61.6	87.2	138	195	338
1000	15.9	27.6	50.3	87.2	123	174	276	390	675
5000	35.6	61.6	113	195	276	390	616	872	1510

非谐波大地电流层的电场和磁场之间的关系

如果大地电流分量不再按照正弦规律随时间变化,而是代之以完全任意的变化,就象自然界中的大地电流场那样的话,上面得到的关系可以容易的通过运算微积的方法来加以推广。我们将只限于给出这个计算结果,它在勘探方面似乎没有多大实际价值。

$$E_y(t) = - \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma}} \int_0^t H_x'(u) \frac{du}{\sqrt{t-u}} = \frac{-1}{2\pi\sqrt{\sigma}} \int_0^\infty H_x'(t-u) \frac{du}{\sqrt{u}} \quad (12)$$

表 2 当 E 是 1mV/km 时, 以 γ (nT) 为单位给出的磁场的振幅

$\rho \backslash T$	1 s	8 s	10s	30s	1 min	2 min	5 min	10min	30min
0.2	1	1.73	3.16	5.48	7.75	11.0	17.3	24.5	42.4
1	0.447	0.775	1.41	2.45	3.46	4.90	7.75	11.0	19.0
5	0.2	0.346	0.632	1.10	1.55	2.19	3.46	4.90	8.49
10	0.141	0.245	0.447	0.775	1.10	1.55	2.45	3.46	6
50	0.0632	0.110	0.2	0.346	0.490	0.693	1.10	1.55	2.68
250	0.0283	0.049	0.0894	0.155	0.219	0.310	0.490	0.693	1.2
1000	0.0141	0.0245	0.0447	0.0775	0.110	0.155	0.245	0.346	0.6
5000	0.00632	0.0110	0.0200	0.0346	0.0490	0.0693	0.110	0.155	0.268

从现在起, 我们要注意刚好适应石油勘探需要的穿透深度的参数范围, 此外我们还要注意到电场和磁场振幅比的变化范围是很大的, 当然, 当人们想要建立一种基于测量这个比值的“精确的”勘探方法时, 记住这个可变范围是十分重要的。

在这个表达式中, $H'_x(t)$ 表示 $H_x(t)$ 对 t 的导数。

任意水平层状剖面时的推广

如果地球是由若干个任意厚度和任意电阻率的水平层构成的, 我们将要从麦克斯韦方程出发, 并使用虚量符号, 还假定所有交变量与时间的关系都通过因数 $e^{-i\omega t}$ 来表示。从现在起, 将隐含这个因数而不再明确地表示出它。

如果假定谐波电流层是均匀的, 沿 ox 流动, 则赫兹向量 Π 沿 oz 和 oy 的分量是零, 而且 O 仅取决于 Z (和 t)。

麦克斯韦方程将被满足, 如果

$$\nabla^2 \Pi_x + 4\pi\sigma\omega i \Pi_x = 0 \quad (13)$$

电场 e 和磁场 H 一般可用下式表示:

$$\begin{aligned} H &= 4\pi\sigma\text{rot}\Pi \\ e &= \text{grad}\text{div}\Pi - \nabla^2 \Pi \end{aligned} \quad (14)$$

特别是在现实的问题中有:

$$\begin{aligned} H_y &= 4\pi\sigma \frac{\sigma \Pi_x}{\sigma z}, & H_x &= H_z = 0 \\ E_x &= 4\pi\sigma\omega i \Pi_x, & E_y &= E_z = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

因为在这种情况下 E_x 与 Π_x 成比例, 所以我们可以选 E_x 作为赫兹向量, 因而

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^2 E_x}{\sigma Z^2} + 4\pi\sigma\omega i E_x &= 0 \\ H_y &= -\frac{i}{\omega} \frac{\sigma E_x}{\sigma z} \end{aligned} \quad (16)$$

此外, 我们还必须保证 E_x 和 H_y 穿过不同分界面时是连续的。

为了满足条件 (16), E_x 必须取下列形式:

$$E_x = A e^{a\sqrt{\sigma} z} + B e^{-a\sqrt{\sigma} z} \quad (17)$$

A 和 B 表示两个任意常数, a 被定义为

$$a = 2\pi\sqrt{\frac{2}{T}}e^{-i\pi/4} = \frac{2\pi}{\sqrt{T}}(1-i) \quad (18)$$

让我们对从地面开始的逐个地层由1到 n 进行编号。第 n 层，也就是最后一层是最底下的地层。在这一层中必须令 $A = 0$ ，因为第一项随着 z 趋于无穷大而同时变成无穷大。此外，任何解答都可以乘以任意的复常数因数。换句话说，问题的解仅仅是就相对振幅和相位差而论是确定的。由于这个缘故，我们可以指定 $2n$ 个常数 A 和 B 中的任一个为任意值。我们将假定对应于底层的系数 B 是等于1的。

我们总共有 $2(n-1)$ 个任意常数，要满足同样数目的边界条件。这些条件是在 $n-1$ 个分界面中的每一个界面上两个场是相等的。

不论什么 n 值，计算方法都是一样的，我们将只研究 $n=2$ 和 $n=3$ 的情况。

显然，这些计算除了解简单的一次代数方程以外，没有什么其他更复杂的情况，只用加、乘、除的方法就能完成，而无需求助于积分或级数。

电 流 的 起 源

上述理论本身没有涉及电流起源问题。不论这些电流的起源是在地壳内部还是在电离层，也不论这些源是天然的（实际的大地电流）还是人工的（游散电流），都关系不大。在各种情况下地球内部的电磁现象是相同的。

实际上，论证仅仅要满足大地电流层是充分均匀的这一要求。但这种均匀性只是一个实际体验的问题。大地电流勘探证明，这种均匀性在大的沉积盆地中往往延伸到相当大的范围，常常达几十公里的阔度。如果我们只研究在其上进行大地电磁对比的有限区域的话，象这样的均匀程度是完全可以指望存在的。至于游散电流，由于产生它的源头相对来说距离较近以及与这种人工电流有关的场的均匀性较差的缘故，所以对大地电流勘探者来说是要避免的。相反地，对大地电磁勘探者来说，它们却被认为是有益的，因为它们具有这一新方法所要求的足够的均匀性，而且有利于扩大频谱。

“地球物理”的读者们以及本文的著者主要是关心他们脚下的情况，而对于他们头上的情况兴趣不大。然而，研究一下包括大气层在内的全部电磁现象的性质，会是有用的。

在空气中，我们取 $\sigma = 0$ ，方程式(16)变成 $\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = 0$ ， E_x 成为 z 的线性函数， H_y 为一常数：

$$\begin{aligned} E_x(z) &= E_x(0) + i\omega z H_y(0); & E_y &= E_z = 0 \\ H_y(z) &= H_y(0); & H_x &= H_z = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

这种解答可能会使读者感到吃惊。大家知道，实际上地磁场垂直分量具有快速的变化，它与地球磁场或者大地电流场的水平分量的变化的相关性是很明显的。而实际答案却告诉我们 H_z 是零。

我们不要忘记，在麦克斯韦方程(13)中，我们从一开始就认为地下电磁波的速度 V 和这些波在太空中的速度 c 都是无穷大。我们从一开始就用一个虚构的稳定现象来代替实际的传播现象。这种近似对于我们要做的计算来说是足够的了，但却不能得到有关要讨论的物理现象的性质的准确的图像。

我们假设在大气中有一个在 oyz 平面里传播的平面电磁波以入射角 α 射到地面(图4)为了使地表处的极限条件能得到满足,首先,三个波(入射的,反射的和折射的)的特征向量表达式中必需分别包含下列因数:

入射波:

$$e^{-i\omega(t - \frac{ysina + zcosa}{c})}$$

反射波:

$$e^{-i\omega(t - \frac{ysina - zcosa}{c})}$$

折射波:

$$e^{-i\omega(t - \frac{ysina + Kz}{c})}$$

常数 K 要选择得满足方程

$$\nabla^2 \Pi + \Pi(4\pi\sigma\omega i + \frac{\omega^2}{V^2}) = 0 \quad (20)$$

因此必须有:

$$K^2 = \frac{c^2}{V^2} - \sin^2 \alpha + i \frac{4\pi\sigma c^2}{\omega} \quad (21)$$

但是,当 $(c^2/V^2) - \sin^2 \alpha$ 为其最大值等于1时,会导致 i 的系数很大。例如,当 $\rho = 10\Omega \cdot m$, $T = 30s$ 时,它等于 5.4×10^{10} ,以致实际上可以近似写成

$$K^2 = 2\sigma c^2 T e^{i\pi/2}$$

$$K = c \sqrt{2\sigma T} e^{i\pi/4} \quad (22)$$

上面推导中考虑到 K 的虚部中 i 的系数必须是正的。因此,我们首先证明我们最初作为出发点的(17)式本身的形式是正确的。随后我们注意到大气中有无数多的波可以对应于地下的

一个给定波。不仅由于 α 不出现在(22)式里,因而是完全任意的,而且入射波的极化状态也是任意的。我们有权力设想大气中所有各种现象,而不需要强加以磁场的垂直分量必须是零或者可以被忽略这一特定条件。

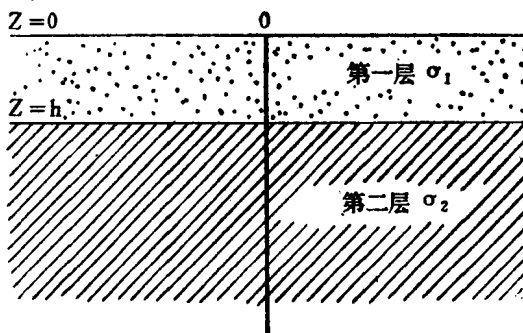


图5 二层介质断面

两层问题的专门研究

我们假设 σ_1 是上层的导电率, σ_2 是下层的导电率, h 是上层的厚度(图5)。

遵循上面叙述的一般方法,可写出场的一般表达式如下:

1.在第一层中:

$$\begin{aligned} E_x &= Ae^{a\sqrt{\sigma_1}z} + Be^{-a\sqrt{\sigma_1}z} \\ H_y &= e^{i\pi/4} \sqrt{2\sigma_1 T} [-Ae^{a\sqrt{\sigma_1}z} + Be^{-a\sqrt{\sigma_1}z}] \end{aligned} \quad (23)$$

2.在第二层中:

$$E_z = e^{-a\sqrt{\sigma_2} z}$$

$$H_y = e^{i\pi/4} \sqrt{2\sigma_2 T} e^{-a\sqrt{\sigma_2} z} \quad (24)$$

$z = h$ 时, E_z 和 H_y 的连续性相应地包含下述两个条件

$$Ae^{a\sqrt{\sigma_1} h} + Be^{-a\sqrt{\sigma_1} h} = e^{-a\sqrt{\sigma_2} h} \quad (25)$$

$$-A\sqrt{\sigma_1} e^{a\sqrt{\sigma_1} h} + B\sqrt{\sigma_1} e^{-a\sqrt{\sigma_1} h} = \sqrt{\sigma_2} e^{-a\sqrt{\sigma_2} h}$$

式中

$$A = \frac{\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2} e^{-ah(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2})}}{2\sqrt{\sigma_1}}$$

$$B = \frac{\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2} e^{-ah(\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2})}}{2\sqrt{\sigma_1}} \quad (26)$$

这个结果是地面上场的表达式。在这个表达式中, 我们引入对应于第一层的穿透深度 p_1 将是方便的, 而且能够取消一个为 E_z 和 H_y 所公共的因数, 因为我们仅仅对这些场之间的关系感兴趣。于是可得:

$$E_z = M e^{-i\psi} \quad (27)$$

$$H_y = \sqrt{2\sigma_1 T} N e^{i(\pi/4 - \psi)}$$

其中:

$$M \cos \phi = \left(\frac{1}{p_1} \cosh \frac{h}{p_1} + \frac{1}{p_2} \sinh \frac{h}{p_1} \right) \cos \frac{h}{p_1}$$

$$M \sin \phi = \left(\frac{1}{p_1} \sinh \frac{h}{p_1} + \frac{1}{p_2} \cosh \frac{h}{p_1} \right) \sin \frac{h}{p_1} \quad (28)$$

$$N \cos \psi = \left(\frac{1}{p_1} \sinh \frac{h}{p_1} + \frac{1}{p_2} \cosh \frac{h}{p_1} \right) \cos \frac{h}{p_1}$$

$$N \sin \psi = \left(\frac{1}{p_1} \cosh \frac{h}{p_1} + \frac{1}{p_2} \sinh \frac{h}{p_1} \right) \sin \frac{h}{p_1} \quad (29)$$

因此

$$\frac{E_z}{H_y} = \frac{1}{\sqrt{2\sigma_1 T}} \frac{M}{N} e^{-i(\pi/4 + \phi - \psi)} \quad (30)$$

如果我们从比较一般的表达式出发, 并令 $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ 和 $p_1 = p_2 = p$, 就可以重新得到前面给出的单一地层条件下的公式。因为这时有

$$M = N = \frac{1}{p} e^{h/p}$$

$$\phi = \psi = h/p \quad (31)$$

$$\frac{E_z}{H_y} = \frac{1}{\sqrt{2\sigma T}} e^{-i\pi/4}$$

与前面的结果一致。

三 层 公 式

在导电率分别为 σ_1 , σ_2 和 σ_3 的三层情况下, 当第二层深度从 h_1 开始, 第三层深度从

h_2 开始时 (图6), 我们应用下面的公式, 场之间的比通常是下述形式的:

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{1}{\sqrt{2\sigma_1 T}} \frac{M}{N} e^{-i(\pi/4 + \phi - \psi)} \quad (32)$$

令

$$\begin{aligned} h_1 \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) - \frac{h_2}{p_2} &= u \\ h_1 \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) + \frac{h_2}{p_2} &= v \end{aligned} \quad (33)$$

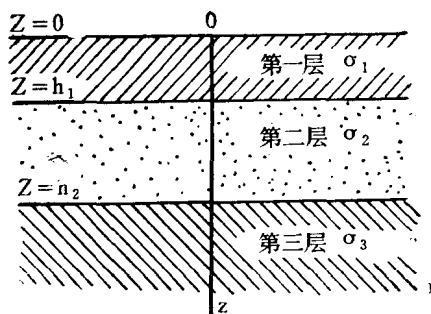


图6 三层介质剖面

$$\begin{aligned} M \cos \phi &= \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \cosh u - \frac{1}{p_3} \sin hu \right) \cos u \\ &+ \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \cosh v + \frac{1}{p_3} \sin hv \right) \cos v \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} M \sin \phi &= \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \sin hu - \frac{1}{p_3} \cosh u \right) \sin u \\ &+ \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \sin hv + \frac{1}{p_3} \cosh v \right) \sin v \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} N \cos \psi &= \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \sin hu - \frac{1}{p_3} \cosh u \right) \cos u \\ &+ \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \sin hv + \frac{1}{p_3} \cosh v \right) \cos v \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} N \sin \psi &= \left(\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \cosh u - \frac{1}{p_3} \sin hu \right) \sin u \\ &+ \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} \right) \left(\frac{1}{p_2} \cosh v + \frac{1}{p_3} \sin hv \right) \sin v \end{aligned} \quad (37)$$

二层情况下的视电阻率

如果 E_x 和 H_y 的对比工作是在已知电性均匀的地球表面上进行的, 则由两个场之间的关系能够求得地层的真导电率 (或者是他们的电阻率的倒数)。如果大地电磁对比工作是在其结构是未知的某些成层或不成层的地层上进行的, 这时通常会发生这样的情况, 即 H_y 的相位相对于 E_x 来说不是延迟 $\pi/4$ 。这是不均匀介质的最重要的标志。然而, 不论相位差多大, 我们都可以认为其比的模等于 $1/\sqrt{2\sigma_1 T}$, 其中 σ_1 是一个均匀介质模型导电率, 该模型给出的场之比的模即为实际观测到的数值。量 σ_1 被定义为视导电率, 它的倒数 p_1 是视电阻率。

视电阻率通常是地下某一厚度范围内的诸电阻率值的一种平均表现, 在该范围内电流密度相对于地表电流密度值来说是不能被忽略的。然而在某些例外情况下, 可能会发生这样的情况, 即视电阻率可能略小于地层电阻率中的最小值, 或者反之略大于最高电阻率。实际上, 我们知道, 对于使用直流电源四极测量的勘探方法中所获得的视电阻率也有类似现象发生。

在两层情况下, 视电阻率可以容易地用上面给出的公式计算出来。按照这个定义, 我们得到:

$$\frac{1}{\sqrt{2\sigma_s T}} = \frac{M}{N} \frac{1}{\sqrt{2\sigma_1 T}}, \quad (38)$$

或者说

$$\rho_s = \rho_1 \left(\frac{M}{N} \right)^2, \quad (39)$$

和

$$\frac{\rho_s}{\rho_1} = 1 + m + \frac{1}{m} - 2 \cos \frac{2h}{p_1} \quad (40)$$

如果

$$m = \frac{\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1} + 1}}{\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}} e^{-2h/p_1} \quad (41)$$

的话。

在电测深方法中定义的视电阻率相对于一定的供电线长度的基本性质，在现在定义的视电阻率上重现为相对于一定的周期或一定的穿透深度 p 的关系。的确，我们可直接建立起下列极限性质：

1. 如果 $p_1 = 0$ ，则 $\rho_s = \rho_1$
2. 如果 $p_1 = \infty$ ，则 $\rho_s = \rho_2$

两层情况下的相位延迟表达式

为了进行可靠的解释而需要研究的另一参数是磁场相对于电场的相位延迟。在两层情况下，它用下式表示：

$$\theta = \frac{\pi}{4} + \phi - \psi \quad (42)$$

其中：

$$\begin{aligned} \tan \phi &= \frac{m-1}{m+1} \tan \frac{h}{p_1}, \\ \tan \psi &= \frac{m+1}{m-1} \tan \frac{h}{p_1}, \end{aligned} \quad (43)$$

$$\tan(\phi - \psi) = -\frac{2m}{m^2 - 1} \sin \frac{2h}{p_1}, \quad \left(-\frac{\pi}{4} \leq \phi - \psi \leq \frac{\pi}{4} \right),$$

m 的含义在前面已经给出(方程式41)。

具有无限高阻或无限导电 底层的特殊两层断面

对这种特殊情况来说，上面的公式变成：

1. 电阻率为无限大的底层：

$$\left. \begin{aligned} \left| \frac{E_z}{H_y} \right| &= \frac{1}{\sqrt{2} \sigma_1 T} \sqrt{1 + \frac{2 \cos^{2h/p_1}}{\cosh^{2h/p_1} - \cos^{2h/p_1}}} \\ \theta &= \frac{\pi}{4} - \arctan \left(2 \frac{e^{2h/p_1}}{e^{4h/p_1} - 1} \sin^{2h/p_1} \right) \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

如果 h 比 p 小很多时, 则结果变得特别简单:

$$\left| \frac{E_z}{H_y} \right| = \frac{1}{2 \sqrt{\sigma_1 T}} \frac{p_1}{h}, \quad \theta = 0 \quad (45)$$

2. 无限导电底层:

$$\left. \begin{aligned} \left| \frac{E_z}{H_y} \right| &= \frac{1}{\sqrt{2} \sigma_1 T} \sqrt{1 - \frac{2 \cos^{2h/p_1}}{\cosh^{2h/p_1} + \cos^{2h/p_1}}} \\ \theta &= \frac{\pi}{4} + \arctan \left(2 \frac{e^{2h/p_1}}{e^{4h/p_1} - 1} \sin^{2h/p_1} \right) \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

如果 h 比 p_1 小很多时, 则结果也变得特别简单:

$$\left| \frac{E_z}{H_y} \right| = \frac{1}{\sqrt{\sigma_1 T}} \frac{h}{p_1}, \quad \theta = \frac{\pi}{2} \quad (47)$$

大地电磁测深的相似原理

已知普通电测深的解释由于理论量板及实验曲线都采用对数座标而变得比较容易。对数比例尺的应用是以适用于电测深的相似原理(几何形状的相似, 电量的相似)为基础的。

同类性质的相似原理也适用于大地电磁测深, 并且在解释工作中占重要地位。在讲解怎样以理论曲线形式表示我们刚才获得的结果之前, 必须先建立这些相似原理。

我们先研究两个非常复杂的成层的或不成层的构造, 它们在几何上是相似的, 其相似之比是 K_L 。为了简单明瞭, 我们指定这两个构造的相应参数分别用带“'”和不带“'”的相同字母来表示。在这种表示法中, L' 和 L 表示相应长度, 我们有

$$L' = K_L L \quad (48)$$

在两个构造的相似点上, 其电阻率是 ρ' 和 ρ , 我们假设电量相似性为

$$\rho' = K_\rho \rho \quad (49)$$

最后, 如果电磁现象的周期是 T' 和 T , 则我们要求

$$T' = K_T T \quad (50)$$

如果 $\Pi'(x', y', z')$ 表示一个赫兹向量, 它是麦克斯韦方程符合带“'”构造边界条件的解, 让我们找出

$$\Pi(x, y, z) = \Pi'(x', y', z') \quad (51)$$

也是不带“'”构造的解的条件。

需要研究方程式(51)以便使 $\Pi(x, y, z)$ 表示当我们分别用 $K_L x$, $K_L y$, $K_L z$ 置换 $\Pi'(x', y', z')$ 中的座标 x' , y' , z' 时获得的 x , y , z 的函数, 换句话说, 也就是它[指 $\Pi(x, y, z)$]使得对应于两个构造的两个相似点的是同一赫兹向量。

当有

$$\nabla^2 \Pi' = \frac{1}{K_L^2} \nabla^2 \Pi, \quad \sigma' = \frac{\sigma}{K_\rho}, \quad \omega' = \frac{\omega}{K_T} \quad (52)$$

时, 如果

$$K_L^2 = K_\rho K_T \quad (53)$$

则一般公式

$$\nabla^2 \Pi + 4\pi\sigma\omega i \Pi = 0$$

变成

$$\nabla^2 \Pi' + 4\pi\sigma' \omega' i \Pi' = 0$$

我们将假定式(53)中的条件得到满足。

此外, 还有

$$\mathcal{H}' = \frac{\mathcal{H}}{K_\rho K_L}, \quad e' = \frac{e}{K_L^2} \quad (54)$$

因此所假设的连续条件对一个构造能满足时, 必然对于另一个构造也同样能满足。

电场分量对磁场分量之比 E'/H' 等于相应的比乘以一个实数系数。因此这些分量之间的相位差, 对于两个构造来说, 必然是相同的。

另一方面, 视电阻率之比 ρ_s'/ρ_s 的值为:

$$\frac{\rho_s'}{\rho_s} = \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\frac{H}{H'}\right)^2 \frac{T'}{T} = \frac{1}{K_L^2} \cdot K_\rho^2 \cdot K_L^2 \cdot K_T = K_\rho, \quad (55)$$

上面考虑到(53)式。换句话说, 当我们从一个构造过渡到另一个构造时, 视电阻率按真电阻率的比率变化, 根据我们讨论过的原理, 这是非常明显的事情。

综合以上所述, 当知道对于某一构造和某一周期 T 的视电阻率时, 我们就可以求得与这构造存在几何相似 (比为 K_L) 和电量相似 (比为 K_ρ) 关系的另一构造的视电阻率。新的视电阻率等于前一个的视电阻率乘以电量相似之比, 其相应的周期应满足:

$$K_T = \frac{K_L^2}{K_\rho} \quad (56)$$

两层量板的构制与说明

大地电磁测深 (为了简便起见, 从现在起我们记为 MT 测深) 结果要用两种曲线来表示, 即表示 ρ_s 和 θ 为 T 的函数。

制作两层量板时, 必须考虑三个任意参数, 即两个电阻率和一个厚度, 其中每一个都可以从 0 变化到 ∞ 。

相似原理的价值在于, 为了表示出 MT 测深的全部情况, 对于两层情况来说, 限制在 $\rho_1 = 1$, $h_1 = 1$ 的这种特殊情况就足够了。在这种情况下, 仅仅剩下一个任意参数, 即下层的电阻率 ρ_2 , 因而全部 MT 测深情况只用两套曲线即可描述了。

的确, 在比较一般的情况下, 当两个地层的电阻率是 $\rho'_1 \approx 1$ 和 ρ'_2 , 第一层的厚度是 $h'_1 \approx 1$ 时, 为了得到曲线 $\rho'_s = \rho'_s(T')$, 只需采用下列办法就行了:

1. 用 ρ'_1 乘一条 $\rho_s = \rho_s(T)$ 曲线的纵坐标, 该曲线的参数 ρ_2 值等于比值 ρ'_2/ρ'_1 。
2. 用 h'^2_1/ρ_1 , 乘同一曲线的横坐标。

此外, 为了获得曲线 $\theta' = \theta'(T')$, 只需把用 ρ'_2/ρ'_1 值表征的 $\theta = \theta(T)$ 曲线的横坐标乘以同样的系数 h'^2_1/ρ'_1 就行了。无需改变纵坐标。

与其做这些乘法, 倒不如对 ρ_s 和 θ 曲线族都选用 $\sqrt{T}$ 的对数作为对数横坐标更方便些。

此外，对于 ρ_s 曲线族来说，纵坐标表示 ρ_s 的对数。这里给出的两套曲线就是按照这种方法构制的，连同刻度示于图7和图8中。

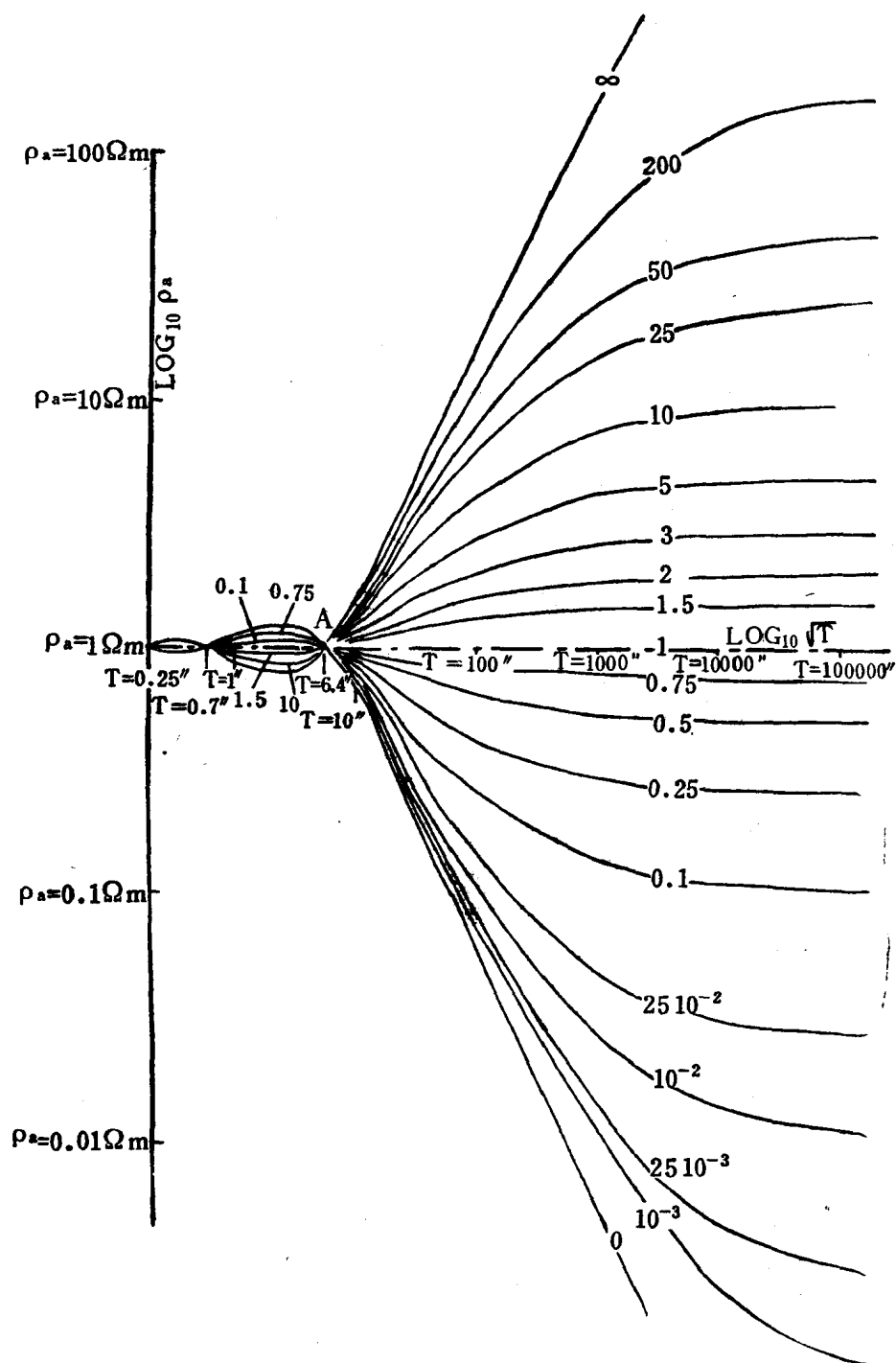


图7 不同电阻率比时，两层介质大地电磁测深视电阻率理论曲线，绘成大地电流分量的周期的函数，曲线上的数字表示下层的电阻率（单位为 $\Omega \cdot m$ ）。上层的电阻率总取为 $1\Omega \cdot m$