目　　录

序言……（1）

第一章　CSAMT 法中的理论基础……（5）

1.1 CSAMT 法中的基本电磁量和常用参数……（5）

1.2 均匀导电半空间表面水平电偶极子和垂直磁偶极子的电磁场的分布特点……（13）

1.3 非均匀情况下的解……（25）

第二章　几种典型情况下的电磁场分布……（31）

2.1 均匀导电全空间中电偶极子的电磁场……（31）

2.2 均匀导电半空间表面水平电偶极子的电磁场……（37）

2.3 磁偶极子的电磁场……（59）

2.4 水平层状介质上的电磁场……（71）

第三章　野外勘探的设计和野外工作……（74）

3.1 引言……（74）

3.2 仪器设备……（75）

3.3 电噪声……（76）

3.4 文化污染……（78）

3.5 张量、矢量和标量测量……（78）

3.6 最佳观测方案……（82）

3.7 勘探深度……（84）

3.8 分辨能力问题……（85）

3.9 数据密度问题……（86）

3.10 地形影响问题……（86）

3.11 地质情况的考虑……（86）

3.12 导线的阻抗……（88）

3.13 勘探的经济问题……（89）

3.14 什么时候使用 CSAMT……（89）

第四章　远区数据解释……（91）

4.1 CSAMT 数据的类型……（91）

4.2 数据处理……（93）

4.3 数据显示……（94）

4.4 噪声分析……（96）
4.5 一维解释……（97）
4.6 二维解释……（101）
4.7 三维解释……（106）
4.8 对模拟的总评述……（106）
4.9 静态效应……（106）
4.10 地形效应……（112）
4.11 CSAMT 中IP影响……（115）
4.12 文化噪声影响的解释……（115）

第五章 源效应……（118）

5.1 非平面波效应……（118）
5.2 场源复印效应(*OVERPSINT*)……（125）
5.3 阴影效应……（130）

第六章 应用与实例……（132）

6.1 石油勘探（构造填图）……（132）
6.2 地热填图与地热监测……（135）
6.3 块状硫化矿的勘探……（142）
6.4 金矿勘查：低温热液蚀变填图……（143）
6.5 金矿勘查：硅化脉填图……（145）
6.6 金矿勘查：冲积覆盖下的构造填图……（146）
6.7 铀矿勘查……（147）
6.8 CSAMT 在我国铜镍矿上的应用……（147）
6.9 TEM和CSAMT的比较……（150）

第七章 CSAMT 的观测系统……（155）

7.1 GDP-12 地球物理数据采集系统……（155）
7.2 GDP-16 地球物理采集系统……（157）
7.3 GGT 系列发送机及电源……（159）

后 记……（160）

序　　言

可控源音频大地电磁（测深）法“Controlled Source Audio-frequency Magnetotellurics”（以下简称CSAMT法）最早是加拿大多伦多大学的D.W.Strangway教授和他的研究生 Myron Goldtein 于1971年提出的。针对大地电磁法场源的随机性和信号微弱，以致观测十分困难这一状况，他们提出了一种改变方案——采用可以控制的人工场源。他们的论文于1975年公开发表，从理论和实验两方面奠定了可控源音频大地电磁法的基础。自70年代中期起。CSAMT 法得到实际应用，一些公司相继生产用于CSAMT 测量的仪器和解释应用软件。特别是自80年代以来，方法理论和仪器都得到了很大发展，应用领域也扩展到普查、勘探石油、天然气、地热、金属矿产、水文、环境等各个方面，从而成为受人重视的一种地球物理方法。

由于CSAMT 法与大地电磁法（MT）、音频大地电磁法（AMT）的发展关系密切，因而在这里有必要提到它们。50年代初期可以认为是大地电磁法的十分关键的时期，在这一时期有一系列重大的突破性进展，例如，卡尼亚（Cagniard）的有历史意义的论文提出了用测量相互正交的电场和磁场来计算视电阻率，到现在，人们还把这样计算得到的电阻率称为卡尼亚电阻率。由于测量技术的进步，在一个点上测量 0.005Hz 到 200Hz 范围的卡尼亚电阻率，使MT 法的勘探深度可以达到几百公里。使之成为石油勘探和研究大地构造的一种十分有效的手段。AMT 法是基于测量音频范围（例如10Hz—10KHz）的电磁场，由于其频率较高，因而测量速度快，但勘探深度相应较浅。

由于天然场源很远，利用天然场源的好处是它们十分接近平面波，且大气与大地之间的电阻率比极大，因而平面波天然场是垂直向下传播的，使得解释理论较为简单。然而天然场十分微弱，而且是随机的，这使得研究者们大伤脑筋。CSAMT 法是一种很好的补充。

我们可以用图 0.1 来说明最常用的一种标量CSAMT 法的测量过程：

场源：用发送机通过接地电极 A、B 向地下供交变电流，在地下造成交变电磁场。电流的频率可

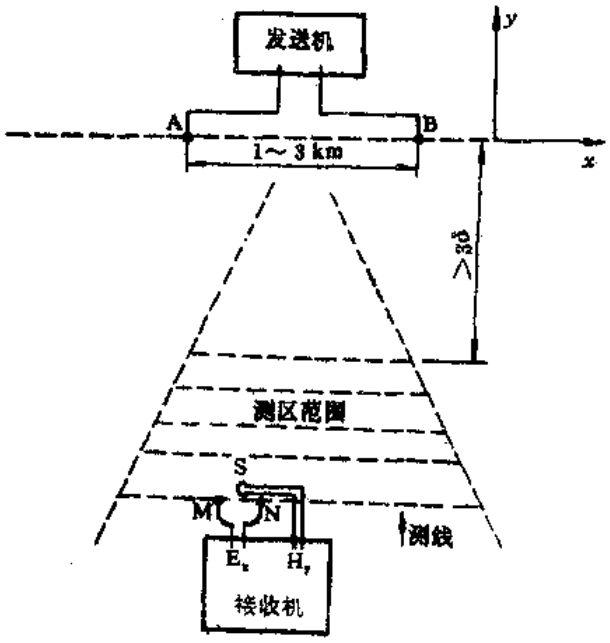


图0.1 标量CSAMT测量布置的平面示意图

在一定范围内按需要改变，例如从 2^{-3}Hz—2^{12}Hz 按 2 进制递变。

在接地十分困难的地方可以用不接地的回线作垂直磁偶极子来发送电磁场。

测量：在距离 AB 相当远的地方进行测量。所谓“相当远”指的是在这些地方的电磁场已经接近平面波，从而可以使用卡尼亚提出的计算视电阻率的公式。如果选用直角坐标系，X 轴平行 A B，Z 轴垂直向下，那末，测量电场的 x 分量 E_x 和磁场的 y 分量 H_y 便可计算出卡尼亚电阻率。当我们从高到低逐个改变频率，每个频率得一个卡尼亚电阻率，从而得到卡尼亚电阻率随频率而变的曲线。由于随着频率降低，电磁波穿透深度加大，因而也就得到了卡尼亚电阻率的测深曲线。

根据需要，可以分别以相互垂直的两组场源供电，对每个场源测量E_x、E_y、H_x、H_y、和H_z五个参数，形成张量 CSAMT 测量。张量测量的好处是在一条测线上便可以得到有关三维的信息，然而其工作效率低。作为一种简化，可以对一组电源测量电场和磁场 x、y 分量以组成矢量 CSAMT 测量。

将上述方法叫做CSAMT 法是历史形成的，但并不很恰当。首先，本法是采用人工场源而不是天然场源，而 magnetotellurics 是指天然场源形成的大范围的电磁场。在本法的初期是想用人工场源取代天然场源，而测量和解释均保留 AMT 的方法。但是，一旦使用人工场源，场源的影响必然出现。虽然人们尽可能在远区测量，使场接近平面波，但在实际施工中由于种种条件的限制，使得有的频率不能满足远区的要求，这样一来，出现了许多 AMT 法中不会遇到的问题。如：过渡带效应、近区效应、场源附加效应、场源阴影效应等等。而且为了加大勘探深度，低频已超出一般的音频范围。

实质上，它是一种人工场源的频率域测深方法，但又不是人们通常叫的频率测深法。我认为，也许用“可控源卡尼亚电阻率测深法”这个术语更为贴切，因为它较好地表示了本方法的三大特点：使用人工场源；测量卡尼亚电阻率和改变频率进行测深。我并不是想要大家接受这个术语，而是借此将本法的实质说得更透彻一些。尽管“可控源音频大地电磁法”这一术语不很确切，但它是历史发展的结果，许多人都习惯和熟悉了，而且也很形象，只要理解其实质仍然可继续沿用。因此在本书中我们仍保留这个术语，并使用CSAMT 这个缩写来代替一长串的字。由于标量 CSAMT法简便、快速，应用最广，本书中主要讨论标量 CSAMT 测量，因而，在以后的讨论中，如果未作特别声明，CSAMT 指的就是标量测量。

概括起来 CSAMT 法主要有如下特点：

1. 工作效率高

用一个发射偶极子供电，可以在它两侧的一个很大的扇形区域内进行测量，而且每一个测量点都是一个测深点。在山区工作或者交通不便的地区，可以根据实际地形，选择合适的地方布好供电偶极，在进行测量时，只需移动接收机，便可进行扫面性的测深工作。效率高低是与成本相联系的。因而CSAMT 是一种低价的物探方法。据统计，它的成本是 MT 法的四分之一到十分之一。

2. 勘探深度范围大

CSAMT 的有效勘探深度的影响因素可分为主观与客观两个方面。客观方面包括地电构造特征和噪声，前者包括电阻率及其在垂直方向和水平方向的变化，构造形态及其与埋深相比的相对大小。主观因素主要是仪器性能，如发送功率的大小、接收机的灵敏度、精度与

抗干扰能力等等。从理论上说，CSAMT 的探测深度与发送偶极子大小及发—收距长短无关，其探测深度大致为$356\sqrt{\rho/f}$，因此，对于目前所用的频率范围（例如从0.125Hz～4096Hz）及可能达到的发送功率，其探测深度的范围为几十米到 2 ～ 3 km。

3. 垂向分辨能力好

CSAMT 的垂向分辨能力与多种因素有关，如果把可探测对象的厚度与其埋藏深度之比定义为垂向分辨率的话，那末，粗略地说，它大约是10%到20%。

4. 水平方向分辨能力高

一般的人工场电法勘探方法的水平分辨率除受客观因素(如电阻率比)的制约外，还受发—收距及接收电偶极子大小的影响。为了增大勘探深度，不得不增加发—收距，与此同时，水平分辨能力就降低了。而CSAMT 法的水平分辨能力与发—收距无关，粗略地说，约等于接收偶极子距离。

5. 地形影响小

由于接收时所测的值事实上进行了归一化，因而地形影响大为减弱；由于是平面波场，因而，测区内地形影响也较小，且易于校正。

6. 高阻层的屏蔽作用小

CSAMT 法使用的是交变电磁场，因而它可以穿过高阻层，特别是高阻薄层。有些无法用直流电法探测到的高阻薄层下的地质体，用CSAMT 法能很好反映。

与直流电阻率测深相比，以上这些特点均属明显优点，因而CSAMT 法不但已经取得良好的效果，而且其应用前景是很广阔的。然而，在CSAMT 法的使用中，我们也常为下述问题所困扰：场源的各种影响；地表附近局部电性不均匀的影响；低阻复盖层下的深部探测；三维问题的正、反演等等。在这些问题中。有的是属于方法本身的，有的则是目前技术发展水平所造成的，都需要在理论上和实践中作进一步研究。

近年来，我们先后在湖南、广东、新疆、甘肃、内蒙古、山东和广西等地开展了CSAMT 法的试验和研究工作。工作内容包括查明构造、寻找金属矿、道路桥梁勘查以及解决地下水分布等，效果是令人鼓舞的。由于CSAMT 法在我国尚处于试验和研究阶段，迫切需要一本系统介绍的书。

K. L. Zonge 和 Larry J. Hughes 应美国SEG (Society of Exploration Geophysicsts)之约，写了“Controlled Source Audio-Frequency Magnetotellurics” 作为 “E. M. Methodsin Applied Geophysics , Vol. 2” 中的一章。Ken 博士将他们的手稿送给我。我读了之后，认为这是到目前为止最为系统论述CSAMT 的材料。特别是对静态效应、场源的各种影响、干扰因素、资料解释、应用及实例等论述得很全面，实际材料丰富，具有很高的参考价值。因此于1989年秋组织有关同志将它翻译付印，作为内部参考教材，供研究生、本科生和短训班学员使用。经过几轮教学实践，觉得对于初次接触CSAMT 法的读者来说，理论部分简略了些，这与原作者的写作目的有关，并非其缺点。但作为一本向我国读者系统介绍CSAMT 方法的书，拟将这一部分加强为宜。我1988年秋赴美讲学时，曾在 Tucson 停留，与Ken博士详细论讨了这一问题，Ken博士委托我负责重写这一部分。我回国后，他还再次来信委托。

考虑到不同读者的需要，我们将 CSAMT 理论部分写为两章。第一章主要从物理概念

出发，跨过严格而繁复的公式推导，建立起CSAMT 的基本概念。第二章则以接地电偶极子的场为主给出公式推导，为了节省篇幅，对层状等情况则只给出其结果。这两章写得既有联系，又相对有独立性。有的读者可以在读了第一章后直接进入后面的部分，而不必读以后几节。第三章及其以后主要是翻译的，但加入了 GDP-12 与 GDP-16 地球物理系统的简要介绍，此外也加入了一些我们自己做的工作，以及凤凰公司Fox 先生寄来的一些材料。

Ken 博士先后送给我四种该书的手稿，每一稿都有一定的修改和增减。1987年翻译第一稿时，温佩琳、鲍光淑、牛之琏、黎超群、张宪润、曾宪明、陈绍裘、鲍力知、任宝林、王少武等参加了，并且在一年多的使用中，这些同志对译稿中的问题和印刷错误提出了不少意见。由于第四稿较前三稿改动甚大，有的问题甚至作了原则性的修改。因此不得不重新进行编译。在这个过程中，鲍力知同志做了大量的工作，他除了参加重写第一、二章和补充翻译部分新增内容外，还帮助誊抄了全稿，编出了全部图件的楨字表等等。在写第一、二章中，还得到邓孝友、程方道和任怀宗等同志的帮助，他们仔细审阅了全稿，邓孝友同志还帮助解决了一些数学上的问题，在此一并致谢。

由于我们对CSAMT 的理论研究得还不深，接触 CSAMT 法的时间也不长，我们自己实际使用是从1986年才开始。因此对很多材料还没有很好消化，错、漏和不妥之处，恳请读者批评指正。

何 继 善

19□□年 8 月18日于白银有色金属公司深部铜矿

第一章　CSAMT法的理论基础

CSAMT 法（可控源音频大地电磁法）是采用可以控制的人工场源的一种电磁法。其中最常用的场源，是把可以改变频率的发送机产生的交变电流，通过一定长度的导线连接到两个接地电极上，将交变电流供入大地，通常称为水平电偶极子；有时也将交变电流通入一个不接地的水平线圈作为场源，通常称为垂直磁偶极子。

众所周知，麦克斯韦方程组是完整统一的电磁场的理论基础。CSAMT 法中使用的上述偶极子场源所产生的电磁场，理所当然由麦克斯韦方程组完整地描述。因此，求解偶极子场的分布问题，即求出这种场源在一定边界条件下麦克斯韦方程组的解，就是CSAMT 法的理论基础。

本章介绍CSAMT 法中涉及到的关于电磁场的一些基本物理概念和参数，叙述大地表面上电偶极源和磁偶极源的电磁场的分布特点，而把详细的数学推导留到第二章再叙述。

1.1　CSAMT 法中的基本电磁量和常用参数

1.1.1 麦克斯韦方程组与基本电磁量

麦克斯韦方程组是描写电磁场的一组基本的、经验公式，含有以下四个彼此独立的方程，分别反映了四条基本的物理定律：

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \qquad \text{（法拉第定律）} \qquad (1.1)$$

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \boldsymbol{J} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \qquad \text{（安培定律）} \qquad (1.2)$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{D} = q \qquad \text{（库伦定律）} \qquad (1.3)$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{B} = 0 \qquad \text{（磁通量连续性原理）} \qquad (1.4)$$

并且

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \qquad (1.5)$$

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H} \qquad (1.6)$$

$$\boldsymbol{J} = \sigma \boldsymbol{E} \qquad (1.7)$$

以上各式中，$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{D}$分别为电场强度矢量和电感应强度矢量，ε为介质的介电常数，$\boldsymbol{H}$、$\boldsymbol{B}$分别为磁场强度矢量和磁感应强度矢量，μ为介质的导磁率，$\boldsymbol{J}$为电流密度矢量，σ为介质的电导率。在地球物理勘探中，常常采用 σ 的倒数 ρ，$\rho = \frac{1}{\sigma}$，称为电阻率。q为电荷密度。这些便是电磁场的基本物理量。

对（1.2）式两边取散度，由于旋度的散度恒为零，故有

$$\mathrm{div}\boldsymbol{J} + \mathrm{div}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} = 0$$

上式第二项中，对坐标的微分和对时间的微分互不相关，可以交换它们的顺序，并注意到

$$\mathrm{div}\boldsymbol{D} = q$$

我们有

$$\mathrm{div}\boldsymbol{J} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0 \tag{1.8}$$

（1.8）式称为连续性方程，它是电量守恒定律的数学表示。

1.1.2 波动方程

我们来研究均匀导电介质中的电磁场。在这样的介质中，ε、μ、σ 都是常数。

可以证明，在均匀介质中，除了场源所在处以外，可变电荷密度 q 实际上等于零。故在场源以外，麦克斯韦方程组中（1.3）式可写为

$$\mathrm{div}\boldsymbol{D} = \varepsilon \mathrm{div}\boldsymbol{E} = 0$$

即

$$\mathrm{div}\boldsymbol{E} = 0 \tag{1.9}$$

为了分别研究电场或磁场的性质，有必要从（1.1）和（1.2）式中消去电场矢量 $\boldsymbol{E}$ 或者消去磁场矢量 $\boldsymbol{H}$，使之变为只含一个场矢量的方程式。为此，对（1.1）式取旋度

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t}\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} \tag{1.10}$$

把（1.2）式代入（1.10）式，有

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\sigma\mu\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} - \varepsilon\mu\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2}$$

利用矢量分析中的已知恒等式

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\boldsymbol{E} - \nabla^2\boldsymbol{E}$$

并注意到在场源外，$\mathrm{div}\boldsymbol{E} = 0$，我们得到

$$\nabla^2\boldsymbol{E} = \varepsilon\mu\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} + \sigma\mu\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \tag{1.11}$$

对（1.2）式进行同样的运算，得到关于磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 的形式完全相同的方程式

$$\nabla^2\boldsymbol{H} = \varepsilon\mu\frac{\partial^2 \boldsymbol{H}}{\partial t^2} + \sigma\mu\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \tag{1.12}$$

（1.11）和（1.12）式称为波动方程，它把场矢量随空间的变化和随时间的变化联系起来，说明电磁场是以波动方式在空间传播的。

1.1.3 亥姆霍兹方程

在CSAMT 法中，供给场源的电流是谐变电流，可以写成指数函数的形式

$$I = I_0 e^{-i\omega t} \tag{1.13}$$

式中，I_0 为电流的幅值，ω 为谐变电流的圆频率，t 为时间。谐变电流产生的电磁场也是谐变的，同样可以写为

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{-i(\omega t - \varphi_E)} \tag{1.14}$$

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_0 e^{-i(\omega t - \varphi_H)} \tag{1.15}$$

其中 E_0，H_0 分别为电场及磁场强度的幅值，φ_E 和 φ_H 分别为电场和磁场相对于电流的相位差。不难验证，（1.13）～（1.15）式对时间的微分具有下列算符规律：

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \qquad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2$$

据此，（1.11）和（1.12）式可以分别写为

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = -\varepsilon\mu\omega^2 \boldsymbol{E} - i\sigma\mu\omega \boldsymbol{E} = -(\varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega)\boldsymbol{E}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{H} = -\varepsilon\mu\omega^2 \boldsymbol{H} - i\sigma\mu\omega \boldsymbol{H} = -(\varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega)\boldsymbol{H}$$

命

$$k^2 = \varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega \tag{1.16}$$

上两式变为

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} + k^2 \boldsymbol{E} = 0 \tag{1.17}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{H} + k^2 \boldsymbol{H} = 0 \tag{1.18}$$

（1.17）和（1.18）式称为亥姆霍兹方程，有人也称它们为波动方程。实际上，它们是由波动方程（1.11）和（1.12）在谐变电流条件下导出的结果。式中 k 称为波数或传播常数。

在求解电磁场的分布以前，让我们先来考察一下描写电磁场的某些参数的物理意义，以便得到一些有用的基本概念。

1.1.4 衰减常数与相位常数

在（1.16）式中

$$k^2 = \varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega = \mu\omega(\varepsilon\omega + i\sigma)$$

其右边第一项含有介质的介电常数 ε，称为位移项；第二项含有介质的电导率 σ，称为传导项。在一般情况下，电介质（比如空气）中的电流主要是位移电流，传导电流常常可以忽略不计；而在导体（比如岩石）中，电流主要是传导电流，位移电流可以忽略不计。在音频段，导电介质中的位移电流和传导电流有同等的作用。由定义式（1.16）可知，波数 k 为一复量，可以表示如下的两部分之和：

$$k = a + ib \tag{1.19}$$

其中，a 称为相位常数，b 称为衰减常数。下面我们还要具体交代它们的物理意义。

将（1.19）式两边同时平方，并使它和（1.16）式相等，我们有：

$$k^2 = a^2 - b^2 + i2ab = \varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega$$

使上式中实部和实部、虚部和虚部分别相等，得到

$$a^2 - b^2 = \varepsilon\mu\omega^2 \tag{1.20}$$

$$2ab = \sigma\mu\omega \tag{1.21}$$

解此关于 a、b 的联立方程，经过一些代数运算，我们得到：

$$a = \omega\left(\frac{\mu\varepsilon}{2}\right)^{1/2}\left[(1+\alpha^2)^{1/2} + 1\right]^{1/2} \tag{1.22}$$

$$b = \omega\left(\frac{\mu\varepsilon}{2}\right)^{1/2}\left[(1+\alpha^2)^{1/2} - 1\right]^{1/2} \tag{1.23}$$

式中

$$\alpha = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$$

表示介质中传导电流与位移电流之比，称为“损耗角正切”。

1.1.5 趋肤深度或透入深度

如果假设电磁波为平面单色波，在无限均匀导电介质中传播，即满足（1.14）（1.15）式，以及 ε、μ、σ 均为常数的条件，并设波的传播方向沿 z 轴方向，此时（1.17）式中 $\boldsymbol{E}$ 对 x、y 的微分项消失，亥姆霍兹方程变为

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial z^2} + k^2 \boldsymbol{E} = 0 \tag{1.24}$$

不难验证，微分方程（1.24）的解为

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{-i(\omega t - k \cdot z)} \tag{1.25}$$

将（1.19）式代入（1.25）式，我们有

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{-bz} e^{-i(\omega t - az)} \tag{1.26}$$

$\boldsymbol{E}$ 的绝对值（模）为 $\boldsymbol{E}_0 e^{-bz}$。由此可见，波在导电介质中传播时，其幅值按指数规律衰减，也就是说，其能量将随传播距离 z 的增加而逐渐被吸收。当 $z = \frac{1}{b}$ 时，波的振幅衰减到原来的 $\frac{1}{e}$（约为原来的37%）。命：

$$\delta = \frac{1}{b} \tag{1.27}$$

称为“趋肤深度”，又叫做“穿透深度”或“透入深度”，它的物理意义是，当电磁波传播到这个深度时其大部分能量(约63%)已被吸收；或者说，在介质中电磁波集中在深度为 δ 的表层内。大于这个深度，电磁波已经相当微弱了。所以，δ 表示电磁波透入介质的深度，而它的倒数 b 则称为吸收系数或衰减常数。

由（1.23）式，趋肤深度可以写为：

$$\delta = \frac{1}{b} = \frac{1}{\omega \left(\frac{\mu\varepsilon}{2}\right)^{1/2} \left[\left(1 + \alpha^2\right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}} \tag{1.28}$$

1.1.6 相位与相传播速度

在（1.26）式中，电磁波的辐角

$$\varphi = -(\omega t - az) \tag{1.29}$$

称为波的相位。它是决定波的运动状态的物理量。由（1.29）式可知，在空间每一点上，电磁波的相位是随时间变化的。如果设电磁波传播的速度为 V_p，那末相位不随时间而改变的面（等相面）也应该以速度 V_p 向外传播。相位不随时间而改变的条件可写为

$$\varphi = -(\omega t - az) = \text{常数} \tag{1.30}$$

$t = 0$ 时，初始相位 $\varphi_0 = az$，所以空间某点的初始相位与 a（式1.22）有关，故称 a 为相位常数。

对（1.30）式微分，得

$$\mathrm{d}\varphi = -\omega \mathrm{d}t + a\mathrm{d}z = 0$$

所以

$$V_p = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{a} \tag{1.31}$$

将（1.22）式代入上式，有

$$V_p = \frac{\omega}{a} = \frac{1}{\left(\frac{\mu\varepsilon}{2}\right)^{1/2}\left[(1+\alpha^2)^{1/2}+1\right]^{1/2}} \tag{1.32}$$

V_p称为相传播速度。

1.1.7 波长与波数（波矢量），电磁波的横波性

设电磁波的频率为f，则$\omega = 2\pi f$，于是电磁波的波长为

$$\lambda = \frac{V_p}{f} = \frac{2\pi}{a} \tag{1.33}$$

在理想电介质中，$\varepsilon\omega >> \sigma$，此时传导电流可以忽略，$k$为实数，

$$k = a = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} \tag{1.34}$$

由（1.33）和（1.34）式有

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{1.35}$$

由此可见，k表示在单位距离内波的个数的2π倍，这就是将k称为波数的原因。

波数k实际上也是一个矢量，又称为波矢量，记作$\boldsymbol{K}$。它指向波传播的方向。因此，沿z轴方向的平面电磁波也可以写为

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{-i(\omega t - kz)}$$

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_0 e^{-i(\omega t - kz)}$$

不难证明，对于这种形式的电磁场，存在如下的运算规律

$$\nabla = i\boldsymbol{K}$$

将此运算规律作用于（1.1），（1.2），（1.4）和（1.9）式，可以证明

$$\boldsymbol{K}\times\boldsymbol{E} = -\mu\omega\boldsymbol{H} \qquad \boldsymbol{K}\times\boldsymbol{H} = (\varepsilon\omega - i\sigma)\boldsymbol{E}$$

$$\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{E} = 0 \qquad \boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{H} = 0$$

由此可知，$\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{K}$，$\boldsymbol{H}\perp\boldsymbol{K}$，$\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{H}$，即电磁场垂直于波的传播方向，电磁波是横波。而且$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$、$\boldsymbol{K}$三矢量组成右手螺旋系，$\boldsymbol{E}$和$\boldsymbol{H}$互相垂直。虽然这一结论是从平面波推导出来的，但它对非平面波仍然成立。在假设平面波沿z轴正向传播的情况下，波矢量$\boldsymbol{K}$沿z方向，则$\boldsymbol{E}$沿x方向，而$\boldsymbol{H}$沿y方向。

由（1.18）式出发，对于平面单色波的磁场$\boldsymbol{H}$，也可以求得形式和电场$\boldsymbol{E}$完全相同的表达式

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_0 e^{-i(\omega t - kz)}$$

$$= \boldsymbol{H}_0 e^{-bz}\cdot e^{-i(\omega t - az)} \tag{1.36}$$

并可对式中涉及到的上述各参数进行与上面完全相同的讨论，此处不再赘述。

研究方程式（1.25）和（1.36）在准静态极限和介电极限情况下的特点是很有意义的。

1.1.8 准静态极限（$\sigma \gg \varepsilon\omega$）

当大地的导电性占支配地位时，比方说，大地物质电导率的常见值为$\sigma > 10^{-4}$（相当于

$\rho<10^4$（Ω·m)），介电常数的常见值 $\varepsilon=8.85\times10^{-12}f/m$，当频率不超过100KHz时，我们有

$$\sigma\gg\varepsilon\omega$$

这种状态称为准静态极限。

在这种情况下，在（1.22）及（1.23）式中，$\alpha\gg1$，相位常数 a 和衰减常数 b 相等，

$$a=b=\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}} \tag{1.37}$$

传播常数 k 简化为

$$k=(1+i)\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}} \tag{1.38}$$

并且波数 k 与介电常数 ε 无关。

将（1.38）式代入（1.26）式，并注意到在平面波沿 z 轴传播的假设下，E 沿 x 方向，我们有

$$\begin{aligned}E&=E_x\\&=E_0e^{-bz}\cdot e^{-i(\omega t-az)}\\&=E_0e^{-i\omega t}\cdot e^{-bz}\cdot e^{iaz}\end{aligned} \tag{1.39}$$

利用前面所定义的趋肤深度 $\delta=\frac{1}{b}$，上式可改写为

$$E=E_0e^{-i\omega t}\cdot e^{-\frac{z}{\delta}}\cdot e^{i\frac{z}{\delta}}$$

在准静态条件下，趋肤深度

$$\delta=\sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} \tag{1.40}$$

而波长

$$\lambda=2\pi\delta$$

如果取大地中 μ 的常见值为 $\mu=1.256\times10^{-6}$H/m，并以 f 和 ρ 分别代替上式中的 ω 和 σ（$\omega=2\pi f$ $\sigma=\frac{1}{\rho}$），则可把趋肤深度 δ 写成与电阻率 ρ 有关的形式

$$\delta=503\sqrt{\frac{\rho}{f}}(\mathrm{m}) \tag{1.41}$$

虽然趋肤深度在某种意义上来说与电磁波在介质中穿透的深度有关，但它并不代表实际的有效探测深度。探测深度 D 是一个比较模糊的概念，它大体上是指某种测深方法的体积平均探测深度。对穿透深度 D 较好的经验公式是

$$D=\delta\Big/\sqrt{2}=356\sqrt{\frac{\rho}{f}}(\mathrm{m}) \tag{1.42}$$

该式说明，穿透深度仅仅取决于两个参数：大地电阻率 ρ 和使用的信号频率 f。随着电阻率的减小或频率增高，穿透深度变浅；反之，随着电阻率增大或频率降低，穿透深度加深。当大地电阻率结构一定时，改变信号频率，便可以得到连续的垂直测深。

于是有人会以为，如果用足够低的频率，CSAMT 法就能达到与MT 法同样深的勘探深度。事实上并非如此。最大穿透深度通常受到场源的近场效应的出现和信号强度的制约，这在后面还要讨论。按照通常的经验，一般情况下，CSAMT法最大探测深度为 2 --- 3 km。

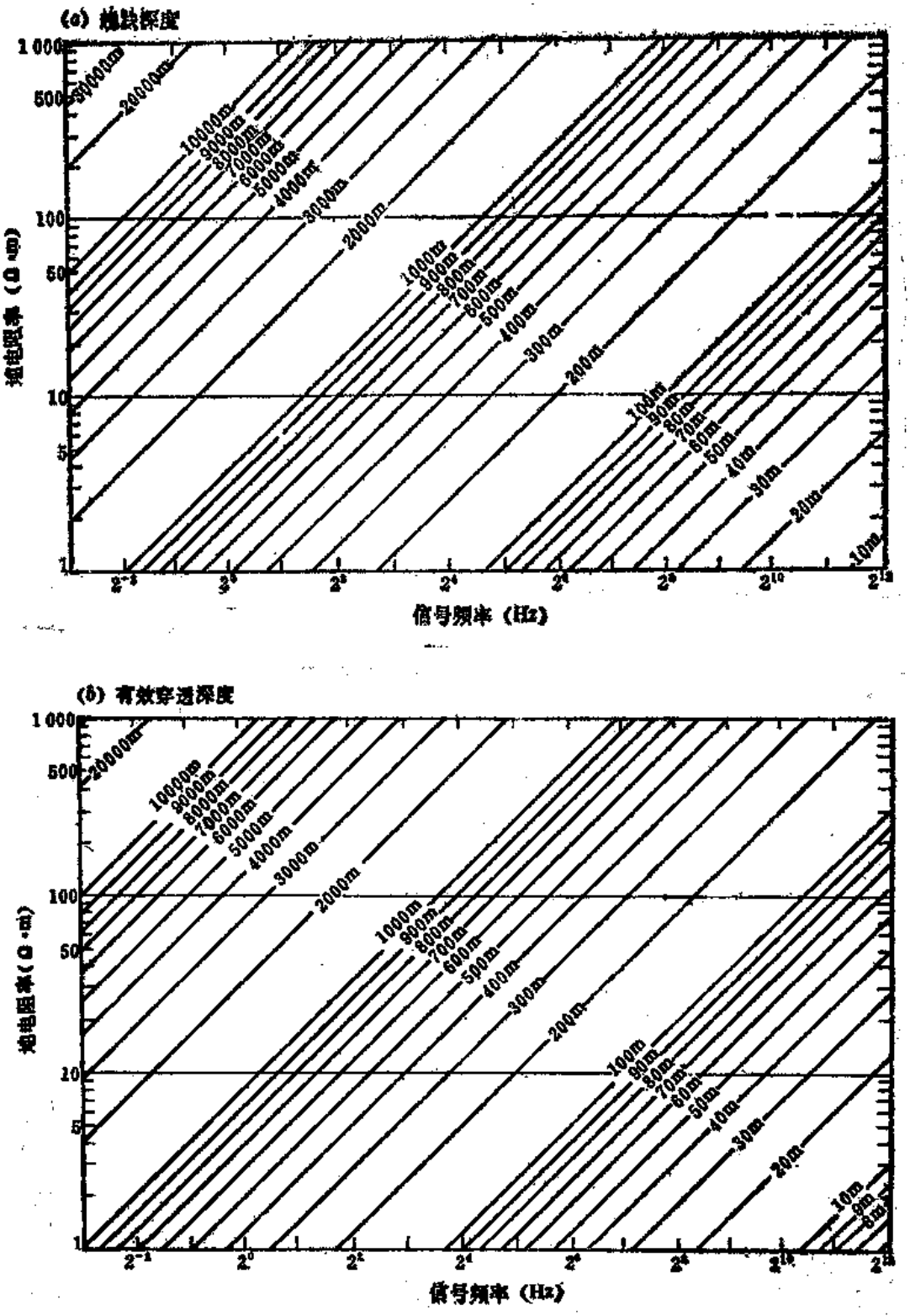


图 1.1　趋肤深度(a)和有效穿透深度(b)与电阻率及信号频率的关系

图1.1表示出了对于常见的大地电阻率和CSAMT 法中常用的频率条件下的趋肤深度和有效研究深度。

在准静态条件下，传播速度：

$$V_p = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} = \omega\delta \tag{1.43}$$

在 CSAMT 法的信号频率范围内，传播速度大约是 10^3m/s—10^7m/s。例如，地下电阻率为10 Ω·m，$f = 4096$Hz时，V_p约为6.4×10^5m/s；当f降低到 1 Hz时，V_p约为10^4m/s。

1.1.9 介电极限

虽然大多数地下物质可以看作是导电介质，但是反过来考察一下当介电性占支配地位时的情况也是有好处的。这种情况称为介电极限。这时，位移电流比传导电流大很多，即有

$$\varepsilon\omega \gg \sigma \text{ 或者 } \frac{\sigma}{\varepsilon\omega} \ll 1$$

此时

$$k^2 \approx \varepsilon\mu\omega^2 \tag{1.44}$$

$$a \approx \omega(\mu\varepsilon)^{1/2}\left[1 + \frac{1}{8}\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2\right] \tag{1.45}$$

$$b \approx \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tag{1.46}$$

$$V_p \approx \frac{\omega}{a} \approx \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\left[1 - \frac{1}{8}\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2\right] \tag{1.47}$$

$$\delta \approx \frac{1}{b} = \frac{2}{\sigma}\sqrt{\frac{e}{\mu}} \tag{1.48}$$

可见在良好的电介质中，波的传播速度十分接近于理想电介质（$\sigma = 0$）中的传播速度 $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$，由于在实际介质中略有能量损耗，所以波的传播速度比理想介质中略小。又由于吸收系数 b 与 σ 成正比，σ 小则吸收少，因而透入深度较大。

对于理想电介质，$\sigma = 0$，无传导电流存在，以上各式化为

$$k^2 = \varepsilon\mu\omega^2 \tag{1.49}$$

$$a = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} \tag{1.50}$$

$$b = 0$$

$$\delta \to \infty$$

$$V_p = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = C \tag{1.51}$$

其中$C = 3.0\times10^8$m/s，表示光速。这就是说，电磁波不被吸收，没有能量损耗。

由于大地实际上是导电的，所以本书后面的讨论都是指准静态而言，不讨论介电极限。

1.1.10 电磁场的边界条件

为了求得某种介质分布条件下电磁场的解，必须掌握电磁场遵守的物理定律在不同介质分界面上的具体运用，即所谓的边界条件。

如图1.2，在两种介质的分界面两侧保持下列边界条件：

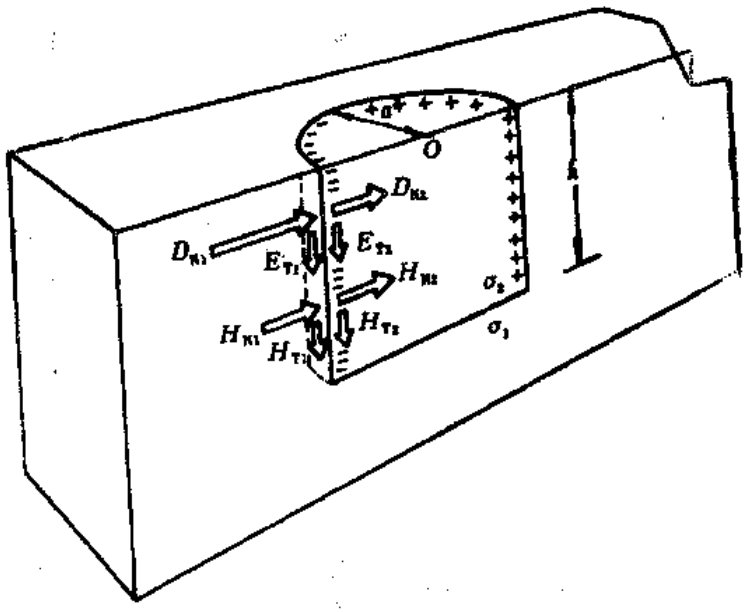


图 1.2　边界条件的示意图

$$B_{N1}=B_{N2}\ (\boldsymbol{B}\text{的法向分量连续}) \tag{1.52}$$

$$H_{T1}=H_{T2}\ (\boldsymbol{H}\text{的切向分量连续}) \tag{1.53}$$

$$D_{N1}-D_{N2}=Q\ (\boldsymbol{D}\text{的法向分量不连续}) \tag{1.54}$$

$$E_{T1}=E_{T2}\ (\boldsymbol{E}\text{的切向分量连续}) \tag{1.55}$$

$$J_{N1}=J_{N2}\ (\boldsymbol{J}\text{的法向分量连续}) \tag{1.56}$$

$$V_1=V_2\ (\text{电位连续}) \tag{1.57}$$

$$U_1=U_2\ (\text{磁位连续}) \tag{1.58}$$

在这些关系中，Q是物体分界面上的电荷密度。场和位之间均由$\boldsymbol{E}=-\nabla\cdot V$和$\boldsymbol{H}=-\nabla\cdot U$相联系。

1.2　均匀导电半空间表面水平电偶极子和垂直磁偶极子的电磁场的分布特点

在CSAMT 法中，大地表面上的水平电偶极子和垂直磁偶极子都是常用的场源。在1.2中我们先写出这两种情况下场的表达式而不作推导，并且根据这些式子先来叙述和讨论场的分布物点。对冗繁的数学推导不感兴趣的读者由此可以得到一些对实际工作很有用处的概念。在第二章中，我们将对这些表达式的来源进行详细的论证和推导，以供在应用中查阅公式来源和研讨CSAMT 法理论基础的需要。

1.2.1 均匀大地表面上水平电偶极源的电磁场的分布特点

设偶极距为$\mathrm{d}L$的水平电偶极子位于均匀大地的表面，供给它强度为I的谐变电流$I=I_0e^{-i\omega t}$，选取坐标原点位于偶极子中心，z轴垂直向下的柱坐标系统r、ϕ、z，并选取偶

极矩的方向为直角坐标中 x 轴的方向，也就是柱坐标中 $\phi=0$ 的方向，如图 1.3 所示。

在准静态条件下，柱坐标系统中地表电磁场各分量的表达式为

$$E_r=\frac{I\,dL\cos\phi}{2\pi\sigma r^3}\left[1+e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{1.59}$$

$$E_\phi=\frac{I\,dL\sin\phi}{2\pi\sigma r^3}\left[2-e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{1.60}$$

$E_z=0$ （当观察点从下半空间趋近地表时）

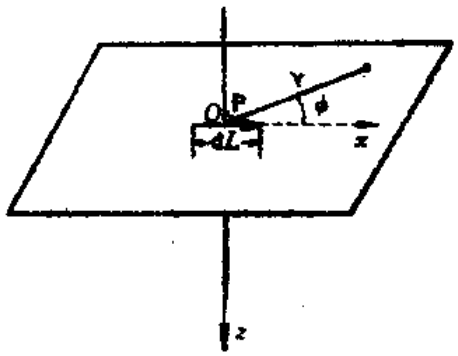


图 1.3 均匀大地表面水平电偶极子及坐标系统的规定

或者

$$E_z=\frac{I\,dL}{2\pi r}\cos\phi\, i\omega\mu_0 I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$$

（当观察点从上半空间趋近地表时） (1.61)

$$H_r=-\frac{3\,I\,dL\sin\phi}{2\pi r^2}\left\{I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)+\frac{1}{6}ikr\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)-I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right]\right\} \tag{1.62}$$

$$H_\phi=\frac{I\,dL\cos\phi}{2\pi r^2}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{1.63}$$

$$H_z=-\frac{3\,I\,dL\sin\phi}{2\pi k^2r^4}\left[1-e^{ikr}\left(1-ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)\right] \tag{1.64}$$

(1.59) ～ (1.64) 各式中，σ为下半空间介质的电导率。μ_0 为自由空间的导磁率。ω 为谐变电流的圆频率。$I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)$、$I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$和$K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)$、$K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$分别为以$\frac{ikr}{2}$为宗量的第一和第二类虚宗量贝塞尔函数，下标“0”或“1”表示贝塞尔函数的阶数，k为波数。必须指出，只有当观察点从上半空间趋近地表时，垂直分量 E_z 才不等于零。而当观察点从下半空间趋近地表时，E_z等于零。在准静态条件下，

$$k=(1+i)\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}}$$

由 (1.59) ～ (1.64) 式可以看出，电磁场各分量的强度与观察点到偶极源中心的距离 r 和波数 k 的乘积有关，而波数 k 中又包含了介质性质和工作频率等参数，并且以趋肤深度的形式表现出来。显然

$$kr=(1+i)\,r/\delta$$

命

$$p=r/\delta \tag{1.65}$$

称为“电距离”或者“感应数”，它实质上是以趋肤深度δ为单位来表示的观察点到场源的

距离。于是

$$ikr = p(-1+i) = p\sqrt{2}\, e^{i\frac{3\pi}{4}} \tag{1.66}$$

现在，我们可以借助于参数 P 来对距场源的远近、介质性质和工作频率作综合性的统一考虑，把

$p \ll 1$　即电距离“近”时的场称为“近区”；

$p \gg 1$　即电距离“远”时的场称为“远区”或“平面波场区”；

$p \approx 1$　即介于前两者之间的区域称为“过渡带”。

由于 $p = r/\delta = r\sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{2}}$，不难理解，感应数 p 的“大”或“小”，也就是场区的“远”或“近”，不但与观察点到场源的距离有关，而且与大地的电导率和使用的频率有关。在不改变发收距 r 和大地电导率 σ 的条件下，改变频率 ω，可以获得不同的穿透深度以便满足“远区”或“近区”的要求；当在导电介质中使用高频时，在不大的发收距 r 就可以保持测量是在“远区”条件，反之，在高阻介质中，即使使用低频，也不得不使 r 相当大才能满足“远区”的条件。

在CSAMT 法中，测量的是彼此正交的电场和磁场水平分量，并且计算它们的模的比，这个模的比值称为波阻抗，用符号 $|Z|$ 表示波阻抗 Z 的模，记作

$$|Z| = \frac{|E|}{|H|}(\text{正交}) \tag{1.67}$$

而 Z 的相位则定义为 E 和 H 间的相位差。

近区响应（$p \ll 1$）

当 $r \ll \delta$ 即 $p \ll 1$ 时，（1.59）～（1.64）式的渐近表达式是

$$E_r \approx \frac{I\,dL}{\pi\sigma r^3}\cos\phi \tag{1.68}$$

$$E_\phi \approx \frac{I\,dL}{2\pi\sigma r^3}\sin\phi \tag{1.69}$$

$$E_z \approx \frac{I\,dL}{4\pi r} i\omega\mu_0\cos\phi \tag{1.70}$$

$$H_r \approx -\frac{I\,dL\sin\phi}{4\pi r^2} \tag{1.71}$$

$$H_\phi \approx \frac{I\,dL\cos\phi}{4\pi r^2} \tag{1.72}$$

$$H_z \approx \frac{I\,dL\sin\phi}{4\pi r^2} \tag{1.73}$$

比较（1.68）—（1.73）各式可以看出，在近区，电场水平分量按 $\frac{1}{r^3}$ 衰减，而磁场按 $\frac{1}{r^2}$ 衰减。此时波阻抗的模为

$$|Z| = \frac{|E_\phi|}{|H_r|} = \frac{2}{\sigma r} \tag{1.74}$$

或者写成视电阻率的形式

$$\rho = \frac{r}{2}\frac{|E_\phi|}{|H_r|} \tag{1.75}$$

可见在近区视电阻率与几何因素有关。

应该说明的是，虽然在MT 法和CSAMT 法中常常是按（1.75）式来定义视电阻率的，但并不是最好的定义方式。例如，也可以将视电阻率写成阻抗的实部和虚部。Spies 和 Eggers（1986）曾指出，将视电阻率定义为 $Re(Z)$ 将产生更好特性的视电阻率数据，它与真的反演剖面更加近似。

表达式（1.68）～（1.73）说明，电场E的水平分量在近区直接正比于地下电阻率，并且与频率无关；与此相对比，磁场H与电阻率和频率二者均无关。E和H与频率无关叫做测深曲线的饱和部分。阻抗与频率无关的事实指出，从（1.40）式的意义来说，阻抗的数据不再是测深。因此，在近区进行CSAMT 测量是有问题的。除非只是根据电场数据来计算视电阻率。而且，近区视电阻率是 r 的函数，因为E和H分别按$\frac{1}{r^3}$和$\frac{1}{r^2}$衰减。近区测量的实际结果是与直流电阻率测深相类似，测量结果和穿透深度，由排列的几何参数决定。所以在真正的近区最好是不测H而测E，就象在标准电阻率法和激发极化法中那样，改变排列的几何尺寸来改变测深深度。

远区响应（$p \gg 1$）

当 $r \gg \delta$ 即 $p \gg 1$ 时，（1.59）～（1.64）式的渐近表达式是

$$E_r \approx \frac{I\,dL}{2\pi\sigma r^3}\cos\phi \tag{1.76}$$

$$E_\phi \approx \frac{I\,dL}{\pi\sigma r^3}\sin\phi \tag{1.77}$$

$$E_z \approx \frac{I\,dL}{2\pi r^2}\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{\sigma}}\cos\phi\, e^{i\frac{\pi}{4}} \tag{1.78}$$

$$H_r \approx \frac{I\,dL\sin\phi}{\pi r^3\sqrt{\sigma\mu\omega}}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{1.79}$$

$$H_\phi \approx -\frac{I\,dL\cos\phi}{2\pi r^3\sqrt{\sigma\omega\mu}}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{1.80}$$

$$H_z \approx -\frac{3I\,dL\sin\phi}{2\pi r^4\sigma\omega\mu}e^{-i\frac{\pi}{2}} \tag{1.81}$$

比较（1.76）—（1.81）式可以发现，E的水平分量与频率无关，直接与电阻率成正比。远区的 E_r 分量为近区的 $\frac{1}{2}$，但 E_ϕ 分量却为近区的两倍。与近区磁场不同，远区水平磁场与频率有关，并且与电阻率的平方根成正比。因此在远区磁场是不会“饱和”的。

从远区 E_r、E_ϕ 和 H_r、H_ϕ 的表达式还可看出，所有的水平场都按$\frac{1}{r^3}$衰减。因此阻抗与发收距无关，与大地电阻率的平方根成正比

$$|Z| = \frac{|E_\phi|}{|H_r|} = \sqrt{\frac{\mu\omega}{\sigma}} = \sqrt{\mu\omega\rho} \tag{1.82}$$

故对于导电大地来说，在低频时阻抗是很小的。例如，当地下电阻率为 10 Ω·m 和频率等于 1 Hz时，阻抗为0.003 Ω。相反，对于电阻率很高的介质或高的频率，阻抗很大。例如，当大地电阻率为1000 Ω·m，频率为10kHz 时，阻抗是8.9 Ω。

(1.82) 式说明，远区视电阻率可以用在某一特定频率的正交的电场和磁场强度来定义

$$\rho = \frac{1}{\mu\omega}\frac{|E_\phi|^2}{|H_r|^2} \tag{1.83}$$

在均匀大地条件下，电场和磁场之间的相位差是$\pi/4$或785.4$mrad$。

当采用直角坐标时，

$$E_x = E_r\cos\phi - E_\phi\sin\phi$$

$$= \frac{I\rho dL}{2\pi r^3}(1-3\sin^2\phi) \tag{1.84}$$

$$H_y = H_r\sin\phi + H_\phi\cos\phi$$

$$= \frac{-IdL\,e^{-i\frac{\pi}{4}}}{2\pi\sqrt{\sigma\mu\omega}\,r^3}(1-3\sin^2\phi) \tag{1.85}$$

$$|Z| = +\sqrt{\rho\mu\omega} \tag{1.86}$$

也可以得到同样的电阻率

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

$$= \frac{1}{2\pi\mu f}\frac{|E_x|^2}{|E_y|^2} \tag{1.87}$$

在实际工作中，多使用MKS制单位。此时E以 mv/km 为单位，H以γ ($1\gamma = 10^{-2}/4\pi$ A/m) 为单位，这对野外工作是很方便的。此时

$$\rho = \frac{1}{5f}\frac{|E_x|^2}{|H_y|^2}(\Omega\cdot m) \tag{1.88}$$

(1.88) 式就是以卡尼亚 (Cagniard) 命名的计算视电阻率的公式。卡尼亚是一位法国地球物理学家，他在50年代对发展大地电磁法作出了开拓性的贡献 (Cagniard, 1963)。卡尼亚电阻率对远区，也就是说在满足平面波的条件下是有效的。并且是在 MT 法和满足远区条件的 CSAMT 法中常用的关系。

过渡带响应 ($p\approx 1$)

此时 $r\approx\delta$，$P\approx 1$，电磁场合分量由 (1.59) ～ (1.64) 式严格地描述。当大地为均匀导电介质时，在这个带场强各分量从近场的特性均匀地过渡到远场的特性。对于非均匀大地，过渡带场的性质变得很复杂，与受地质条件制约的电性分布有关。此时波阻抗性质也很

复杂，与发收距 r、大地电阻率ρ，频率 f 及方位角ϕ都有关系。

现在我们利用数字模拟的结果来直观地考察一下全区场的分布。

图1.4给出电阻率为1000 Ω·m，频率为4096Hz的一维CSAMT模拟结果。这些图只绘了水平面的 1/4，即平面直角坐标的第一象限。根据场的对称性，读者不难把它们扩展到整个平面。

图1.4 a 给出了每一点的$\boldsymbol{E}$场矢量，矢量的长度表示$\boldsymbol{E}$ 的幅度，矢量的方向表示$\boldsymbol{E}$ 的方向。图1.4 b 表示$\boldsymbol{E}$矢量振幅的平面等值线。图1.4 c 和d 分别为$\boldsymbol{H}$的矢量图和等值线图。比较图 a 和 c 可见，$\boldsymbol{E}$和$\boldsymbol{H}$是正交的。卡尼亚电阻率绘于图1.4 e。由图可见，在三倍趋肤深度以外，电阻率的数据相对地与 r 无关，其数值趋于背景值100 Ω·m。如果我们把卡尼亚电阻率与真电阻率之差小于± 5 %的区域划为远区，那末照此标准，在靠近 y 轴处（称为旁侧面排列），当 $r\geqslant 3\delta$时，测量结果与真值之差小于± 5 %，可划为远区；而沿电偶极源轴向（称为轴向端外排列）要到 $r\geqslant 5\delta$才满足远区的条件。可见远区的划分与观察点相对于场源的夹角有关。

图1.5为沿 x 和 y 方向CSAMT 标量测量结果。图 1.5 a 和 c 表示沿 x 和 y 轴测量的电场和磁场特性。平行于源的 E_x 显示出双叶状，叶被低带（图中用线框出的部分）分开，在零带中 E_x 场值很小，这是由于$\boldsymbol{E}$场矢量在这一带改变方向，沿着零带从正变为负。不难看出，沿着 x 轴的轴向端外排列的 E_x 是沿着 y 轴的旁侧面排列的E_x的一半。说明从信号强度来说，旁侧面排列优于轴向端外排列。

图1.5 c 中的H_y与E_x 相似，亦呈双叶状，也有零带。在零带两侧，$\boldsymbol{H}$矢量改变符号。旁侧面排列的H_y信号也强于轴向端外排列。

图1.5 e 为根据E_x、H_y计算的卡尼亚电阻率ρ_{xy}，由于信号电平很低，在零带的计算都不很准确。在不满足远区（对于旁侧面排列 $r\ll 4\delta$，对于轴向端外排列 $r\ll 5\delta$）的区域中，数据与 r 关系很大，而在满足远区的地方，卡尼亚电阻率与半空间电阻率之差不超过 5 %。

图1.5 b 为$\boldsymbol{E}$的 y 分量E_y，除了沿 x 轴和 y 轴场强下降很快以外，场的变化较为均匀，由于E_y总是取正向，不出现双叶状。图1.5d为H_x 的图，其特点与E_y 相似。图1.5 f 为卡尼亚电阻率ρ_{yx}，其规律性与E_y、H_x 相同。沿 x 轴和 y 轴由于出现E_y 和H_x 的零带ρ_{yx}不能定义。应该注意，当 $r\gg 3\delta$ 时，卡尼亚电阻率与半空间真电阻率之差不超过 5 %。这比ρ_{xy}的情形稍有改善，在靠近场源一些的地方便可得到远区数据，这样信号也较强。ρ_{yx} 的锥区和ρ_{xy} 的锥区近乎相等，但是信号强度比旁侧面稍低。因此，为了增大信号强度和易于后勤支援，常常选择旁侧面排列而不选择斜交或轴向端外的排列。

图1.6 所示为E_x、H_y和ρ_{xy}作为频率的函数与发收距 r、大地电阻率ρ 以及与发射平分线夹角$\phi'=\frac{\pi}{2}-\phi$ 的关系。图1.6 a 表明发收距 r 的影响，在近区中明显地看出E和H与频率无关的饱和现象。此时卡尼亚电阻率明显与 r 有关，并不反映地下的真实电阻率。过渡带的频率偏移随 r 增大而减小。随着 r 的增大，场的强度急剧减小。H场在远区(右边)减小变陡，而在近区（左边）则不太陡，反映了从远区到近区场衰减的规律从$\frac{1}{r^3}$到$\frac{1}{r^2}$的变化。

近场效应也是大地电阻率的函数。图1.6 b 是发收距 r 固定为4km时E_x/H_y，以及E_x、

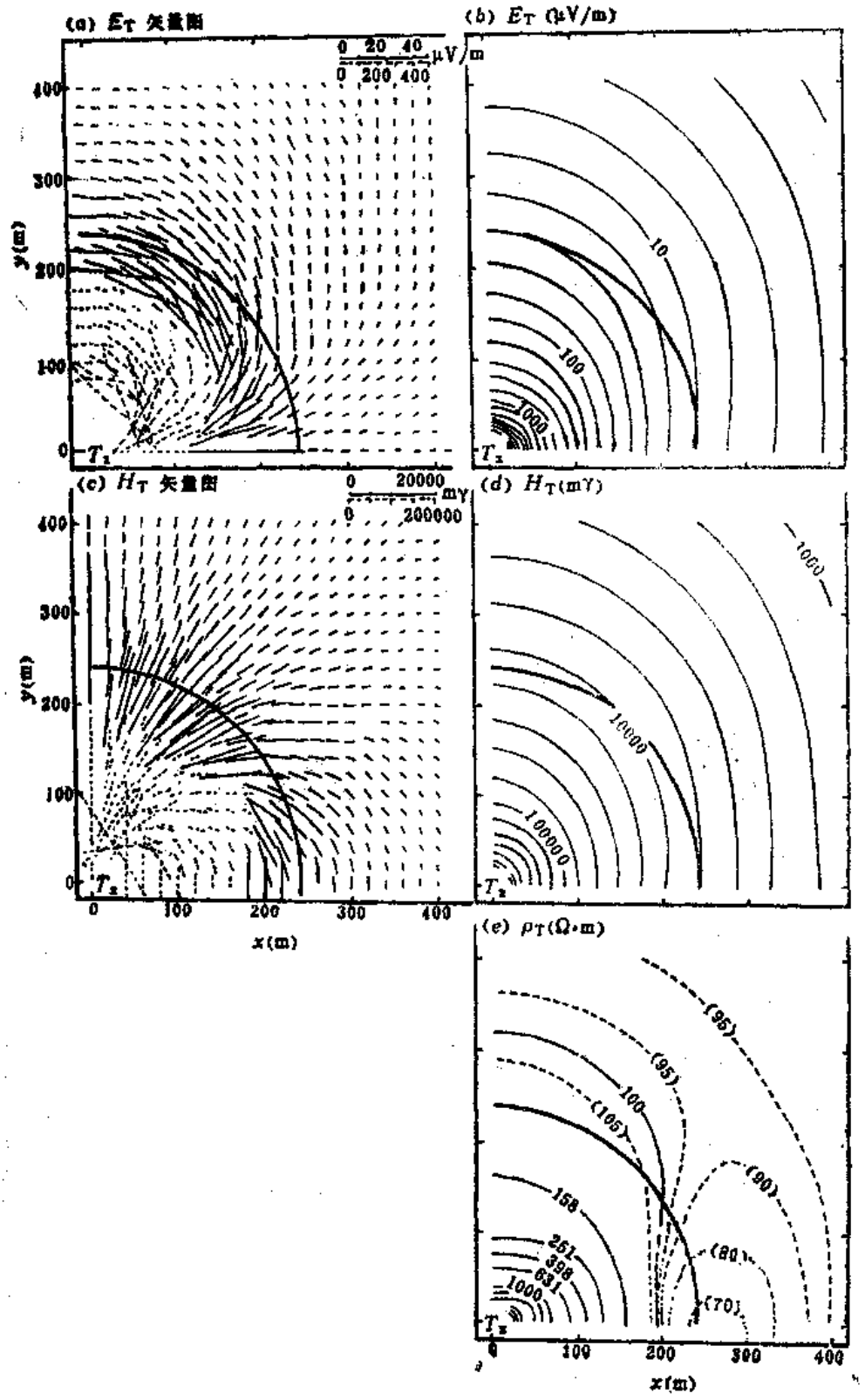


图 1.4　均匀大地一维模拟结果

源长度 = 10m，电流1000A，　　电阻率 = 100Ωm，　　数据密度20 × 20m

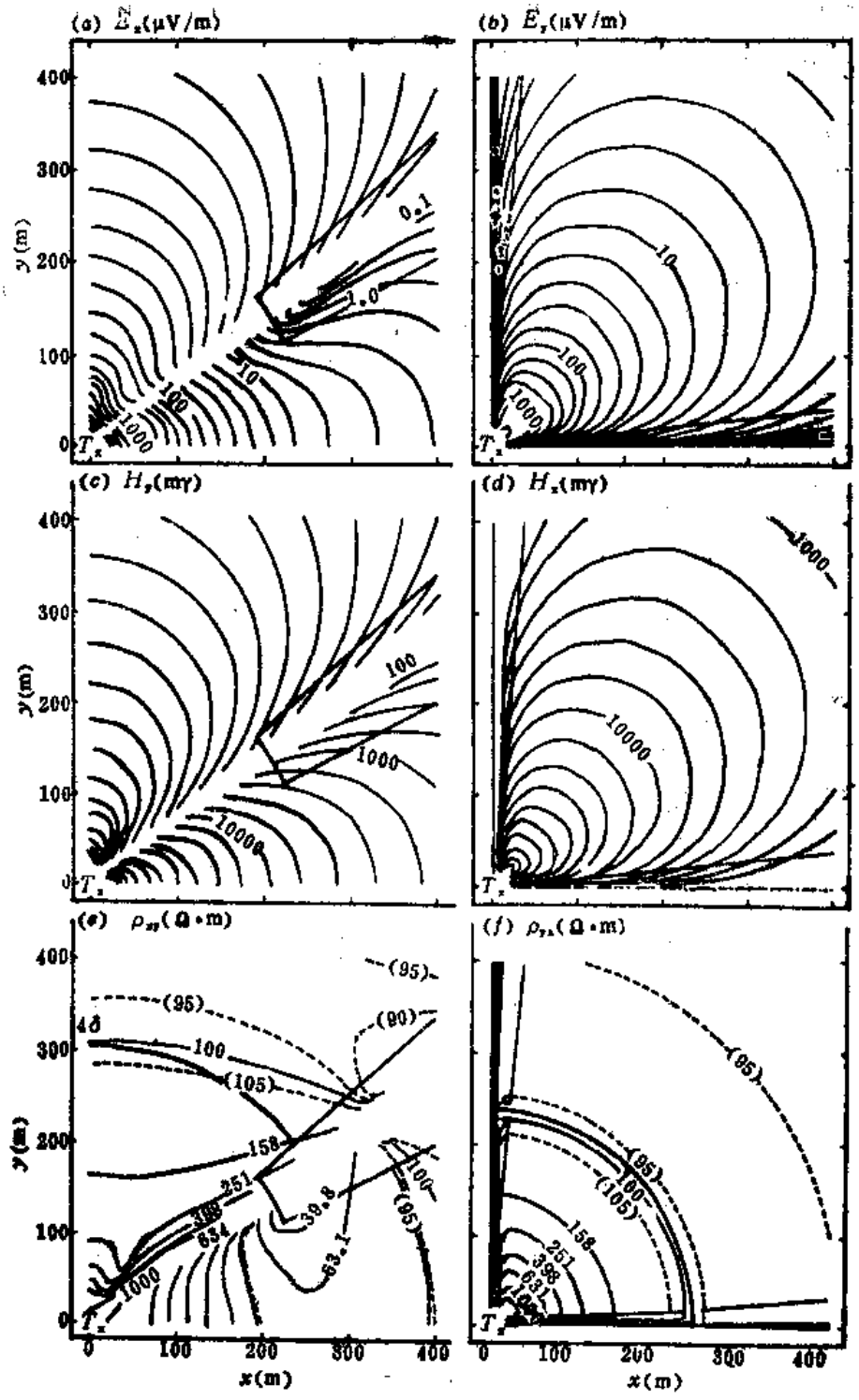


图 1.5　均匀大地一维模拟结果

模型参数同图1.4，图中用线框出的部分为低值带，在这一带中野外观测困难。

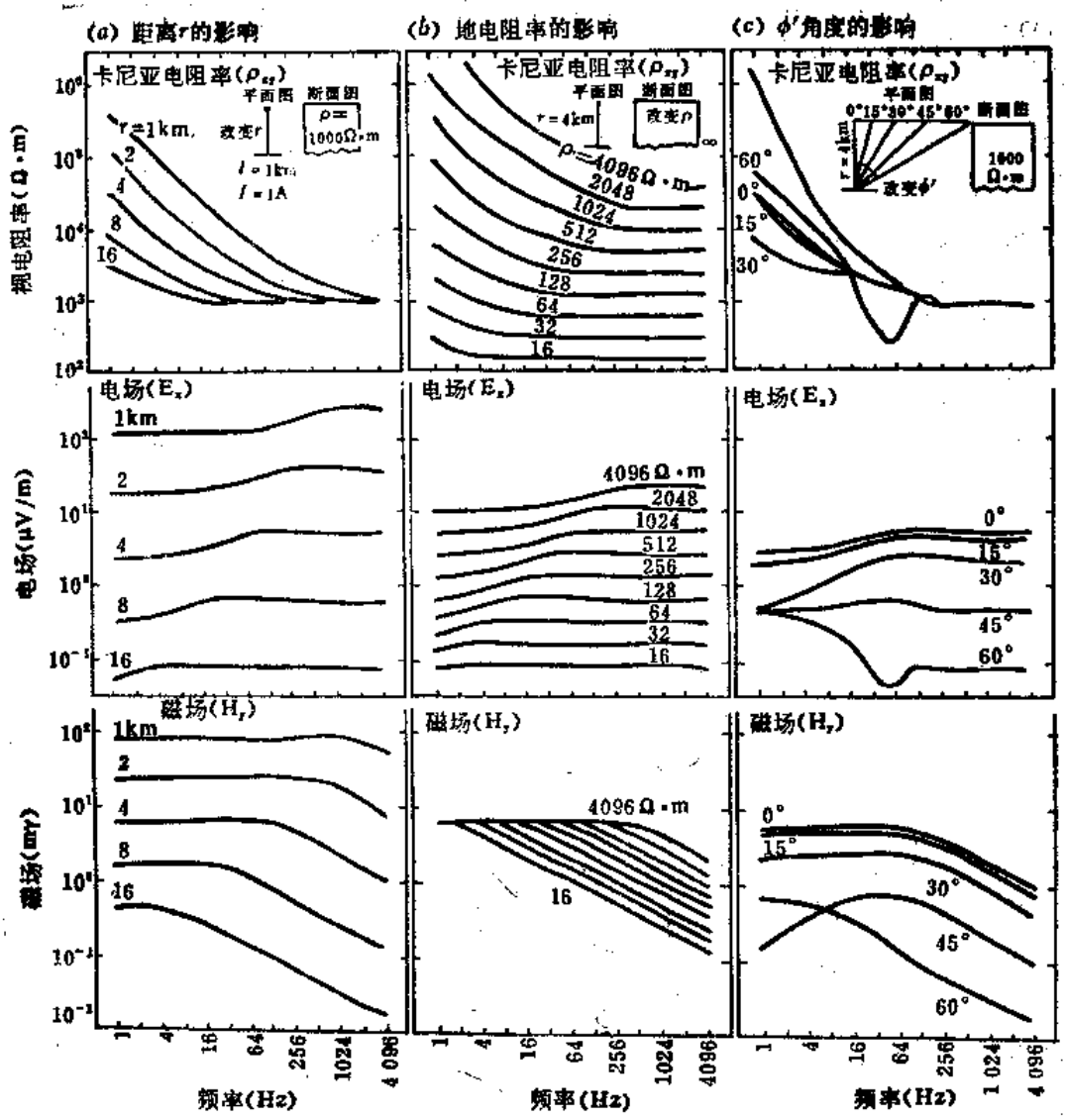


图 1.6　在均匀大地上，发一收距 r、地下电阻率 ρ 和偏离源中垂线的夹角 ϕ 对 E、H 和卡尼亚电阻率的影响

H_y随频率的变化，参变数为 ρ。在过渡带，E_x/H_y出现左高右低的 45°线，反映了趋肤深度以相同的程度正比于电阻率和频率。有趣的是，在近区，即 ω 小而ρ 大时，E保持对电 阻率敏感而H与电阻率无关，这与 (1.68) ～ (1.73) 式描写的近区特点是一致的。这就造成在近区卡尼亚电阻率虚假地按 45° 上升。

图1.6 c给出 E_x/H_y作为 ϕ' 角度的函数的特性。远区数据不受影响，但远离中垂线测深时近区数据有明显改变。这主要是由于E和H场力线强烈地偏离中垂线向外弯曲。这种影响在图1.6 a 和 c 上表现为在角度为 15° 以内时，干扰效应很小，而在角度大时干扰显著增加。此种干扰效应已经在野外观测到。这时如果用E_x/H_r来代替E_x/H_y，会使这种干扰有一定程度的减小，这样做可以使可用锥区至少达到 ±30°。大角度时，场幅度的降低是由于角度增大引起发收距增大的缘故。

1.2.2 均匀大地表面上垂直磁偶极源电磁场的分布特点

设磁矩为M的磁偶极子

$$M = ISN \tag{1.89}$$

其中I为供给回线的电流，S为回线所围的面积，N为回线的匝数。I为谐变电流$I = I_0 e^{-i\omega t}$所以在M中频率依从关系是隐含的。

设该磁偶极子位于均匀导电半空间（大地）的表面，M垂直地面。选取原点位于磁偶极子中心，z轴垂直向下的柱坐标系统，如图1.7所示。设地下介质的电导率为σ，导磁率为μ。在准静态条件下，地表电磁场各分量的表达式可写为

$$E_r = 0 \tag{1.90}$$

$$E_\phi = -\frac{3iM}{2\pi k^2 r^4}\mu\omega\left[1 - (1 - ikr - \frac{1}{3}k^2r^2)e^{ikr}\right] \tag{1.91}$$

$$E_z = 0 \tag{1.92}$$

$$H_r = -\frac{Mk^2}{4\pi r}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) - I_2\left(\frac{ikr}{2}\right)K_2\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{1.93}$$

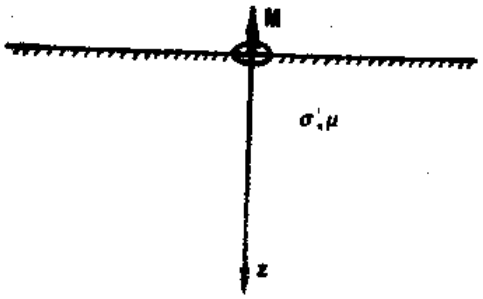


图 1.7 均匀大地表面磁偶极子及坐标系统的图示

$$H_\phi = 0 \tag{1.94}$$

$$H_z = \frac{9M}{2\pi k^2 r^5}\left[1 - (1 - ikr - \frac{4}{9}k^2r^2 + \frac{1}{9}ik^3r^3)e^{ikr}\right] \tag{1.95}$$

与对水平电偶极子的讨论相类似，我们接着来讨论垂直磁偶极子的电磁场在不同场区的分布特点。

近区响应（$p \ll 1$，$r \ll \delta$）

此时电磁场各分量的近似表达式为

$$E_\phi \approx \frac{iM\mu\omega}{4\pi r^2} \tag{1.96}$$

$$H_r \approx \frac{-iM\mu\sigma\omega}{16\pi r} \tag{1.97}$$

$$H_z \approx -\frac{M}{4\pi r^3} \tag{1.98}$$

将（1.96）～（1.97）式与（1.68）～（1.73）式互相比较可以看出，在近区，垂直磁偶极子的电场E_ϕ与大地电导率无关，并且与频率成正比；与此相反，水平电偶极子的电场E_ϕ与频率无关，而与电导率成反比。垂直磁偶极子的水平磁场H_r是电导率和频率二者的函数，而接地电偶极子的水平磁场与二者都无关。两种场源的垂直磁场与频率和电导率均无关。在本段后面的部分将对产生这种现象的根源做进一步的解释。对直流的情形，取$\omega \to 0$

时的极限，我们得到

$$E_\phi = 0 \tag{1.99}$$

$$H_r = 0 \tag{1.100}$$

$$H_z = -\frac{M}{4\pi r^3} \tag{1.101}$$

可见H_z是在直流情形下仅有的分量，且与大地电导率无关。由于E场和H场可考虑为接地电偶极水平场的时间导数，在频率为零（即不随时间而变化）的情形下，E_ϕ和H_r为零是显而易见的。

在准静态条件下，位移电流可以忽略，$k = \sqrt{i\sigma\mu\omega}$。我们用（1.96）和（1.97）式之比来确定在$z$方向（垂直向下）波传播的阻抗

$$|Z| = \frac{|E_\phi|}{|H_r|} = \frac{4}{\sigma r} \tag{1.102}$$

于是电阻率

$$\rho = \frac{r}{4}\frac{|E_\phi|}{|H_r|} \tag{1.103}$$

它是接地电偶极子视电阻率（见1.74式）的一半。也就是说，假设大地是均匀的，则在近区用线圈所测到的电阻率是用电偶极子测得的一半。

远区响应（$p \gg 1$，$r \gg \delta$）

这时电磁场各分量在地表的近似表达式为

$$E_\phi \approx -\frac{3M}{2\pi\sigma r^4} \tag{1.104}$$

$$H_r = \frac{3M}{2\pi\sqrt{\sigma\mu\omega}\, r^4} \tag{1.05}$$

$$H_z \approx \frac{9M}{2\pi\mu\omega\sigma r^5} \tag{1.106}$$

将（1.104）～（1.106）式与水平电偶极子远区的（1.76）～（1.81）式互相比较，不难看出，磁偶极（线圈）产生的场随r的增大而衰减的速度比电偶极的快。当然，严格的对比还要考虑到源的尺寸大小、导线中的电流强度以及偏离偶极子中垂线的角度。所以，也会遇到某些电偶极子的信号实际上比线圈的要差一些的情况，这在本书后面还会谈到。

由（1.104）和（1.105）式解出波阻抗为

$$|Z| = \frac{|E_\phi|}{|H_r|} = \sqrt{\frac{\mu\omega}{\sigma}} \tag{1.107}$$

则电阻率为

$$\rho = \frac{1}{\mu\omega}\frac{|E_\phi|^2}{|H_r|^2} \tag{1.108}$$

变换到直角坐标系统

$$\rho = \frac{1}{5f}\frac{|E_x|^2}{|H_y|^2}\ (\Omega\cdot\mathrm{m}) \tag{1.109}$$

该式与水平电偶极子的相同。也就是说，在“大”的“电距离”上，用磁线圈作场源所测的电阻率与电偶极所得的一样。

过渡带响应（$p\approx 1$，$r\approx\delta$）

如同电偶极子的情形一样，磁偶极子的过渡带响应由（1.90）～（1.95）式严格地描述，没有比较合适的近似表达式。在此情形下，当大地性质为均匀时，垂直磁偶极子电磁场的过渡带特性从远到近光滑地变化。对于非均匀大地，场的性质将变得更加复杂。

总的响应

线圈的各个场分量的特性和所算得的卡尼亚电阻率的特性与接地电偶极子的大致相似。然而在近区和过渡带也存在某些差别，当把线圈和电偶极的总体响应作比较时必须考虑这一点。

图1.8所示线圈与偶极源的实地比较，该图反映出了二者的相似之点和不同之处。这些

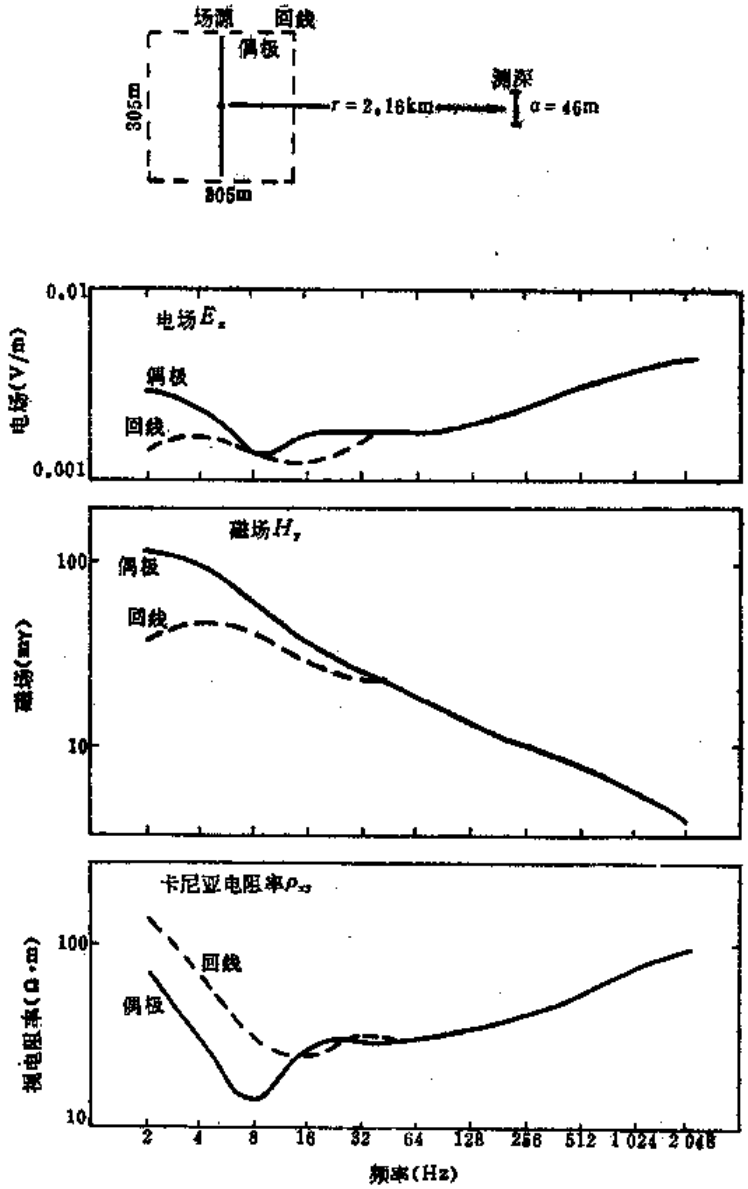


图 1.8　两种场源场分布特点的比较

数据是在亚利桑那州 Tucson 附近的试验场上获得的，该处地质情况为层状分布，电阻率呈高—低—高的渐变特征。调节线圈中的电流使得在高频时场强与偶极子的相近。注意到在远区线圈和偶极的响应是相同的，但是线圈的E场和H场进入过渡带和近区比偶极的早。这种现象可以通过分析线圈和偶极表达式的远区渐近式的有效范围得到解释，并且已被Bannister（1966年）所预见到。我们也注意到线圈的场在低频时趋向于零，而对水平电偶极而言趋向于某一常量，正如在近区表达式中所预料的那样。

1.3 非均匀情况下的解

所有有实际价值的地球物理问题都与具有不同介质参数的层和有限地质体有关。这样一来，理论变得十分复杂，在解释中必须使用各种特殊技术和模拟方法。在1.1的末尾所讨论的边界条件是为解决分区均匀介质时处理边界上场值过渡关系的。本节中简要讨论层状介质及二维、三维问题。

1.3.1 层状大地

某些地区的构造简单到足以假定为一维模型。对于这种情况，在1.2中所介绍的均匀大地的解可以推广到水平层状大地情况中。例如，在两层情况时，对于准静态，在远区的第一层中的电场和磁场可写为：

$$E_x^1 = E^{1+}e^{-ik_1z} + E^{1-}e^{ik_1z} \tag{1.110}$$

$$H_y^1 = \frac{E^{1+}}{\eta_1}e^{-ik_1Z} - \frac{E^{1-}}{\eta_1}e^{ik_1z} \tag{1.111}$$

式中，$\eta_1 = E_1/H_1 = ik/(\sigma + i\omega\varepsilon)$。

第二层中的场可写为：

$$E_x^2 = E^{2+}e^{-ik_2z}$$

$$H_y^2 = \frac{E^{2+}}{\eta_2}e^{-ik_2z}$$

式中，$\eta_2 = E_2/H_2 = ik/(\sigma + i\omega\varepsilon)$

在大地表面测量的阻抗将依赖于两层中的性质：

$$Z_0 = (i\omega\mu_0\rho_1)^{\frac{1}{2}} \frac{1 + \dfrac{\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}}e^{-ik_2D}}{1 - \dfrac{\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}}e^{-ik_2D}} \tag{1.112}$$

式中，D是第一层的厚度。

相位与电阻率的斜率有关（Bostick, 1977）：

$$\phi = \frac{\pi}{4}\left[1 + \frac{\partial \ln\rho}{\partial \ln\omega}\right] \tag{1.113}$$

注意到，对于均匀各向同性大地，相位为$\frac{\pi}{4}$rad，或者785mrad。像层状和其它非均匀各向同性介质中所遇到的那样，相位依赖于电阻率的导数。例如，高电阻层位于低电阻率层的上

面，在式(1.113)括号中的第二项为正，因而相位大于$\frac{\pi}{4}$。相反，如果低电阻率层位于高电阻率层的上面，则括号中的第二项为负，所以相位小于$\frac{\pi}{4}$。

层状公式有助于我们评价MT和CSAMT测量的穿透深度。这种近似是由 Bostick(1977)提出的。图（1.9）表示了由 Bostick 提出的，平面波时，100 Ω·m 的层覆盖在无限导电基底上的的两层模型，在高频时，视电阻率等于顶层电阻率；低频时，视电阻率沿着由基底所控制的渐近线变化：

$$\rho_a = \mu D^2 \omega_D \tag{1.114}$$

D是基底的深度，频率f_D是在$\rho_{a_1} = \rho_{a_2}$的点上测深时可以发现基底的频率。在这样的点上，视电阻率ρ_a与D有关：

$$D = \sqrt{\frac{\rho_a}{\mu \omega_D}} = \sqrt{\frac{1}{u\sigma\omega_{r_1}}} \tag{1.115}$$

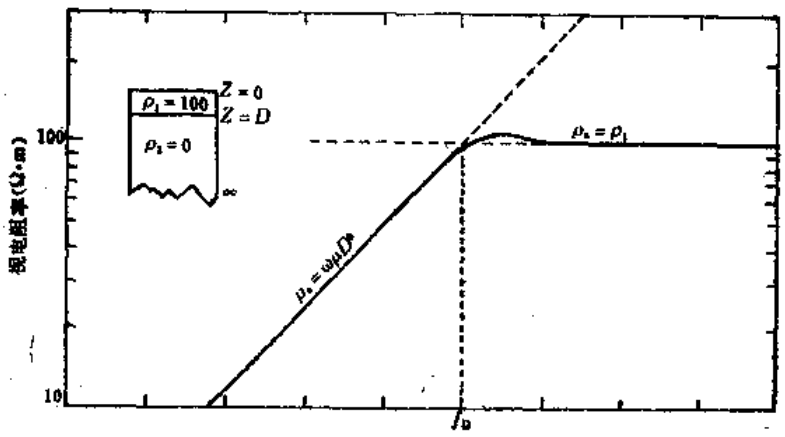


图 1.9　说明导出有效穿透深度的两层大地上方电阻率响应

根据式（1.40），则有：

$$D = \delta/\sqrt{2} \approx 365\sqrt{\rho/f} \qquad \text{(m)} \tag{1.116}$$

这就是能够发现的基底的深度，因此，约定$\delta/\sqrt{2}$为MT 和CSAMT测量研究的有效深度。

在更加一般的 n 层大地情况下，在任意 j 层中的解为：

$$E_x^j = E^{j+} e^{-ik_j z} + E^{j-} e^{ik_j z} \tag{1.117}$$

$$H_y^j = \frac{E^{j+}}{\eta^j} e^{-ik_j z} - \frac{E^{j-}}{\eta^j} e^{ik_j z} \tag{1.118}$$

阻抗则为：

$$Z_j = \eta_j \frac{Z_{j+1} + \eta_j \tanh(ik_j h_j)}{\eta_j + Z_{j+1} \tanh(ik_j h_j)} \tag{1.119}$$

式中，Z_j是在 j 层顶部的阻抗，η_j是 j 层中的本征阻抗。

多层情况中的解可以由底层的阻抗用上递推的方式计算获得。 Hohmann (1983) 提供

了这种方法的一些例子。若干计算机算法适用于计算 n 层时的MT 和CSAMT 的标准曲线。

1.3.2 二维及三维问题

二维和三维结构要求一维情况时有着重大不同的处理方法。二维和三维环境中的MT 解释是十分值得注意的问题。Vozoff (1986) 提供了一本很好的过去20年来有关MT法关键论文集子。Butter worth (1988) 给出了一些3-D可控源模拟的有趣结果。

在二维和三维断面中（在勘探中非常普遍），简单的阻抗定义公式不能适当定义大地的电阻率结构。应当用更一般表达式来代替。

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} & Z_{xz} \\ Z_{yx} & Z_{yy} & Z_{yz} \\ Z_{zx} & Z_{zy} & Z_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \tag{1.120}$$

除很高频率（典型地是兆赫范围或更高）外，电流不可能流入空气中，因此 $E_z = 0$，由此给出两个方程式：

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \tag{1.121}$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y \tag{1.122}$$

其中，Z_{xy}是由比E_x/H_y得到的阻抗等。这一关系式表明对于有限结构还要加上一个互相依赖的E和H项。例如，E_x 部分地由H_y 产生，结果归入到阻抗Z_{xy}项。

天然源的MT和AMT测量中假定信号源有无穷多个极化。在这样情况下，电磁场可以根据张量数据组E_x，E_y，H_x，H_y和H_z来定义。另一方面，在可控源测量中仅由有限位置的定向源极化。在这种场合下，彼此垂直的两源极化能够满足正确定义电磁场的要求，基本的结果是MT张量数据组应当用两个场源，要求十个分量进行测量。这样式 (1.121) 和式 (1.122) 成为：

$$E_{x_1} = Z_{xx}H_{x_1} + Z_{xy}H_{y_1} \tag{1.123}$$

$$E_{y_1} = Z_{yx}H_{x_1} + Z_{yy}H_{y_1} \tag{1.124}$$

$$E_{x_2} = Z_{xx}H_{x_2} + Z_{xy}H_{y_2} \tag{1.125}$$

$$E_{y_2} = Z_{yx}H_{x_2} + Z_{yy}H_{y_2} \tag{1.126}$$

式中下标 1 和 2 指两个场源。由此，可得张量阻抗：

$$Z_{xx} = \frac{E_{x_1}H_{y_2} - E_{x_2}H_{y_1}}{H_{x_1}H_{y_2} - H_{x_2}H_{y_1}} \tag{1.127}$$

$$Z_{yy} = \frac{E_{y_1}H_{x_2} - E_{y_2}H_{x_1}}{H_{x_2}H_{y_1} - H_{x_1}H_{y_2}} \tag{1.128}$$

$$Z_{xy} = \frac{E_{x_2}H_{x_1} - E_{x_1}H_{x_2}}{H_{x_1}H_{y_2} - H_{x_2}H_{y_1}} \tag{1.129}$$

$$Z_{yx} = \frac{E_{y_2}H_{y_1} - E_{y_1}H_{y_2}}{H_{x_2}H_{y_1} - H_{x1}H_{y_2}} \tag{1.130}$$

所希望的视电阻率可以由卡尼亚关系式得到：

$$\rho_{ij} = \frac{1}{5f}|Z_{ij}|^2 \tag{1.131}$$

正规的作法是电阻率由xx、yy、xy和yx的模确定。在均匀各向同性或水平层状大地情况中，$\rho_{xx}=\rho_{yx}=0$和$\rho_{xy}=\rho_{yx}$。在二维情况中$\rho_{xx}=\rho_{yy}=0$但是$\rho_{xy}\neq\rho_{yx}$。在三维情况下，通常全部分量不为零和不相等。

张量工作的基本目的是为了确定构造；这可以像在MT 法中那样，根据旋转阻抗到主要走向方向做到。其方法如下：正交场源沿与已知地质走向大致相同的方位在地面布置。如果地质走向已知，则沿它的走向定向更好。在CSAMT工作中沿场源的方向x和y轴方向是方便的（如图1.10）。在这些方向上测量以及计算四个电阻率ρ_{xy}、ρ_{yx}、ρ_{xx}、ρ_{yy}。为了获得平行和垂直于走向的电阻率，将x y坐标旋转一正角θ，便可获得新的旋转后的阻抗：

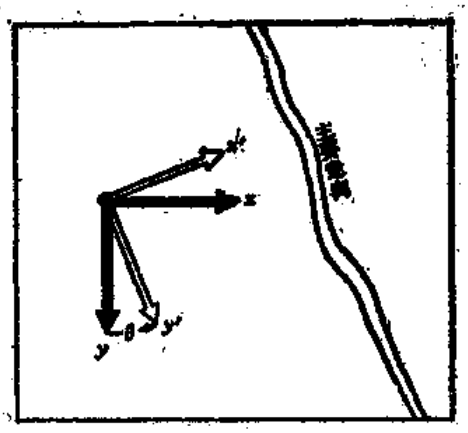


图 1.10 旋转测量 x y 方位主轴便获得沿主要地质走向的 $x'y'$ 方位（如正文所描述那样旋转 θ 角）

$$
\begin{aligned}
Z'_{xx} &= \{(Z_{xx}+Z_{yy})+(Z_{xx}-Z_{yy})\cos2\theta \\
&\quad +(Z_{xy}+Z_{yx})\sin2\theta\} \\
Z'_{xy} &= \{(Z_{xy}-Z_{yx})+(Z_{xy}+Z_{yx})\cos2\theta \\
&\quad -(Z_{xx}-Z_{yy})\sin2\theta\} \\
Z'_{yx} &= \{(-Z_{xy}+Z_{yx})+(Z_{xy}-Z_{yx})\cos2\theta \\
&\quad -(Z_{xx}-Z_{yy})\sin2\theta\} \\
Z'_{yy} &= \{(Z_{xx}+Z_{yy})-(Z_{xx}-Z_{yy})\cos2\theta \\
&\quad -(Z_{xy}+Z_{yx})\sin2\theta\}
\end{aligned}
\tag{1.132}
$$

或者，相应地

$$
\begin{aligned}
Z_{xx} &= \{(Z'_{xx}+Z'_{yy})+(Z'_{xx}-Z'_{yy})\cos2\theta \\
&\quad +(Z'_{xy}+Z'_{yx})\sin2\theta\} \\
Z_{xy} &= \{(Z'_{xy}-Z'_{yx})+(Z'_{xy}+Z'_{yx})\cos2\theta\} \\
&\quad -(Z'_{xx}-Z'_{yy})\sin2\theta\} \\
Z_{yx} &= \{(-Z'_{xy}+Z'_{yx})+(Z'_{xy}-Z'_{yx})\cos2\theta \\
&\quad -(Z'_{xx}-Z'_{yy})\sin2\theta\} \\
Z_{yy} &= \{(Z'_{xx}+Z'_{yy})-(Z'_{xx}-Z'_{yy})\cos2\theta \\
&\quad -(Z'_{xy}+Z'_{yx})\sin2\theta\}
\end{aligned}
\tag{1.133}
$$

旋转的角度通常使下列关系达到极大：

$$Z'^{2}_{xy}+Z'^{2}_{yx} \tag{1.134}$$

和使下列关系式达到极小：

$$Z'^{2}_{xx}+Z'^{2}_{yy} \tag{1.135}$$

可以对这些关系式求微分做到(Swift，1967)，Vozoff (1972) 获得解：

$$\theta = \frac{1}{4}\ \mathrm{arctg}\frac{(Z_{xx}-Z_{yy})(Z_{xy}+Z_{yx})+(Z_{xx}-Z_{yy})(Z_{xy}+Z_{yx})}{|Z_{xx}-Z_{yy}|^2-|Z_{xy}+Z_{yx}|^2} \qquad (1.136)$$

在一维大地中，因为没有走向，故不必要旋转。

在二维大地中，一般能很好地确定旋转角，并相对易于确定走向。按照图1.10的方式旋转，使走向沿y'轴，ρ_{xy}是垂直二维构造的电阻率，称为TM模式传播（$Z_{TM}=Z_{xy}$）。ρ_{yx}为平行走向的电阻率，为TE模式传播($Z_{TE}=Z_{yx}$)。Hohmann（1983）和Wannamaker(1983)提出了与二维模型有关的TM和TE模式数据的例子。

在三维大地中，走向的定义变得非常模糊不清，为了有助于变换需要附加的资料。

定义三维的实用参数是“斜度”（tipper）。Sims和Bostick（1969）将H_z表示成H的水平分量之间的线性关系：

$$H_z = K_{zx}H_x + K_{zy}H_y \qquad (1.137)$$

式中K_{zx}和K_{zy}是未知的。对于一般三维情况斜度定义为：

$$|T| = |K_{zx}|^2 + |K_{zy}|^2 \qquad (1.138)$$

在定义$K_{zx}=a+ib$和$K_{zy}=c+id$的条件下，斜度相位可定义为：

$$\phi_T = \frac{(a^2+c^2)\arctan\left(\frac{c}{a}\right)+(b^2+d^2)\arctan\left(\frac{d}{b}\right)}{|T|^2} \qquad (1.139)$$

T和ϕ_T两者不随旋转而改变。

对于简单的一维情况，$H_z=0$和$T=0$。对于二维情况，在TM模式时，$H_z=0$，$T=0$；在TE模式时，斜度和斜度相位为：

$$T = \left|\frac{H_z}{H_x}\right| \qquad (1.140)$$

$$\phi_T = 0 \qquad (1.141)$$

因此，斜度是磁场偏离水平面的一种指示；它的值一般小于1，并且在低频时增大，因为斜度仅取决于H场测量结果，故它对静态效应不敏感。斜度相位指出不均匀体的方位。Wannamaker（1983）发现用斜度走向是确定地质走向的一个稳定方法。它由（1.139）式计算。

一个有关的量是扭曲：

$$S = \frac{Z_{xx}+Z_{yy}}{Z_{xy}-Z_{yx}} \qquad (1.142)$$

扭曲不随旋转而变化，是三维体的另一个量度。对于一维和二维情况，$S=0$。在三维情况下，S由0（沿物体的对称轴的特殊情况）变到较大值。扭曲在较低频率时增大。

第三个感兴趣的量是椭园率E：

$$E = \frac{Z_{xx}-Z_{yy}}{Z_{xy}+Z_{yx}} \qquad (1.143)$$

椭园率是阻抗椭园长轴与短轴之比。椭园率随旋转而变化。对于一维和二维情况，$E=0$。与扭曲一样，沿三维物体的对称轴$E=0$。在三维情况下在别的方面，假定E为正值。E值随频率增加而增大。

在实际探测三维物体仅张量CSAMT 数据需要不象早先讨论那样严密。一般常识是MT中的张量数据是极为重要的，关于这些解释不仅是理论上的而且是经济上的。MT 测量低频信号价格昂贵。结果，一个标准的勘探预算只可得到很少的MT 测点，并且测点距离通常达一千米或者更大。象如此稀的布点，为了尽可能了解构造的细节，进行全张量测量是绝对重要的。由于在较高频率测量和强的人工信号，CSAMT比MT的费用要少得多。这就允许获高密变布点。为了简单发现小的物体而进行多分量测量时，高密是必需的。如果密变足够，即使是标量数据，三维特点也变得明显了。

为了解释需要大量的TE和TM两种模式测量，在二维环境中尤其如此。正如下面讨论那样，理由是 TE 模式通常给出非均匀体的更清楚的概念。

第二章　几种典型情况下的电磁场分布

本章中我们通过求解麦克斯韦方程组来详细推导CSAMT 法中经常遇到的电磁场表达式。实际上场的测量总是在地表进行，因此我们主要感兴趣的是大地表面上场的分布，在大多数情况下，并不关心大地内部场的性质。可是为了理解和叙述的方便，有必要首先研究整个空间中电磁场的分布。

2.1　均匀导电全空间中电偶极子的电磁场

假设偶极矩为

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}_0 e^{-i\omega t} \tag{2.1}$$

的电偶极源位于图2.1所示的均匀介质中，式中

$$\boldsymbol{P}_0 = \frac{\rho I_0}{4\pi}\mathrm{d}\boldsymbol{L} \tag{2.2}$$

定义为源的矩。ρ 为介质的电阻率；μ 为介质的导磁率；I_0是偶极源中电流的幅值，$I = I_0 e^{-i\omega t}$；$\mathrm{d}\boldsymbol{L}$ 为偶极之间的距离矢量。ω 为圆频率，以每秒弧度表示。

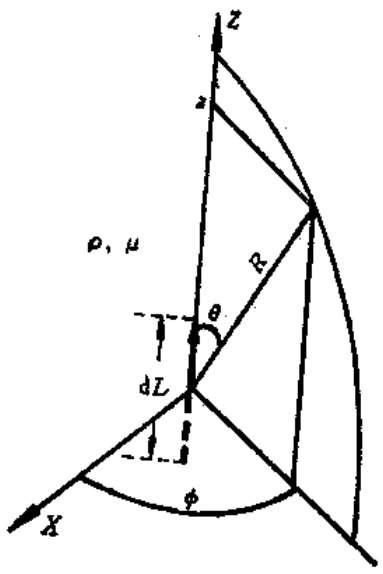


图 2.1　均匀全空间中电偶极源的图示

由于问题的对称性，我们选取具有共同原点的一个球坐标系统 R、ϕ、θ 和一个柱坐标系统 r、ϕ、z，如图 2.1 所示。设偶极子中心位于坐标原点，其偶极矩指向 z 轴正向。

我们先来考察一下频率为零即恒定电流时偶极子电磁场的性质，作为当频率趋近于零时谐变电偶极子场的极限条件。此时(2.1)式中的指数项消失。利用静电类比法，恒定电流偶极子的电场，等价于一个静电偶极子的电场。这个静电偶极子的正负极上，分布有电量为$e = \frac{\rho I}{4\pi}$，大小相等、符号相反的电荷。它的偶极矩$\boldsymbol{P}_0 = \frac{\rho I}{4\pi}\mathrm{d}\boldsymbol{L}$。在均匀导电全空间中，在如图2.1所示的球坐标系统内，这个偶极子的静电场有两个分量 E_R 和E_θ，

$$E_R = \frac{2P_0\cos\theta}{R^3} \tag{2.3}$$

$$E_\theta = \frac{P_0\sin\theta}{R^3} \tag{2.4}$$

$$E_\phi = 0 \tag{2.5}$$

与静电场不同的是，电流偶极子的场将产生电流，这个电流在空间的分布如图2.2所示。根据欧姆定律$E\sigma = J$，与（2.3）～（2.5）式一致，电流密度J仅位于子午面内，只有J_R和J_θ分量，J_ϕ分量恒等于零。根据毕奥·沙伐尔定律，空间中每一微小电流元将产生如下的单元磁场

$$\mathrm{d}\boldsymbol{H}_{(P)} = \frac{[\boldsymbol{J}_{(q)} \times \boldsymbol{L}_{qp}]}{L^3_{qp}}\mathrm{d}L \tag{2.6}$$

式中指标p表示观察点，q表示电流元，L_{qp}表示电流元到观察点的距离。

总磁场是所有电流元单元磁场之和

$$\boldsymbol{H}_{(p)} = \int_V \frac{[\boldsymbol{J}_{(q)} \times \boldsymbol{L}_{qp}]}{L^3_{qp}}\mathrm{d}V \tag{2.7}$$

积分遍及电流分布的整个区域。

因为电流密度的分布以z轴为对称，在整个空间积分时，$\mathrm{d}\boldsymbol{H}_{(p)}$的垂直分量互相抵消，故总磁场$\boldsymbol{H}_{(p)}$只有一个$\phi$分量$H_\phi$。并且由于在此条件下电场和磁场分布的轴对称性

$$\frac{\partial E}{\partial \phi} = \frac{\partial H}{\partial \phi} = 0$$

E和H都不随方位而改变，与ϕ坐标无关，仅仅是r和θ的函数。

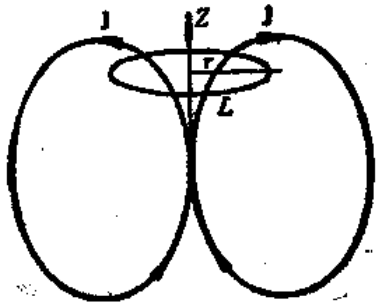


图 2.2 均匀导电全空间中电偶极子电流的分布

为了简便地求出磁场$\boldsymbol{H}$，没有必要直接积分（2.7）。为此我们利用安培定律的积分形式

$$\int_L \boldsymbol{H}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{L} = \int_s \boldsymbol{J}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S} = I' \tag{2.8}$$

式中L是任意的闭合路径，S为L所包围的面积，$\mathrm{d}S$为面积元，I'为穿过面积S的电流通量，如图2.2所示。

考虑位于某个水平面内、以z轴为中心、r为半径的圆形路径，如图2.2。则（2.8）式可以写为

$$2\pi r\cdot H_\phi = \int_s J_z\,\mathrm{d}S = 2\pi\int_0^r J_z\, r\,\mathrm{d}r \tag{2.9}$$

或者

$$H_\phi(r,z) = \frac{1}{r}\int_0^r J_z\, r\,\mathrm{d}r \tag{2.10}$$

这里我们利用了以下事实：磁场和电流密度与ϕ坐标无关，并且面积元$\mathrm{d}S$可以写为

$$\mathrm{d}S = 2\pi r\mathrm{d}r$$

根据欧姆定律，由（2.3）、（2.4）式可以写出

$$J_R = \sigma E_R = \frac{I\,\mathrm{d}L}{2\pi R^3}\cos\theta \tag{2.11}$$

$$j_\theta = \sigma E_\theta = \frac{I\,dL}{4\pi R^3}\sin\theta \tag{2.12}$$

因为 $J_Z = J_R \cdot \cos\theta - J_\theta \cdot \sin\theta$

所以
$$J_Z = \frac{I\,dL}{2\pi R^3}\cos^2\theta - \frac{I\,dL}{4\pi R^3}\sin^2\theta$$

$$= \frac{I\,dL}{4\pi R^3}(2\cos^2\theta - \sin^2\theta)$$

$$= \frac{I\,dL}{4\pi R^3}(3\cos^2\theta - 1) \tag{2.13}$$

又因为

$$\cos\theta = \frac{z}{R}$$

$$\sin\theta = \frac{r}{R}$$

$$R = (r^2 + z^2)^{1/2}$$

式中 r、z 分别为柱坐标系统中的平面极径和垂直坐标；R为球坐标系中的极径。将R、z代入（2.13）式中，我们得到

$$J_Z = \frac{I\,dL}{4\pi}\left[\frac{3z^2}{(r^2+z^2)^{5/2}} - \frac{1}{(r^2+z^2)^{3/2}}\right] \tag{2.14}$$

将（2.14）式代入（2.10）式中，有

$$H_\phi = \frac{I\,dL}{4\pi r}\left[3z^2\int_0^r \frac{r\,dr}{(r^2+z^2)^{5/2}} - \int_0^r \frac{r\,dr}{(r^2+z^2)^{3/2}}\right]$$

$$= \frac{I\,dL}{4\pi r}\left[\left(\frac{1}{z} - \frac{z^2}{(r^2+z^2)^{3/2}}\right) - \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{(r^2+z^2)^{1/2}}\right)\right]$$

$$= \frac{I\,dL}{4\pi}\,\frac{r}{(r^2+z^2)^{3/2}}$$

$$= \frac{I\,dL}{4\pi}\,\frac{\sin\theta}{R^2} \tag{2.15}$$

因此，频率为零时，均匀全空间中电偶极子电磁场各分量可写为

$$E_R = \frac{2P_0}{R^3}\cos\theta \tag{2.16}$$

$$E_\theta = \frac{P_0}{R^3}\sin\theta \tag{2.17}$$

$$H_\phi = \frac{I\,dL}{4\pi}\,\frac{\sin\theta}{R^2} = \sigma P_0\,\frac{\sin\theta}{R^2} \tag{2.18}$$

下面，我们从麦克斯韦方程组（1.1）～（1.4）式入手，研究似稳场的一般情况。求得麦克斯韦方程组的解的一个常用而又简便的方法是，根据 $\mathrm{div}\boldsymbol{H} = 0$ 这一事实，定义一个

电类型的矢势A如下：

$$H = \mathrm{rot}A \tag{2.19}$$

将（2.19）式代入（1.1）式中

$$\mathrm{rot}E = -\mu\frac{\partial H}{\partial t}$$

$$= -\mu\frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{rot}A)$$

$$= -\mu\mathrm{rot}\frac{\partial A}{\partial t}$$

或者

$$\mathrm{rot}\left(E + \mu\frac{\partial A}{\partial t}\right) = 0 \tag{2.20}$$

考虑到梯度的旋度为零，故可设

$$E = -\mu\frac{\partial A}{\partial t} - \mathrm{gra\ d}U \tag{2.21}$$

式中U为某个任意选择的标势。

忽略位移电流，即认为$\frac{\partial D}{\partial t} = 0$，并且用矢势$A$和标势$U$代替（1.2）式中的$E$和$H$，我们有

$$\mathrm{rot\ rot}\ A = -\mu\sigma\frac{\partial A}{\partial t} - \sigma\ \mathrm{gra\ d}U \tag{2.22}$$

由于供给偶极的电流为正弦波形，所以电磁场也是正弦波形

$$E = E_0e^{-i\omega t} \qquad H = H_0e^{-i\omega t} \qquad A = A_0e^{-i\omega t} \qquad U = U_0e^{-i\omega t}$$

并且利用矢量分析中的恒等式

$$\mathrm{rot\ rot}A = \mathrm{grad\ div}A - \nabla^2 A$$

（2.22）式可以写为

$$\mathrm{grad\ div}A - \nabla^2 A = i\sigma\mu\omega A - \sigma\ \mathrm{grad}U \tag{2.23}$$

上面的矢势A和标势U是任意定义的，它们并不能由(2.19)和（2.21）式单独地确定。因此我们可以用如下的方式来自由选择A和U这两个函数，以便把（2.23）式加以简化并从进一步推导中消去标势U。如果选择A和U满足以下的规范（gauge）条件，即通常所谓的“罗伦兹条件”

$$\mathrm{div}A = -\sigma U \tag{2.24}$$

将此条件代入（2.23）式

$$-\sigma\ \mathrm{gra\ d}U - \nabla^2 A = i\sigma\mu\omega A - \sigma\ \mathrm{gra\ d}U$$

则有

$$\nabla^2 A + i\sigma\mu\omega A = 0 \tag{2.25}$$

命

$$k^2 = i\sigma\mu\omega \tag{2.26}$$

（2.25）式变为亥姆霍兹方程（也称为波动方程）

$$\nabla^2 \dot{A} + k^2 \dot{A} = 0 \tag{2.27}$$

k称为波数或传播常数。这与准静态极限中 k的表达式完全一致。

借助于（2.24）式，电磁场E和H完全可以只用矢势A来表示

$$H = \mathrm{rot} A \tag{2.28}$$

$$E = i\mu\omega A + \frac{1}{\sigma}\mathrm{grad}\,\mathrm{div} A \tag{2.29}$$

在柱坐标系统中，H与A的关系为

$$H = \mathrm{rot} A$$

$$= \left(\frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial \phi} - \frac{\partial A_\phi}{\partial z}\right)e_r + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}\right)e_\phi + \frac{1}{r}\left[\frac{\partial (rA_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \phi}\right]e_z$$

式中 e_r、e_ϕ、e_z 分别为柱坐标中沿 r、ϕ、z 方向的单位矢量。考虑到电偶极子的恒定磁场仅有一个分量H_ϕ，故它的谐变磁场也应该只有一个分量H_ϕ，由此知

$$\frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial \phi} - \frac{\partial A_\phi}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(rA_\phi) - \frac{\partial A_r}{\partial \phi} = 0$$

因为上两式对场中任何一点都成立，故必有

$$A_\phi \equiv 0, \qquad A_r \equiv 0$$

也就是说，矢势A只有一个分量A_z，并且由于问题的对称性，A_z与ϕ坐标无关。

因此，我们有理由来寻求只用矢势的一个分量 A_z 的电磁场表达式。此时（2.27）式变为

$$\nabla^2 A_z + k^2 A_z = 0 \tag{2.30}$$

而且在球坐标系统中，A_z 仅为R的函数，于是（2.30）式进一步简化为

$$\frac{1}{R^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}R}\left(R^2\frac{\mathrm{d}A_z}{\mathrm{d}R}\right) + k^2 A_z = 0 \tag{2.31}$$

众所周知，这一方程的解是一个随R的增大而减小的函数，

$$A_Z = C\frac{e^{ikR}}{R} \tag{2.32}$$

对A取散度，注意到$\frac{z}{R} = \cos\theta$，我们有

$$\mathrm{div}\, A = \frac{\partial A_Z}{\partial z} = C\frac{e^{ikR}}{R^2}(ikR - 1)\cos\theta \tag{2.33}$$

标势U等于

$$U = -\frac{1}{\sigma}\mathrm{div}\, A = -C\rho\frac{e^{ikR}}{R^2}(ikR - 1)\cos\theta \tag{2.34}$$

现在，我们来确定常数C。

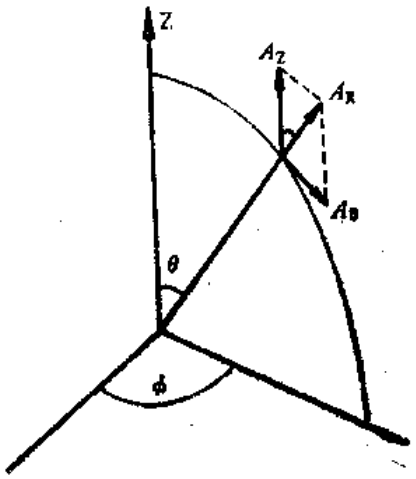


图2.3 球坐标中A_R、A_θ与A_Z的关系

在球坐标系统中，矢势A_z可分解为A_R和A_θ，如图2.3所示。显然

$$A_R = A_z\cos\theta \qquad A_\theta = -A_z\sin\theta$$

与（2.19）相一致，并利用球坐标下旋度的表达式

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{R^2\sin\theta}\begin{vmatrix} \boldsymbol{e}_R & R\boldsymbol{e}_\theta & R\sin\theta\boldsymbol{e}_\phi \\ \dfrac{\partial}{\partial R} & \dfrac{\partial}{\partial\theta} & \dfrac{\partial}{\partial\phi} \\ A_z\cos\theta & -RA_z\sin\theta & 0 \end{vmatrix}$$

求得

$$H_R = H_\theta = 0$$

$$H_\phi = \frac{C}{R^2}(1 - ikR)e^{ikR}\sin\theta \tag{2.35}$$

随着频率降低到零，（2.35）式应当转化为恒定电流场的表达式（2.18），于是我们求得常数C的值为

$$C = \frac{IdL}{4\pi} = \sigma P_0 \tag{2.36}$$

所以

$$H_\phi = \frac{IdL}{4\pi R^2}(1 - ikR)e^{ikR}\cdot\sin\theta \tag{2.37}$$

把矢势$\boldsymbol{A}$的解代入（2.29）式，得到如下的电场表达式

$$E_R = \frac{2P_0}{R^3}e^{ikR}(1 - ikR)\cos\theta \tag{2.38}$$

$$E_\theta = \frac{P_0}{R^3}e^{ikR}(1 - ikR - k^2R^2)\sin\theta \tag{2.39}$$

（2.37）～（2.39）式所描写的电磁场，既满足麦克斯韦方程组，又满足电源附近及无限大距离上的边界条件，所以，它们就是均匀导电全空间中电偶极子电磁场唯一的解。与（2.38）～（2.39）式一致，当频率不为零时电流密度的分量为

$$J_R = \frac{IdL}{2\pi R^3}e^{ikR}(1 - ikR)\cos\theta \tag{2.40}$$

$$J_\theta = \frac{IdL}{4\pi R^3}e^{ikR}(1 - ikR - k^2R^2)\sin\theta \tag{2.41}$$

在实际工作中，都是在半空间的表面布设偶极和观测电磁场。因此，下面我们进一步研究均匀半空间表面水平电偶极子的场。

2.2 均匀导电半空间表面水平电偶极子的电磁场

设有一水平电偶极子位于上半空间，其偶极距为dL，距分界面的高度为 h，如图2.4 所示，选取共同原点位于偶极子中心的一个直角坐标系统和一个柱坐标系统。使偶极矩指向 x 轴正向，z 轴垂直向下。设σ_1、μ_1、ε_1 分别为上半空间介质的电导率、导磁率和介电常数；σ_2、μ_2、ε_2 分别为下半空间介质的电导率、导磁率和介电常数。在勘探地球物理中，下半空间常常代表大地，上半空间常常代表空气。设偶极源中电流为正弦电流 $I = I_0 e^{-i\omega t}$

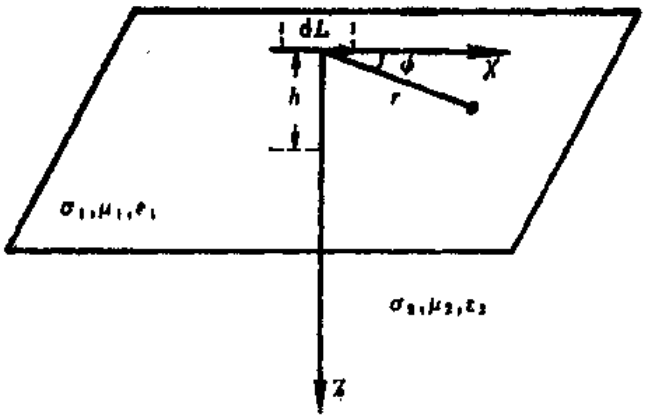


图2.4 均匀半空间上水平电偶极子及坐标系统的规定

故其产生的电磁场亦为谐变场

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{-i(\omega t - \varphi_E)}$$

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_0 e^{-i(\omega t - \varphi_H)}$$

式中E_0、H_0 为电磁场强度的复幅值，φ_E、φ_H 分别为电场和磁场相对于电流的相位差。在场源外的空间，在介质性质均匀的条件下，这个谐变场满足如下的麦克斯韦方程组

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{2.42}$$

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \sigma \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{2.43}$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{E} = 0 \tag{2.44}$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{H} = 0 \tag{2.45}$$

仿照前节解麦克斯韦方程组的方法，我们定义一个电类型的矢势

$$\boldsymbol{H} = \mathrm{rot}\boldsymbol{A} \tag{2.46}$$

引入这个矢势可以使问题得到明显的简化。将（2.46）式代入（2.42）式

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\mu\frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{rot}\boldsymbol{A}) \tag{2.47}$$

式中对坐标的微分和对时间的微分互不相关，可以交换它们的顺序

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = \mathrm{rot}\left(-\mu\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}\right)$$

考虑到任何标函数的梯度的旋度恒为零，故可设

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = \mathrm{rot}\left(-\mu\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \mathrm{grad}U\right) \tag{2.48}$$

式中U为任意选择的某个标势。由（2.48）式有

$$\boldsymbol{E} = -\mu\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \mathrm{grad}U \tag{2.49}$$

将（2.46）和（2.49）式分别代入（2.43）式的两边，有

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A} = -\mu\sigma\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \sigma\,\mathrm{grad}U - \mu\varepsilon\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial t^2} - \varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{grad}U \tag{2.50}$$

利用矢量恒等式

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}A = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\boldsymbol{A} - \nabla^2\boldsymbol{A}$$

来代替（2.50）式的左边，我们得到

$$\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\boldsymbol{A} - \nabla^2\boldsymbol{A} = -\mu\sigma\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \sigma\mathrm{grad}\,U - \mu\varepsilon\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial t^2} - \varepsilon\,\mathrm{grad}\frac{\partial U}{\partial t} \tag{2.51}$$

选择规范条件（即“罗伦兹条件”）使

$$\mathrm{div}\boldsymbol{A} + \sigma U + \varepsilon\frac{\partial U}{\partial t} = 0 \tag{2.52}$$

（2.51）式变为

$$\nabla^2\boldsymbol{A} = \mu\sigma\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + \mu\varepsilon\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \tag{2.53}$$

谐变场的矢势$\boldsymbol{A}$和标势U同样是谐变的，它们对时间的微分存在如下算符规律：

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \qquad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2$$

（2.53）式化为

$$\nabla^2\boldsymbol{A} = -(\varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega)\boldsymbol{A} \tag{2.54}$$

命

$$k^2 = \varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega \tag{2.55}$$

k称为波数。则（2.54）变为亥姆霍兹方程

$$\nabla^2\boldsymbol{A} + k^2\boldsymbol{A} = 0 \tag{2.56}$$

并且电磁场的各分量也可以只用矢势$\boldsymbol{A}$来表示

$$\boldsymbol{H} = \mathrm{rot}\boldsymbol{A}$$

$$\boldsymbol{E} = i\omega\mu\left(\boldsymbol{A} + \frac{1}{k^2}\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\boldsymbol{A}\right) \tag{2.57}$$

在存在大地—空气分界面的条件下，在介质1（空气）中，以位移电流为主，传导电流可以忽略，此时波数k简化为

$$k_1^2 = \varepsilon_1\mu_1\omega^2 \tag{2.58}$$

而在介质2（大地）中，传导电流占支配地位，位移电流可以忽略，相应地波数k简化为

$$k_2^2 = i\sigma_2\mu_2\omega \tag{2.59}$$

在如图（2.4）所规定的坐标系统中，偶极矩沿x轴方向，故场以xoz平面为对称，于是我们有理由设$A_y = 0$，矢势$\boldsymbol{A}$只有两个分量A_x和A_z

$$\boldsymbol{A}=(A_x,\ 0\ ,\ A_z)$$

这样，亥姆霍兹方程（2.56）式可以写为关于A_x和A_z的两个亥姆霍兹方程式

$$\nabla^2 A_x+\ k^2 A_x=\ 0 \tag{2.60}$$

$$\nabla^2 A_z+\ k^2 A_z=\ 0 \tag{2.61}$$

并且对上、下两个半空间可进一步分别写作

$$\nabla^2 A_{1x}+\ k_1^2 A_{1x}=\ 0 \tag{2.62}$$

$$\nabla^2 A_{2x}+\ k_2^2 A_{2x}=\ 0 \tag{2.63}$$

$$\nabla^2 A_{1z}+\ k_1^2 A_{1z}=\ 0 \tag{2.64}$$

$$\nabla^2 A_{2z}+\ k_2^2 A_{2z}=\ 0 \tag{2.65}$$

在上、下两个半空间的分界面上，场的切向分量应该连续，而法向分量不连续

$$\left.\begin{aligned} &E_{1x}=E_{2x} \qquad E_{1y}=E_{2y}\\ &H_{1x}=H_{2x} \qquad H_{1y}=H_{2y}\\ &\varepsilon_1 E_{1z}=\varepsilon_2 E_{2z} \qquad \mu_1 H_{1z}=\mu_2 H_{2z}\end{aligned}\right\}\quad \text{当}Z=\ h \tag{2.66}$$

式中下标1、2分别代表上半空间（介质1）和下半空间（介质2）

要使（2.57）式表达的场分量满足边界条件（2.66），在大地表面上必须使下面的等式成立

$$\mu_1\left(A_{1x}+\frac{1}{k_1^2}\frac{\partial}{\partial x}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_1\right)=\mu_2\left(A_{2x}+\frac{1}{k_2^2}\frac{\partial}{\partial x}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2\right) \tag{2.67}$$

$$\frac{\mu_1}{k_1^2}\frac{\partial}{\partial y}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_1=\frac{\mu_2}{k_2^2}\frac{\partial}{\partial y}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2 \tag{2.68}$$

和

$$\frac{\partial A_{1z}}{\partial y}=\frac{\partial A_{2z}}{\partial y} \tag{2.69}$$

$$\frac{\partial A_{1x}}{\partial z}-\frac{\partial A_{1z}}{\partial x}=\frac{\partial A_{2x}}{\partial z}-\frac{\partial A_{2z}}{\partial x} \tag{2.70}$$

对x、y分别积分这些等式，我们得到四个修正了的边界条件

$$\left.\begin{aligned} &A_{1z}=A_{2z}\\ &\frac{\partial A_{1x}}{\partial z}=\frac{\partial A_{2x}}{\partial z}\\ &\mu_1 A_{1x}=\mu_2 A_{2x}\\ &\frac{\mu_1}{k_1^2}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_1=\frac{\mu_2}{k_2^2}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2\end{aligned}\right\}\quad \text{当}\ z=\ h \tag{2.71}$$

在求解亥姆霍兹方程以前，我们先来讨论一下关于上半空间中A_{1x}的解的结构并把恒定电流偶极子矢势的表达式作为当频率趋于零时的极限条件，以便为下一步求解作好准备。显然，上半空间中矢势的水平分量A_{1x}可以写成两项之和

$$A_{1x}=A_{1x}^{(0)}+A_{1x}^{(s)} \tag{2.72}$$

式中，$A_{1x}^{(0)}$是均匀全空间中电偶极源矢势的分量，$A_{1x}^{(s)}$是表示界面存在时二次场作用引起

的矢势的分量。利用前节已知的结果，并注意到在本节中偶极子的矩沿 x 轴方向，对于A_{1x}我们有

$$A_{1x}^{(0)} = P_0\sigma_1 \frac{e^{ik_1R}}{R}$$

$$= \frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\frac{e^{ik_1R}}{R} \tag{2.73}$$

利用索莫菲·傅里叶积分公式

$$\frac{e^{ik_1R}}{R} = \int_0^\infty \frac{m}{m_1} e^{\pm m_1 z} J_0(mr)\mathrm{d}m \qquad Z \gtrless 0 \tag{2.74}$$

由于偶极子位于地面以上高度为 h 处，在介质 1 中地面上的点 $z = h > 0$，此时索莫菲公式中应取负号

$$\frac{e^{ik_1R}}{R} = \int_0^\infty \frac{m}{m_1} e^{-m_1 h} J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.75}$$

式中　$J_0(mr)$为零阶第一类贝塞尔函数；

$R = \sqrt{r^2+h^2}$ R为观察点到偶极中心的距离，r 为柱坐标中的极径，$r = \sqrt{x^2+y^2}$；

$$m_1 = \sqrt{m^2 - k_1^2} = \sqrt{m^2 - \varepsilon_1\mu\omega^2}\ 。$$

于是 (2.72) 可以写为

$$A_{1x} = \frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\int_0^\infty \frac{m}{m_1} e^{-m_1 h} J_0(mr) + A_{1x}^{(0)} \qquad 当\ z = h \tag{2.76}$$

均匀大地表面上恒定电流水平电偶极源的矢势为 *

$$A_x = \frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\int_0^\infty e^{-mz} J_0(mr)\mathrm{d}m$$

$$A_z = \frac{-I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi\int_0^\infty e^{-mz} J_1(mr)\mathrm{d}m \qquad 当\ z \geqslant 0 \tag{2.77}$$

现在，我们回到亥姆霍兹方程式(2.62)～(2.65)。由于该四式有相同的形式，故可略去表示介质性质和分量方向的脚标作统一的考虑。此时在圆柱坐标系统中亥姆霍兹方程写为

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial A}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A}{\partial\phi^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + k^2 A = 0 \tag{2.78}$$

众所周知，求解这类偏微分方程的常用方法是分离变量法，也就是说，设A可表为三个互不相关的函数的积

$$A = U(r)\cdot V(\phi)\cdot W(z) \tag{2.79}$$

其中$U(r)$只是坐标变量 r的函数，$V(\phi)$只是变量ϕ的函数，$W(z)$只是 z 的函数。将(2.79)代入 (2.78) 式

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\frac{\partial U(r)V(\phi)W(z)}{\partial r}\right] + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}\left[U(r)V(\phi)W(z)\right]$$

---

* 参阅薛琴访“场论”1964

$$+\frac{\partial^2}{\partial z^2}[U(r)V(\phi)W(z)] + k^2U(r)V(\phi)W(z) = 0$$

$$V(\phi)W(z)\frac{d^2U(r)}{\partial r^2} + \frac{V(\phi)W(z)}{r}\frac{dU(r)}{dr} + \frac{U(r)W(z)}{r^2}$$

$$\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2} + U(r)V(\phi)\frac{d^2W(z)}{dz^2} + k^2U(r)V(\phi)W(z) = 0$$

为了使三个独立变量 r、ϕ、z 的函数分离开来，我们以 $U(r)V(\phi)W(z)$ 去除上式，结果得到

$$\frac{1}{U(r)}\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{1}{rU(r)}\frac{dU(r)}{dr} + \frac{1}{r^2V(\phi)}\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2}$$

$$+\frac{1}{W(z)}\frac{d^2W(z)}{dz^2} + k^2 = 0$$

上式中前三项只与 r、ϕ 有关，第四项只与 z 有关，把它移项后可以将前二个坐标变量的函数写成与第三个坐标变量的函数相等

$$\frac{1}{U(r)}\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{1}{rU(r)}\frac{dU(r)}{dr} + \frac{1}{r^2V(\phi)}\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2}$$

$$= -\left[\frac{1}{W(z)}\frac{d^2W(z)}{dz^2} + k^2\right]$$

上式的左边只含有 r、ϕ 的函数及其微分，右边只含有 z 的函数及其微分，除非左右两边同时等于某个常数，否则不可能相等。设这个常数为 $-m^2$，则可以把上式分解为两个独立的常微分方程

$$\frac{1}{U(r)}\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{1}{r\cdot U(r)}\frac{dU(r)}{dr}$$

$$+\frac{1}{r^2V(\phi)}\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2} + m^2 = 0 \qquad (2.80)$$

$$\frac{1}{W(z)}\frac{d^2W(z)}{dz^2} + k^2 - m^2 = 0 \qquad (2.81)$$

式中 m 称为分离常数。使 m 以平方形式出现主要是为了保持合适的单位系统。

将（2.81）式两边同时乘上 $W(z)$，得到

$$\frac{d^2W(z)}{dz^2} - (m^2 - k^2)W(z) = 0 \qquad (2.82)$$

显然，（2.82）的解为

$$W(z) = ae^{\sqrt{m^2-k^2}\cdot z} + be^{-\sqrt{m^2-k^2}\cdot z} \qquad (2.83)$$

按照刚才的办法对（2.39）式进一步分离变量，我们有

$$\frac{1}{U(r)}\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{1}{rU(r)}\frac{dU(r)}{dr} + m^2$$

$$= -\frac{1}{r^2\cdot V(\phi)}\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2} = \frac{n^2}{r^2}$$

$$r^2\frac{d^2U(r)}{dr^2}+r\frac{dU(r)}{dr}+\left[(mr)^2-n^2\right]U(r)=0 \tag{2.84}$$

$$\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2}+n^2V(\phi)=0 \tag{2.85}$$

方程（2.85）式的解为 $$V(\phi)=C\cos(n\phi)+d\sin(n\phi) \tag{2.86}$$

方程（2.84）为 n 阶贝塞尔方程，其解为 n 阶第一类贝塞尔函数 $Jn(mr)$ 和 n 阶第二类贝塞尔函数 $Yn(mr)$ 之和。由于 $Yn(mr)$ 沿 z 轴任何一点（此时 $r\to 0$）为无限大，不能满足矢势处处有限而且连续的条件，故不能作为解的一部分。综合以上三个独立方程的解可以把关于 A 的亥姆霍兹方程的一般解写为

$$A=\left[\left(ae^{\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}+be^{-\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}\right)\cos(n\phi)+\left(ce^{\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}+de^{-\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}\right)\sin(n\phi)\right]Jn(mr)$$

根据矢势的叠加原理，并把 m 看成连续变量，方程（2.78）的通解，应该是对所有可能 m 值的任意组合，可以写为汉克尔变换积分

$$A=\int_0^\infty\sum_{n=0}^{\infty}\left\{\left(ae^{\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}+be^{-\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}\right)\cos(n\phi)+\left(ce^{\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}+de^{-\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}\right)\sin(n\phi)\right\}Jn(mr)dm \tag{2.87}$$

式中 a、b、c、d 都是与 r、ϕ、z 无关的常数，但可能与 m 和 n 有关，由问题的边界条件决定。

由于我们所选坐标的对称关系，场以 xoz 平面为对称。当 ϕ 改变符号时，$\sin(n\phi)$ 也改变符号，不符合对称的条件，故函数 $\sin(n\phi)$ 不应存在于解中。

在介质 1 中，当 $z\to-\infty$ 时，矢势 A_1 应有限故在 A_1 中不应保留 e 的负指数项，相应的波数应为 k_1；同理。在 A_2 中不应保留 e 的正指数项，波数应为 k_2。

当频率趋于零时，矢势 A 应当转化为恒定电流偶极子的表达式（2.77），故在 A_z 表达式 n 应取为 0，而 A_z 的表达式中 n 应取为 1。并且在介质 1 中，解的结构应当具有（2.76）的形式。

因此，在介质 1 和介质 2 中矢势 A_x、A_z 的解应分别写为

$$A_{1x}=\frac{Idle^{ik_1R}}{4\pi R}+\int_0^\infty a_1e^{m_1z}J_0(mr)dm$$

$$=\frac{Idl}{4\pi}\int_0^\infty\frac{m}{m_1}e^{-m_1z}J_0(mr)dm+\int_0^\infty a_1e^{m_1z}J_0(mr)dm \tag{2.88}$$

$$A_{1z}=\cos\phi\int_0^\infty a_2e^{m_1z}J_1(mr)dm \tag{2.89}$$

$$A_{2x}=\int_0^\infty b_1e^{-m_2z}J_0(mr)dm \tag{2.90}$$

$$A_{2z}=\cos\phi\int_0^\infty b_2e^{-m_2z}J_1(mr)dm \tag{2.91}$$

式中 $$m_i=\sqrt{m^2-k_i^2}\qquad i=1,\ 2$$

由于我们尚未对积分常数 a 和 b 作任何限定，此处把解写成 (2.88) ～ (2.91) 的形式，并把常数改为 a_1、b_1、a_2、b_2 是完全合理的。

现在我们利用边界条件 (2.71) 来确定常数 a_1、b_1、a_2、b_2，在分界面上即 $z=h$ 处，由边界条件 1 有

$$\cos\phi\int_0^\infty a_2 e^{m_1 h}J_1(mr)\mathrm{d}m=\cos\phi\int_0^\infty b_2 e^{-m_2 h}J_1(mr)\mathrm{d}m \tag{2.92}$$

由边界条件 2

$$\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\int_0^\infty -me^{-m_1 h}J_0(mr)\mathrm{d}m+\int_0^\infty a_1 m_1 e^{m_1 h}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

$$=\int_0^\infty -m_2 b_1 e^{-m_2 h}J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.93}$$

由边界条件 3

$$\mu_1\left(\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\int_0^\infty\frac{m}{m_1}e^{-m_1 h}J_0(mr)\,\mathrm{d}m+\int_0^\infty a_1 e^{m_1 h}J_0(mr)\mathrm{d}m\right)$$

$$=\mu_2\int_0^\infty b_1 e^{-m_2 h}J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.94}$$

由边界条件 4，并且注意到

$$\frac{\partial J_0(mr)}{\partial x}=\frac{\partial J_0(mr)}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial x}=-J_1(mr)\cdot m\cos\phi$$

$$\cos\phi\frac{\mu_1}{k_1^2}\int_0^\infty\left(-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\frac{m^2}{m_1}e^{-m_1 h}-a_1 me^{m_1 h}+a_2 m_1 e^{-m_1 h}\right)J_1(mr)\,\mathrm{d}m$$

$$=\cos\phi\frac{\mu_2}{k_2^2}\int_0^\infty\left(-b_1 me^{-m_2 h}-b_2 m_2 e^{-m_2 h}\right)J_1(mr)\mathrm{d}m \tag{2.95}$$

比较 (2.92) ～ (2.95) 式两边的被积函数，我们得到

$$a_2 e^{m_1 h}=b_2 e^{-m_2 h} \tag{2.96}$$

$$-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}me^{-m_1 h}+a_1 m_1 e^{m_1 h}=-b_1 m_2 e^{-m_2 h} \tag{2.97}$$

$$\mu_1\left(\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\frac{m_2}{m_1}e^{-m_1 h}+a_1 e^{m_1 h}\right)=\mu_2 b_1 e^{-m_2 h} \tag{2.98}$$

$$\frac{\mu_1}{k_1^2}\left(-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\frac{m}{m_1}e^{-m_1 h}-a_1 me^{m_1 h}+a_2 m_1 e^{m_1 h}\right)$$

$$=\frac{\mu_2}{k_2^2}(-b_1 m-b_2 m_2)e^{-m_2 h} \tag{2.99}$$

我们把偶极子逐渐移到分界面上，即命 $h\to 0$ 作为求解积分常数的极限条件，这时 (2.96) ～ (2.99) 式变为

$$a_2=b_2 \tag{2.100}$$

$$-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}m+a_1 m_1=-b_1 m_2 \tag{2.101}$$

$$\mu_1\left(\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\frac{m}{m_1}+a_1\right)=\mu_2 b_1 \tag{2.102}$$

$$\frac{\mu_1}{k_1^2}\left(-\frac{IdL}{4\pi}\frac{m^2}{m_1}-a_1m+a_2m_1\right)=\frac{\mu_2}{k_2^2}(-b_1m-b_2m_2) \tag{2.103}$$

解此关于a_1、b_1、a_2、b_2 的联立方程，得到

$$a_1=\frac{IdL}{4\pi}\frac{m}{m_1}\frac{\mu_2m_1-\mu_1m_2}{\mu_2m_1+\mu_1m_2} \tag{2.104}$$

$$b_1=\frac{IdL}{4\pi}\frac{2m\mu_1}{\mu_2m_1+\mu_1m_2} \tag{2.105}$$

$$a_2=b_2=\frac{IdL}{4\pi}\frac{2m^2\mu_1\mu_2}{(\mu_2m_1+\mu_1m_2)}\frac{(k_2^2-k_1^2)}{(\mu_1m_1k_2^2+\mu_2m_2k_1^2)} \tag{2.106}$$

对于实际存在的空气和大地介质而言，其导磁率都非常接近于真空中的导磁率，即有

$$\mu_1\approx\mu_2\approx\mu_0$$

在空气中是以位移电流为主

$$k_1^2\approx\varepsilon_1\mu_1\omega^2$$

而在大地中是以传导电流为主

$$k_2^2\approx i\sigma_2\mu_2\omega$$

并且空气的波数比大地的波数小很多，接近于 0

$$|k_2^2|\gg|k_1^2|,\qquad |k_1^2|\to 0$$

所以可把 k_1^2 略去，这时近似地有

$$m_1\approx m,\qquad |m_1k_2^2|\gg|m_2k_1^2|$$

同时可把脚标改写如下

$$k_2\to k,\quad m_2\to m_1,\quad m_1=\sqrt{m^2-k^2},$$

在这种近似的条件下，常数a_1、b_1、a_2 简化为

$$a_1=\frac{IdL}{4\pi}\frac{m-m_1}{m+m_1} \tag{2.107}$$

$$b_1=\frac{IdL}{4\pi}\frac{2m}{m+m_1} \tag{2.108}$$

$$a_2=b_2=\frac{IdL}{4\pi}\frac{2m}{m+m_1} \tag{2.109}$$

将 (2.107) ～ (2.109) 式代入 (2.88) ～ (2.91) 式，得到上、下两半空间中矢势A的解的积分表达式

$$A_{1z}=\frac{IdL}{4\pi}\int_0^\infty\left(e^{mz}+\frac{m-m_1}{m+m_1}e^{mz}\right)J_0(mr)dm$$

$$=\frac{IdL}{4\pi}\int_0^\infty\frac{2m}{m+m_1}e^{mz}J_0(mr)dm \tag{2.110}$$

$$A_{1r}=\frac{IdL}{4\pi}\cos\phi\int_0^\infty\frac{2m}{m+m_1}e^{mz}J_1(mr)dm \tag{2.111}$$

$$A_{2x}=\frac{IdL}{4\pi}\int_0^{\infty}\frac{2m}{m+m_1}e^{-m_1z}J_0(mr)dm \tag{2.112}$$

$$A_{2z}=\frac{IdL}{4\pi}\cos\phi\int_0^{\infty}\frac{2m}{m+m_1}e^{-m_1z}J_1(mr)dm \tag{2.113}$$

在（2.110）式中，把第一项代表均匀全空间矢势分量的函数写成了正指数形式，这是因为现我们把偶极源放到了地表，上半空间 $z<0$，故索莫菲·傅里叶积分公式中指数应取正号。

求得以上矢势的表达式之后，借助于（2.57）式，便可求得电磁场各分量的表达式。在柱坐标系统中，（2.57）式的各分量可具体写为

$$H_r=\frac{1}{r}\left(\frac{\partial A_z}{\partial\phi}-r\frac{\partial A_\phi}{\partial z}\right) \tag{2.114}$$

$$H_\phi=\frac{\partial A_r}{\partial z}-\frac{\partial A_z}{\partial r} \tag{2.115}$$

$$H_z=\frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial r}(rA_\phi)-\frac{\partial Ar}{\partial\phi}\right] \tag{2.116}$$

和

$$E_r=i\omega\mu A_r+\frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial r}\mathrm{div}\,\boldsymbol{A} \tag{2.117}$$

$$E_\phi=i\omega\mu A_\phi+\frac{1}{\sigma r}\frac{\partial}{\partial\phi}\mathrm{div}\boldsymbol{A} \tag{2.118}$$

$$E_z=i\omega\mu A_z+\frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{div}\boldsymbol{A} \tag{2.119}$$

首先，我们根据（2.117）—（2.119）式来求电场各分量的表达式。为此，先求$\mathrm{div}\boldsymbol{A}$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{A}_1=\frac{\partial A_{1x}}{\partial x}+\frac{\partial A_{1z}}{\partial z}=0 \tag{2.120}$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2=\frac{\partial A_{2x}}{\partial x}+\frac{\partial A_{2z}}{\partial z}$$

$$=-\frac{IdL}{2\pi}\cos\phi\int_0^{\infty}mJ_1(mr)dm \qquad \text{当 } z=0 \tag{2.121}$$

上式中的积分可以写成

$$\int_0^{\infty}mJ_1(mr)dm=\int_0^{\infty}-\frac{\partial}{\partial r}\left[J_0(mr)\right]dm$$

$$=-\frac{\partial}{\partial r}\int_0^{\infty}J_0(mr)dm$$

在韦伯、李普希兹积分公式

$$\int_0^{\infty}e^{-mz}J_0(mr)dm=\frac{1}{\sqrt{r^2+z^2}}$$

中，命$z=0$，我们有

$$\int_0^{\infty} J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{1}{r} \tag{2.122}$$

所以

$$\mathrm{div}\, A_2 = -\frac{I\mathrm{d}L}{2\pi r^2}\cos\phi \qquad 当\ z = 0 \tag{2.123}$$

$$\mathrm{div} A_2 = -\frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\int_0^{\infty} me^{-m_1 z} J_1(mr)\mathrm{d}m \qquad 当\ z > 0 \tag{2.124}$$

根据柱坐标与平面直角坐标的换算关系

$$A_r = A_x\cos\phi \qquad A_\phi = -A_x\sin\phi$$

对地表电场强度的水平分量，我们有以下表达式

$$E_r = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\left[i\omega\mu\int_0^{\infty}\frac{mJ_0(mr)}{m_1+m}\mathrm{d}m - \frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r^2}\right)\right] \tag{2.125}$$

$$E_\phi = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\sin\phi\left[-i\omega\mu\int_0^{\infty}\frac{mJ_0(mr)}{m+m_1}\mathrm{d}m + \frac{1}{\sigma}\frac{1}{r^3}\right] \tag{2.126}$$

为了求出（2.125）和（2.126）式中的积分，我们把该积分改写为

$$\int_0^{\infty}\frac{m}{m+m_1}J_0(mr)\ \mathrm{d}m = \int_0^{\infty}\frac{m(m-m_1)}{m^2-m_1^2}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

$$= \frac{1}{k^2}\int_0^{\infty}(m^2 - mm_1)J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.127}$$

利用韦伯、李普希兹公式

$$\int_0^{\infty} e^{-mz}J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{1}{R}$$

式中 $R = \sqrt{r^2+z^2}$，可以把（2.127）式中第一个积分写为

$$\int_0^{\infty} m^2 J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{\partial^2}{\partial z^2}\int_0^{\infty} e^{-mz}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{1}{R}\right) \qquad 当\ z = 0$$

进行二阶微分并置$Z = 0$，我们有

$$\int_0^{\infty} m^2 J_0(mr)\mathrm{d}m = -\frac{1}{r^3} \tag{2.128}$$

对于（2.127）中的第二个积分，我们利用索莫菲·傅利叶积分公式

$$\frac{e^{ikR}}{R} = \int_0^{\infty}\frac{m}{m_1}e^{-m_1|z|}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

把它改写为

$$\int_0^{\infty} mm_1 J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{\partial^2}{\partial z^2}\int_0^{\infty}\frac{m}{m_1}e^{-m_1|z|}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{e^{ikR}}{R}\right) \qquad 当\ z = 0$$

进行二阶微分并置 $z=0$，我们有

$$\int_0^\infty mm_1 J_0(mr)\mathrm{d}m = -\frac{1}{r^3}(1-ikr)e^{ikr} \tag{2.129}$$

由此（2.125）、（2.126）式中的积分结果为

$$\int_0^\infty \frac{m}{m+m_1} J_0(mr)\,\mathrm{d}m = -\frac{1}{k^2r^3}\left[1-e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{2.130}$$

故电场水平分量的表达式为

$$E_r = \frac{I\rho \mathrm{d}L\cos\phi}{2\pi r^3}\left[1+e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{2.131}$$

$$E_\phi = \frac{I\rho \mathrm{d}L\sin\phi}{2\pi r^3}\left[2-e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{2.132}$$

电场垂直分量的表达式，据（2.119）式

$$E_z = i\omega\mu A_z + \frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{div}\boldsymbol{A}$$

在下半空间介质（大地）中，由（2.113）及（2.121）式

$$A_{2z} = = \frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi\int_0^\infty \frac{2m}{m+m_1}J_1(mr)\mathrm{d}m \qquad \text{当 } z=0$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2 = -\frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\int_0^\infty me^{-m_1 z}J_1(mr)\mathrm{d}m$$

故

$$\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2 = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\int_0^\infty mm_1 J_1(mr)\mathrm{d}m \qquad \text{当 } z=0$$

将 $z=0$ 时的 A_{2z} 和 $\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{div}\boldsymbol{A}_2$ 代入 E_z 的表达式中，得到在地表的电场垂直分量

$$E_z = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\left[i\omega\mu\int_0^\infty \frac{m}{m+m_1}J_1(mr)\mathrm{d}m + \frac{1}{\sigma}\int_0^\infty mm_1 J_1(mr)\mathrm{d}m\right]$$

$$= \frac{I\rho\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\left[i\sigma\omega\mu\int_0^\infty \frac{m(m-m_1)}{m^2-m_1^2}J_1(mr)\mathrm{d}m + \int_0^\infty mm_1 J_1(mr)\mathrm{d}m\right]$$

注意到 $m^2-m_1^2=k^2=i\sigma\omega\mu$，则

$$E_z = \frac{I\rho\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\int_0^\infty m^2 J_1(mr)\mathrm{d}m$$

由于

$$\frac{\partial}{\partial r}J_0(mr) = -mJ_1(mr)$$

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \cos\phi$$

所以
$$E_x = \frac{-I\rho dL}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty mJ_0(mr)dm$$

将韦伯、李普希兹公式两边对z微分，我们有

$$\frac{\partial}{\partial z}\int_0^\infty e^{-mz}J_0(mr)dm = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{R}\right)$$

$$\int_0^\infty me^{-mz}J_0(mr)dm = \frac{z}{(r^2+z^2)^{3/2}}$$

命$Z=0$，我们得到

$$\int_0^\infty mJ_0(mr)dm = 0$$

因此在地表电场的垂直分量恒等于零

$$E_z \equiv 0 \qquad \text{当 } z = 0^+ \tag{2.133}$$

$z=0^+$表示从Z的正向趋近于零。这就说明，当观察点从下半空间趋近于地表时，电场垂直分量趋近于零。由于电流不能从导电的下半空间（大地）流入绝缘的上半空间（空气），这一结果显然是合乎实际的。然而，当观察点从上半空间趋近于地表时，垂直分量E_z并不消失，这时

$$E_z = i\omega\mu A_{1z} + \frac{1}{\sigma_1}\frac{\partial}{\partial z}(\mathrm{div}A_1)$$

由（2.112）式，$\mathrm{div}A_1 = 0$，所以

$$E_z = \frac{IdL}{4\pi}\cos\phi i\omega\mu\int_0^\infty \frac{2m}{m+m_1}e^{mz}J_1(mr)dm \tag{2.134}$$

由于上半空间为空气，导磁率应取为μ_0，并且

$$J_0'(mr) = -J_1(mr)$$

然后命$z=0$，得到从上半空间趋近地表时E_z的积分表达式

$$E_z = \frac{IdL}{4\pi}\cos\phi i\omega\mu_0\frac{-\partial}{\partial r}\int_0^\infty \frac{2}{m+m_1}J_0(mr)dm \tag{2.135}$$

我们来考察积分

$$\int_0^\infty \frac{2}{m+m_1}J_0(mr)dm$$

引入一个新函数F_1，定义为

$$\frac{2}{m+m_1} = \frac{1}{m_1} + F_1$$

经过简单的代数运算，得到

$$F_1 = \frac{1}{m_1}\frac{m_1-m}{m_1+m} \tag{2.136}$$

因此

$$\frac{2}{m+m_1} = \frac{1}{m_1}\left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^0 + \frac{1}{m_1}\left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^1 \tag{2.137}$$

利用贝塞尔函数的积分恒等式

$$L_v=\int_0^{\infty}\frac{1}{m_1}\left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^v J_0(mr)\mathrm{d}m=I_v\left(\frac{ikr}{2}\right)K_v\left(\frac{ikr}{2}\right) \qquad (2.138)$$

式中I_v、K_v分别为v阶第一、第二类虚宗量贝塞尔函数的记号，其宗量均为$\frac{ikr}{2}$。据此可将(2.135)式写为

$$E_z=\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi i\omega\mu_0\frac{-\partial}{\partial r}\left[I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)\right.$$

$$\left.+I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \qquad (2.139)$$

利用如下的贝塞尔函数的求导公式

$$I_0'(x)=I_1(x) \qquad K_0'(x)=-K_1(x)$$

$$I_1'(x)=I_0(x)-\frac{1}{x}I_1(x) \qquad K_1'(x)=-K_0(x)-\frac{1}{x}K_1(x)$$

求得

$$\frac{\partial}{\partial r}\left[I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)+I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right]$$

$$=-\frac{2}{r}I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$$

所以

$$E_z=2\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi\frac{i\omega\mu_0}{r}I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$$

$$=\frac{I\mathrm{d}L}{2\pi r}i\omega\mu_0\cos\phi I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \qquad \text{当}z=0^- \qquad (2.140)$$

由(2.140)式可见，当观察点从上半空间趋近于地表时，电场垂直分量仍然存在，它与频率成正比，与介质电导率无关，并且是感应数p的函数。因此可以认为，空气中电场的垂直分量是由磁场随时间的变化感应产生的，具有纯感应的特点。

现在我们来推导磁场各分量的表达式。对于磁场的径向分量，据(2.114)并注意到

$$A_\phi=-A_x\sin\phi$$

我们有

$$H_r=\frac{1}{r}\left(\frac{\partial A_x}{\partial\phi}-r\frac{\partial A_\phi}{\partial z}\right)$$

$$=\frac{1}{r}\left[-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\sin\phi\int_0^{\infty}\frac{2m}{m+m_1}J_1(mr)\mathrm{d}m\right.$$

$$\left.-r\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\sin\phi\int_0^{\infty}\frac{2mm_1}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m\right]$$

$$=-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi r}\sin\phi\left[\int_0^{\infty}\frac{2m}{m+m_1}J_1(mr)\mathrm{d}m\right.$$

$$\left.+r\int_0^{\infty}\frac{2mm_1}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m\right] \qquad (2.141)$$

为此必须求出上式中的两个含有贝塞尔函数的积分。其中的第一个积分，根据前面的推导可立即写出为

$$\int_0^\infty \frac{2m}{m+m_1} J_1(mr)\mathrm{d}m = \frac{2}{r} I_1\left(\frac{ikr}{2}\right) K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$$

对于其中的第二个积分

$$\int_0^\infty \frac{2mm_1}{m_1+m} J_0(mr)\mathrm{d}m$$

仿照第一个积分的计算方法，定义一个新函数F_2，使

$$\frac{2mm_1}{m_1+m} = m + F_2$$

因而

$$F_2 = \frac{m(m_1-m)}{m_1+m}$$

$$= -k^2 \frac{m}{(m_1+m)^2}$$

$$= -\frac{k^2}{4m_1} \frac{4m_1 m}{(m_1+m)^2}$$

$$= -\frac{k^2}{4m_1} \frac{(m_1+m)^2-(m_1-m)^2}{(m_1+m)^2}$$

$$= -\frac{k^2}{4m_1}\left[1 - \left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^2\right] \qquad (2.142)$$

于是该积分写为

$$\int_0^\infty \frac{2mm_1}{m_1+m} J_0(mr)\,\mathrm{d}m = \int_0^\infty mJ_0(mr)\mathrm{d}m + \int_0^\infty F_2 J_0(mr)\mathrm{d}m$$

前已证明

$$\int_0^\infty mJ_0(mr)\mathrm{d}m = 0$$

所以

$$\int_0^\infty \frac{2mm_1}{m_1+m} J_0(mr)\mathrm{d}m = \int_0^\infty -\frac{k^2}{4m_1}\left[1 - \left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^2\right] J_0(mr)\mathrm{d}m$$

$$= -\frac{k^2}{4}\left[I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right) + I_2\left(\frac{ikr}{2}\right)K_2\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \qquad (2.143)$$

这里我们同样利用了贝塞尔函数的积分恒等式（2.138）。将积分结果代入（2.141）式，得到磁场径向分量在地表时的表达式

$$H_r = \frac{I\mathrm{d}L}{4\pi r}\sin\phi\left[-\frac{2}{r} I_1 K_1 + \frac{k^2 r}{4}(I_0 K_0 + I_2 K_2)\right] \qquad (2.144)$$

式中I_0、I_1、I_2和K_0、K_1、K_2分别为以$\frac{ikr}{2}$为宗量的第一、第二类虚宗量贝塞尔函数，其下标表示各自的阶数。为书写简便，其中的自变量$\frac{ikr}{2}$已经略去不写。

利用贝塞尔函数的递推公式

$$I_2(x)=I_0(x)-\frac{2}{x}I_1(x)$$

$$K_2(x)=K_0(x)+\frac{2}{x}K_1(x)$$

把（2.144）中的I_2、K_2用I_0、K_0和I_1、K_1来表示，我们得到磁场径向分量的最终表达式

$$H_r=-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi r^2}[6I_1K_1+ikr(I_1K_0-I_0K_1)]\sin\phi \qquad (2.145)$$

其中虚宗量贝塞尔数的自变量$\frac{ikr}{2}$也已略去不写。

对于地表磁场的方位分量H_ϕ，注意到$A_r=A_z\cos\phi$，将（2.112）～（2.113）式进行微分后代入（2.115）式，我们得到

$$H_\phi=\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi\left[-\int_0^\infty\frac{2mm_1}{m_1+m}J_0(mr)\mathrm{d}m-\int_0^\infty\frac{2m^2}{m_1+m}J_1'(mr)\mathrm{d}m\right] \qquad (2.146)$$

利用贝塞尔函数的微分公式

$$J_1'(mr)=-\frac{1}{mr}J_1(mr)+J_0(mr)$$

（2.146）式变为

$$H_\phi=\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi\left[-\int_0^\infty\frac{2mm_1}{m_1+m}J_0(mr)\mathrm{d}m-\int_0^\infty\frac{2m^2}{m_1+m}\left(-\frac{1}{mr}J_1(mr)+J_0(mr)\right)\mathrm{d}m\right]$$

$$=-\frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\cos\phi\left[2\int_0^\infty mJ_0(mr)\mathrm{d}m-\frac{1}{r}\int_0^\infty\frac{2m}{m_1+m}J_1(mr)\mathrm{d}m\right] \qquad (2.147)$$

如前所证明的

$$\int_0^\infty mJ_0(mr)\mathrm{d}m=0$$

$$\int_0^\infty\frac{2m}{m_1+m}J_1(mr)\mathrm{d}m=\frac{\partial}{\partial r}\left(\int_0^\infty\frac{2}{m_1+m}J_0(mr)\mathrm{d}m\right)$$

$$=-\frac{\partial}{\partial r}\left[I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)+I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right]$$

$$=\frac{2}{r}I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)$$

所以

$$H_\phi = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi r^2}\cos\phi\ I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \tag{2.148}$$

下面我们来推导地表磁场垂直分量H_z。由（2.116）式

$$\begin{aligned} H_z &= \frac{\partial A_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial \phi} + \frac{1}{r}A_\phi \\ &= \frac{I\mathrm{d}L}{4\pi}\sin\phi\left[\int_0^\infty \frac{2m^2}{m+m_1}J_1(mr)\,\mathrm{d}m + \frac{1}{r}\int_0^\infty \frac{2m}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m\right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{r}\int_0^\infty \frac{2m}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m\right] \\ &= -\frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\sin\phi\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty \frac{m}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m \end{aligned}$$

利用（2.130）式的结果

$$\int_0^\infty \frac{m}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m = -\frac{1}{k^2r^3}\left[1 - e^{ikr}(1-ikr)\right]$$

则

$$\begin{aligned} H_z &= \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi k^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{1}{r^3} - \frac{1}{r^3}e^{ikr}(1-ikr)\right]\sin\phi \\ &= -\frac{3I\mathrm{d}L}{2\pi k^2 r^4}\sin\phi\left[1 - e^{ikr}\left(1 - ikr - \frac{1}{3}k^2r^2\right)\right] \end{aligned} \tag{2.149}$$

至此，均匀导电半空间表面水平电偶极子的电磁场各分量的表式达已经全部推导出来，为了读者使用方便，我们把这些式子再集中写在一起：

$$E_r = \frac{2p_0\cos\phi}{r^3}\left[1 + e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{2.150}$$

$$E_\phi = \frac{2p_0\sin\phi}{r^3}\left[2 - e^{ikr}(1-ikr)\right] \tag{2.151}$$

$$E_z = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi r}i\omega\mu_0\cos\phi\, I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \qquad z = 0^- \tag{2.152}$$

其中

$$p_0 = \frac{I\rho}{4\pi}\mathrm{d}L$$

$$\begin{aligned} H_r = \frac{-I\mathrm{d}L}{4\pi r^2}\sin\phi\left\{6\, I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) + ikr\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)\right.\right. \\ \left.\left. - I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right]\right\} \end{aligned} \tag{2.153}$$

$$H_\phi = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi r^2}\cos\phi\, I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \tag{2.154}$$

$$H_z = \frac{-3I\mathrm{d}L}{2\pi k^2 r^4}\sin\phi\left[1 - e^{ikr}\left(1 - ikr - \frac{1}{3}k^2r^2\right)\right] \tag{2.155}$$

（2.150）～（2.155）就是在1.2中列举过的（1.59）～（1.64）式。由式中可见，除了用贝塞尔函数及其积分表示以外，场的某些分量还可以用初等超越函数表示，这样做可以使场分量的计算变得非常方便。

下面我们来推导均匀大地表面上水平电偶极子电磁场在频率趋于零时以及在远区、近区的近似表达式，并且补充一些简要的说明。

当$\omega\to 0$从而$k\to 0$时，有

$$e^{ikr}=1+(ikr)+\frac{(ikr)^2}{2}+\cdots\approx 1$$

$$I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)\approx 1 \qquad I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\approx\frac{ikr}{4}$$

$$K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)\approx -\ln\frac{ikr}{2} \qquad K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\approx\frac{2}{ikr}$$

又利用罗彼塔法则求得

$$\frac{1}{(ikr)^2}\left[1-e^{ikr}\left(1-ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)\right]\approx\frac{1}{6},\ \text{当}k\to 0$$

则(2.149)—(2.155)式简化为

$$E_r\approx\frac{I\rho dL}{\pi r^3}\cos\phi=\frac{4p_0}{r^3}\cos\phi \tag{2.156}$$

$$E_\phi=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\sin\phi=\frac{2p_0}{r^3}\sin\phi \tag{2.157}$$

$$E_z\approx 0 \tag{2.158}$$

$$E_r\approx-\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi \tag{2.159}$$

$$H_\phi\approx\frac{IdL}{4\pi r^2}\cos\phi \tag{2.160}$$

$$H_z\approx\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi \tag{2.161}$$

恰如我们所预期的，这一结果与恒定电流偶极子的场相合。其电场水平分量与均匀全空间中具有两倍电偶极矩$p=2p_0$时的场相当，而垂直分量为零。这是由于电流只能分布在下半空间，不能流到上半空间（空气）中去、而且频率为零，不存在由磁场变化感应产生的电场。可以证明，磁场的水平分量是由大地中分布的电流引起的，而它的垂直分量则是由连接偶极的导线中的电流引起的。如(2.159)～(2.160)所指出的它们都与介质电阻率无关。如果半空间是水平层状的介质，同时测量是在地表进行，上述结论仍然成立。因此在地表观测的恒定磁场，并不包含关于地下介质电性参数的任何信息。

在近区，亦即当感应数p的值很小时（$p\ll 1$），把e^{ikr}展成幂级数

$$e^{ikr}=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(ikr)^n}{n!}$$

$$=1+ikr+\frac{(ikr)^2}{2}+\frac{(ikr)^3}{3!}+\cdots \tag{2.162}$$

并把这个级数代入(2.150)、(2.151)和(2.155)式中得

$$E_r=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\cos\phi\left[1+\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(ikr)^n}{n!}(1-ikr)\right]$$

$$=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\cos\phi\left[2-\sum_{n=2}^{\infty}\frac{n-1}{n!}(ikr)^n\right] \tag{2.163}$$

$$E_\phi=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\sin\phi\left[2-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(ikr)^n}{n!}(1-ikr)\right]$$

$$=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\sin\phi\left[1+\sum_{n=2}^{\infty}\frac{n-1}{n!}(ikr)^n\right] \tag{2.164}$$

$$H_z=\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi\left\{-\frac{6}{k^2r^2}\left[1-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(ikr)^n}{n!}\left(1-ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)\right]\right\}$$

$$=\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi\left[1+2\sum_{n=4}^{\infty}\frac{(n-1)(n-3)}{n!}(ikr)^{n-2}\right] \tag{2.165}$$

因为 $$ikr=i\frac{(1+i)r}{\delta}=p(-1+r)=p\sqrt{2}e^{i\frac{3}{4}\pi}$$

所以 $$E_r=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\cos\phi\left[2-\sum_{n=2}^{\infty}\frac{n-1}{n!}p^n2^{\frac{n}{2}}e^{i\frac{3}{4}\pi\cdot n}\right] \tag{2.166}$$

$$E_\phi=\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\sin\phi\left[1+\sum_{n=2}^{\infty}\frac{n-1}{n!}p^n2^{\frac{n}{2}}e^{i}\right] \tag{2.167}$$

$$H_z=\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi\left[1+2\sum_{n=4}^{\infty}\frac{(n-1)(n-3)}{n!}p^{n-2}2^{\frac{n-2}{2}}\cdot e^{i\frac{3\pi}{4}(n-2)}\right] \tag{2.168}$$

由于$p\ll1$，我们略去p的二次以上的项，则(2.166)～(2.168)式简化为

$$E_r\approx\frac{I\rho dL}{\pi r^3}\cos\phi \tag{2.179}$$

$$E_\phi\approx\frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\sin\phi \tag{2.170}$$

$$H_z\approx\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi \tag{2.171}$$

此即在1.2中引用过的(1.68)、(1.69)和(1.73)式。

对于磁场水平分量H_r、H_ϕ和电场垂直分量E_z，利用虚宗量贝塞尔函数的级数形式

$$I_n(z)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{n+2k}}{k!\ (n+k)!} \tag{2.172}$$

和 $$K_n(z)=(-1)^{n+1}I_n(z)\ln\alpha Z+\sum_{k=0}^{n-1}\frac{(-1)^k\left(\frac{z}{2}\right)^{-n+2k}\cdot(n-k+1)}{2k!}$$

$$+(-1)^n\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{n+2k}}{2k!\ (n+k)!}\left(\sum_{m=1}^{k}\frac{1}{m}+\sum_{m=1}^{n+k}\frac{1}{m}\right) \tag{2.173}$$

其中$a=0.8905362\cdots$

由此可以写出

$$I_0(z)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{2k}}{k!\ k!}=1+\frac{z^2}{4}+\frac{z^4}{64}+\cdots$$

$$I_1(z)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{1+2k}}{k!\ (1+k)!}=\frac{z}{2}+\frac{z^3}{16}+\frac{z^5}{12\cdot 32}+\cdots$$

$$I_2(z)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{2+2k}}{k!\ (2+k)!}=\frac{z^2}{8}+\frac{z^4}{3\cdot 32}+\cdots$$

$$K_0(z)=-I_0(z)\ln az+\frac{z^2}{4}+\frac{3z^4}{16\cdot 8}+\frac{11z^6}{6\cdot 2^6\cdot 36}+\cdots$$

$$=-\left(1+\frac{z}{4}+\frac{z^4}{64}+\frac{z^6}{64\cdot 36}\right)\ln az+\frac{z^2}{4}+\frac{3z^4}{1\cdot 68}+\frac{11z^6}{6\cdot 64\cdot 36}+\cdots$$

由于 $K_1(z)=-K_0'(z)$

故有 $K_1(z)=I_1(z)\ln az+\frac{1}{z}I_0(z)-\frac{z}{2}-\frac{3z^3}{32}-\frac{11z^5}{64\cdot 36}-\cdots$

又由于 $K_2(z)=K_0(z)+\left(\frac{2}{z}\right)K_1(z)$

所以 $K_2(z)=-I_0(z)\ln az+\frac{z^2}{4}+\frac{3z^4}{16\cdot 8}+\frac{11z^6}{6\cdot 64\cdot 36}+\frac{2}{z}I_1(z)\ln az$

$$+\frac{2}{z^2}I_0(z)-1-\frac{3}{16}z^2-\frac{1z1^4}{32\cdot 36}-\cdots$$

$$=\left(1+\frac{z^2}{8}+\frac{z^4}{6\cdot 32}-1-\frac{z^2}{4}-\frac{z^4}{64}\right)\ln az+\frac{2}{z^2}+\frac{1}{2}+\frac{z^2}{32}$$

$$+\frac{z^4}{64\cdot 18}-1-\frac{3}{16}z^2-\frac{11z^4}{32\cdot 36}+\frac{z^2}{4}+\frac{3z^4}{16\cdot 8}+\frac{11z^6}{6\cdot 64\cdot 36}+\cdots$$

当略去z的高次项时，我们有

$$I_0(z)=1+\frac{z^2}{4}+\cdots$$

$$I_1(z)=\frac{z}{2}+\frac{z^3}{16}+\cdots$$

$$I_2(z)=\frac{z^2}{8}+\frac{z^4}{96}+\cdots$$

$$K_0(z)=-\left(1+\frac{z}{4}\right)\ln az+\frac{z^2}{4}+\cdots$$

$$K_1(z)=\frac{1}{z}-\frac{z}{4}+\left(\frac{z}{2}+\frac{z^3}{16}\right)\ln\alpha z+\cdots$$

$$K_2(z)=\frac{2}{Z^2}-\frac{1}{2}-\left(\frac{z^2}{8}+\frac{z^4}{96}\right)\ln\alpha z+\cdots$$

故

$$I_1K_1=\frac{1}{2}-\frac{z^2}{16}+\frac{z^2}{4}\ln\alpha z+\cdots$$

$$I_2K_2=\frac{1}{4}-\frac{z^4}{64}\ln\alpha z+\cdots$$

$$I_0K_1=\frac{1}{z}-\frac{z^3}{16}+\left(\frac{z}{2}+\frac{3}{16}z^3\right)\ln\alpha z+\cdots$$

$$I_1K_0=-\left(\frac{z}{2}+\frac{z^3}{8}\right)\ln\alpha z+\frac{z^3}{8}-\cdots$$

其左边自变量z已略去不写。将上述结果代入(2.152)～(2.154)式，注意到$z=\frac{ikr}{2}$并将ikr换为$p\sqrt{2}\,e^{i\frac{3\pi}{4}}$，我们得到

$$E_z=\frac{IdL}{2\pi r}i\omega\mu_0\cos\phi\left[\frac{1}{2}-\frac{1}{16}\left(\frac{ikr}{2}\right)^2+\frac{1}{4}\left(\frac{ikr}{2}\right)^2\ln\alpha p\frac{ikr}{2}+\cdots\right]$$

$$=\frac{IdL}{2\pi r}i\omega\mu_0\cos\phi\left[\frac{1}{2}-\frac{1}{32}p^2e^{i\pi}+\frac{1}{8}p^2e^{i\pi}\ln\alpha p\frac{\sqrt{2}}{2}e^{i\frac{3\pi}{4}}+\cdots\right]\qquad(2.174)$$

$$H_r=\frac{-IdL}{4\pi r^2}\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{ikr}{2}\right)^2\ln\frac{ikr}{2}\alpha-\frac{3}{32}(ikr)^2+\cdots\right]\sin\phi$$

$$=\frac{-IdL}{4\pi r^2}\sin\phi\left[1-\frac{1}{4}p^2e^{i\pi}\ln\frac{\sqrt{2}}{2}pae^{i\frac{3\pi}{4}}-\frac{3}{16}p^2e^{i\pi}+\cdots\right]\qquad(2.175)$$

$$H_\phi=\frac{IdL}{4\pi r^2}\cos\phi\left[1-\frac{(ikr)^2}{32}+\frac{(ikr)^2}{8}\ln\frac{ikr}{2}\alpha+\cdots\right]$$

$$=\frac{IdL}{4\pi r^2}\cos\phi\left[1-\frac{1}{16}p^2e^{i\pi}+\frac{1}{4}p^2e^{i\pi}\ln\frac{\sqrt{2}}{2}pae^{i\frac{3\pi}{4}}+\cdots\right]\qquad(2.176)$$

一级近似地，略去p的二次以上的项，则(2.174)—(2.176)式进一步简化为：

$$E_z=\frac{IdL}{4\pi r}i\omega\mu_0\cos\phi\qquad(2.177)$$

$$H_r=-\frac{IdL}{4\pi r^2}\sin\phi\qquad(2.178)$$

$$H_\phi=\frac{IdL}{4\pi r^2}\cos\phi\qquad(2.179)$$

此即1.2中引用过的(1.70)—(1.72)式。

在远区，即当感应数p很大时($p\gg1$)，因为

$$e^{ikr} = e^{p(-1+i)} = e^{-p} \cdot e^{ip}$$

$$= e^{-p}(\cos p + i \sin p)$$

故　$p \gg 1$时　$e^{-p} \to 0$

即　$e^{ikr} \approx 0$

于是

$$E_r \approx \frac{I\rho dL}{2\pi r^3}\cos\phi \tag{2.180}$$

$$E_\phi \approx \frac{I\rho dL}{\pi r^3}\sin\phi \tag{2.181}$$

$$H_z \approx -\frac{3IdL\sin\phi}{2\pi r^4\sigma\omega\mu}e^{-i\frac{\pi}{2}} \tag{2.182}$$

此即1.2中的(1.76)、(1.77)和(1.81)式。

对于H_r、H_ϕ和E_z，利用当宗量甚大时虚宗量贝塞尔函数的渐近表达式

$$I_0(z) = \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}P_0(z) \tag{2.183}$$

$$K_0(z) = \sqrt{\frac{\pi}{z2}}e^{-z}q_0(z) \tag{2.184}$$

其中

$$P_0(z) = 1 + \frac{1}{8z} + \frac{3}{2!\ (8z)^2} + \cdots \tag{2.185}$$

$$q_0(z) = 1 - \frac{1}{8z} + \frac{3}{2!\ (8z)^2} - \cdots \tag{2.186}$$

$$I_1(z) = \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}P_1(z) \tag{2.187}$$

$$K_1(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}}e^{-z}q_1(z) \tag{2.188}$$

而

$$P_1(z) = 1 - \frac{3}{8z} + \frac{15}{2!\ (8z)^2} - \cdots \tag{2.189}$$

$$q_1(z) = 1 + \frac{3}{1!\ 8z} + \frac{15}{2!\ (8z)^2} + \cdots \tag{2.190}$$

将以上渐近式代入(2.152)～(2.154)得到

$$E_Z \approx \frac{IdL}{2\pi r^2}\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{\sigma}}\cos\phi e^{i\frac{\pi}{4}} \tag{2.191}$$

$$H_r \approx -\frac{IdL}{\pi ikr^3}\sin\phi = +\frac{IdL\sin\phi}{\pi r^3\sqrt{\sigma\mu\omega}}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{2.192}$$

$$H_\phi \approx \frac{IdL}{2\pi ikr^3}\cos\phi = -\frac{IdL\cos\phi}{2\pi r^3\sqrt{\sigma\omega\mu}}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{2.193}$$

此即(1.70)—(1.72)式。

当$p \approx 1$，或者说$r \approx \delta$时，亦即对于近区和远区之间的过渡带，电磁场各分量都没有合适

的渐近表达式，场的特点由(2.150)—(2.155)式严格地描述。为了计算过渡带的场，需要借助于开耳芬(Kelvin)函数。在准静态条件下，k为复量

$$k=\sqrt{i\omega\mu\sigma}$$

$$\frac{ikr}{2}=\frac{P}{\sqrt{2}}\sqrt{-i}$$

命 $$q=\frac{P}{\sqrt{2}}$$

则 $$\frac{ikr}{2}=q\sqrt{-i}\qquad e^{ikr}=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2q\sqrt{-i})^n}{n!}$$

$$I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)=I_0(q\sqrt{-i})\qquad I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)=I_1(q\sqrt{-i})$$

$$K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)=K_0(q\sqrt{-i})\qquad K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)=K_1(q\sqrt{-i})$$

利用贝塞尔函数与开耳芬函数的关系

$$ber_nx+ibei_nx=e^{i\frac{n}{2}\pi}\cdot J_n(x\sqrt{i})$$

$$ker_nx+ikei_nx=e^{-i\frac{n}{2}\pi}\cdot k_n(x\sqrt{i})$$

命$n=0$，有

$$ber_0x+ibei_0x=I_0(x\sqrt{i})$$

$$ker_0x+ikei_0x=K_0(x\sqrt{i})$$

命$x\sqrt{i}=q\sqrt{-i}$，则$x=qi$，代入上二式得

$$ber_0q-ibeiq=I_0(q\sqrt{-i}) \tag{2.194}$$

$$ker_0q-ikeiq=K_0(q\sqrt{-i}) \tag{2.195}$$

利用贝塞尔函数的求导公式

$$I_0'(x)=I_1(x),\qquad K_0'(x)=-K_1(x)$$

得 $$\sqrt{-i}\,I_1(q\sqrt{-i})=ber_0'q-ibei_0'q$$

所以 $$I_1(q\sqrt{-i})=\frac{1}{\sqrt{-i}}(ber_0'q-ibei_0'q)$$

$$=\frac{1+i}{\sqrt{2}}(ber_0'q-ibei_0q)$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}[(ber_0'q+bei_0'q)+i(ber_0'q-bei_0'q)] \tag{2.196}$$

$$-\sqrt{-i}\,K_1(q\sqrt{-i})=ker_0'q-ikei_0'q$$

所以

$$K_1(q\sqrt{-i} = -\frac{1}{\sqrt{-i}}(ker_0'q - ikei_0'q)$$

$$= -\frac{1+i}{\sqrt{2}}(ker_0'q - ikei_0'q)$$

$$= -\frac{1}{\sqrt{2}}[(ker_0'q + kei_0'q) + i(ker_0'q - kei_0'q)] \qquad (2.197)$$

式中用撇号表示开耳芬函数对自变量的微商。函数ber_0q、bei_0q、ker_0q、kei_0q及其微商可以根据有关函数表查得，这样就可以进一步算出在过渡带的电磁场各个分量。

2.3 磁偶极子的电磁场

2.3.1 均匀导电全空间中磁偶极子的电磁场

设有一个磁矩为M的磁偶极子

$$M = M_0 e^{-i\omega t} \qquad (2.198)$$

位于均匀导电介质中。式中$M_0 = I_0 \cdot S \cdot N$为磁矩的大小，$I = I_0 e^{-i\omega t}$是供给偶极的电流，$\omega$是电流的圆频率，其单位为弧度/秒。这里，所谓磁偶极子，就是一个通以电流的不接地闭合线圈，S是线圈一周所围的面积，N是线圈的匝数。并设介质的电导率为σ，导磁率为μ，介电常数为ε。

根据电磁场理论，磁偶极子的电磁场完全由麦克斯韦方程组确定

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \sigma\boldsymbol{E} + \varepsilon\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \qquad (2.199)$$

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\mu\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \qquad (2.200)$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{H} = 0 \qquad (2.201)$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{E} = 0 \qquad (2.202)$$

仿照前节解麦克斯韦方程组的方法，我们定义一个磁矢势，使得

$$\boldsymbol{E} = \mathrm{rot}\boldsymbol{A}^* \qquad (2.203)$$

将(2.203)式代入(2.199)式中

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{H} = \sigma\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^* + \varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{rot}\boldsymbol{A}$$

$$= \mathrm{rot}\left(\sigma\boldsymbol{A}^* + \varepsilon\frac{\varepsilon\boldsymbol{A}}{\partial t}\right)$$

考虑到任何标函数的梯度的旋度为零，我们可以任意定义一个标势U^*，使

$$\boldsymbol{H} = \sigma\boldsymbol{A}^* + \varepsilon\frac{\partial \boldsymbol{A}^*}{\partial t} - \mathrm{grad}U^*$$

把(2.200)式中的$\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$用$\boldsymbol{A}^*$、U^*来表示，得到

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^* = -\sigma\mu\frac{\partial \boldsymbol{A}^*}{\partial t} - \varepsilon\mu\frac{\partial^2 \boldsymbol{A}}{\partial t^2} + \mu\,\mathrm{grad}\frac{\partial U}{\partial t} \qquad (2.204)$$

因为谐变场具有以下算符规律

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \qquad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2$$

同时利用矢量恒等式

$$\text{rot rot}A^* = \text{grad div}A^* - \nabla^2 A^*$$

可把(2.204)式写为

$$\text{grad div}A^* - \nabla^2 A^* = (i\sigma\mu\omega + \varepsilon\mu\omega^2)A^* - i\omega\mu\text{grad}U^* \tag{2.205}$$

仿照前节的推导，这样来选择罗伦兹条件，认为标势U^*和矢量A^*有如下关系

$$\text{div}A^* = -i\omega\mu U^* \tag{2.206}$$

则(2.205)式化为亥姆霍兹方程

$$\nabla^2 A^* + k^2 A^* = 0 \tag{2.207}$$

式中$k^2 = \varepsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega$是如前所定义的波数的平方。

利用(2.206)式中的罗伦兹条件（规范条件），可以只用矢势A^*来表示电磁场

$$E = \text{rot}A^* \tag{2.208}$$

$$i\omega\mu H = k^2 A^* + \text{grad div}A^* \tag{2.209}$$

因此，只要由(2.207)式求出了矢势A^*，就可以通过(2.208)--(2.209)式求得电磁场的各个分量。也就是说，求解麦克斯韦方程组的问题，可以借助于求解关于矢势A^*的亥姆霍兹方程来实现。

为此，我们选取有共同原点的一个球坐标系统和一个柱坐标系统，如图2.5所示。使坐标原点位于偶极源的中心，Z轴沿偶极的磁矩M的方向，周围介质的电导率为σ，导磁率为μ，介电常数为ε。

由于周围介质中没有其它场源，介质中的电场完全是由线圈中电流的磁场随时间的变化感应引起，并且服从(2.200)式所表述的法拉第定律$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$。也就是说，电场$E$使它自己产生的磁场的方向，与磁偶极源中电流产生的磁场方向相反。按照毕奥·沙伐尔定律，磁偶极源中电流产生的磁场均位于球坐标系统的子午面内，只有r、θ分量，没有沿ϕ方向的水平分量。所以感生电场产生的磁场也位于子午面内。而电场E则位于水平面内，只有ϕ分量。

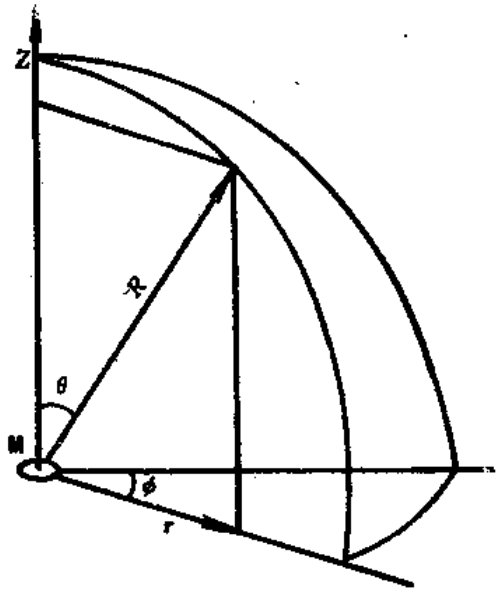


图2.5 均匀导电全空间中磁偶极子及坐标系统的规定

由于$E = \text{rot}E^*$，而E只有ϕ分量，故我们有理由设A_r^*、A_θ^*均为零。这样，在柱坐标系统中，场就完全由矢势的唯一分量A_z^*来描写。它是距离R的函数。此时，亥姆霍兹方程(2.207)式在球坐标下取如下形式

$$\frac{1}{R^2}\frac{d}{dR}\left(R^2\frac{dA_z^*}{dR}\right) + k^2 A_z^* = 0 \tag{2.210}$$

这个常微分方程的解是

$$A_Z^* = C\frac{e^{ikR}}{R} \tag{2.211}$$

式中C为某个待定的常数。由(2.211)式，矢势A^*的散度divA^*为

$$\mathrm{div}A^* = \frac{\partial A_Z^*}{\partial Z} = C\frac{e^{ikR}}{R^2}(ikR-1)\cos\theta \tag{2.212}$$

将(2.212)式代入(2.206)式中，得到标势U^*的表达式

$$U^* = C\frac{e^{ikR}}{i\omega\mu R^2}(1-ikR)\cos\theta \tag{2.213}$$

不少人已经证明过，恒定电流磁偶极子引起的静磁场的势为

$$U_0 = \frac{M}{4\pi R^2}\cos\theta \tag{2.214}$$

显然，当频率ω趋于零时，谐变电流磁偶极子的标势(2.213) 式应该转化为恒定电流磁偶极子的标势(2.214) 式，因此我们求得常数C为

$$C = \frac{i\omega\mu M}{4\pi} \tag{2.215}$$

所以

$$A_Z^* = \frac{i\omega\mu M}{4\pi}\frac{e^{ikR}}{R} \tag{2.216}$$

$$\mathrm{div}A^* = \frac{i\omega\mu M}{4\pi}\frac{e^{ikR}}{R^2}(ikR-1)\cos\theta \tag{2.217}$$

借助于 (2.2.16) 和 (2.2.17) 式，我们可以求得电磁场各分量的表达式。如前所述，电场强度E位于与偶极轴垂直的水平面内，并且只有ϕ分量，在球坐标系统中它可以写为

$$E_\phi = \mathrm{rot}_\phi A^* = \frac{1}{R}\left[\frac{\partial}{\partial R}\left(R\,A_\theta^*\right) - \frac{\partial A^* R}{\partial\theta}\right] \tag{2.218}$$

利用前节已经引用过的柱坐标系统的矢势分量A_Z^*与球坐标系统中矢势分量A_R^*、A_θ^*的如下关系

$$A_R^* = A_Z^*\cos\theta \qquad A_\theta^* = -A_Z^*\sin\theta$$

经过一些简单的运算，我们得到

$$E_\phi = \frac{i\omega\mu M}{4\pi R^2}e^{ikR}(1-ikR)\sin\theta \tag{2.219}$$

磁场H只有两个分量H_R、H_θ，由 (2.209) 式可以把它们分别写为

$$H_R = (\sigma - i\omega\varepsilon)A_R^* - \mathrm{grad}_R U^* \tag{2.220}$$

$$H_\theta = (\sigma - i\omega\varepsilon)A_\theta^* - \mathrm{grad}_\theta U^* \tag{2.221}$$

对 (2.213) 式求梯度

$$\mathrm{grad}_R U^* = -\frac{2M}{4\pi R^3}e^{ikR}\left(1 - ikR - \frac{1}{2}k^2R^2\right)\cos\theta$$

将A_R^*、A_θ^*、$\mathrm{grad}_R U^*$及$\mathrm{grad}_\theta U^*$代入 (2.220) (2.221) 式，我们得到

$$H_R = \frac{2M}{4\pi R^3}e^{ikR}(1-ikR)\cos\theta \tag{2.222}$$

$$H_\theta = \frac{M}{4\pi R^3} e^{ikR}(1 - ikR - k^2R^2)\sin\theta \tag{2.223}$$

假定介质是不导电的，并且假定位移电流可以忽略，则（2.219）、(2.222)及(2.223)式变为

$$E_\phi^{(0)} = \frac{i\omega\mu M}{4\pi R^2}\sin\theta \tag{2.224}$$

$$H_R^{(0)} = \frac{M}{4\pi R^3}\cos\theta \tag{2.225}$$

$$H_\theta^{(0)} = \frac{M}{4\pi R^3}\sin\theta \tag{2.226}$$

很明显，在此假定条件下，这部分电磁场仅仅是由偶极源（线圈）中流动的电流产生的，在介质中没有其它电流流动。我们把场的这一部分称为一次场。当用（2.224)—(2.226）式的一次场来对（2.219）、(2.222）、(2.223）式进行归一化时，可以写出场各分量相对于一次场的强度为

$$e_\phi = \frac{E_\phi}{E_\phi^{(0)}} = e^{ikR}(1 - kiR) \tag{2.227}$$

$$h_R = \frac{H_R}{H_R^{(0)}} = e^{ikR}(1 - ikR) \tag{2.228}$$

$$h_\theta = \frac{H_\theta}{H_\theta^{(0)}} = e^{ikR}(1 - ikR - k^2R^2) \tag{2.229}$$

e_ϕ、h_R、h_θ称为场相应分量的幅值系数，利用它们来讨论场的特点十分方便。

比较（2.37)—(2.39）式和（2.219)、(2.222)、(2.223）式，可以看出，在均匀导电全空间中，电偶极子的电场与磁偶极子的磁场具有相似的特点，而电偶极子的磁场，则类似于磁偶极子的电场。

不难验证，(2.219)、(2.222)、(2.223）三式既满足麦克斯韦方程组，又符合无限远处和场源附近的边界条件，确实是均匀全空间中麦克斯韦方程组的解。

在实际工作中，磁偶极源是位于均匀导电半空间的表面，因此下面研究这种情况的电磁场。

2.3.2 均匀导电半空间表面上垂直磁偶极源的电磁场

现在我们来研究如图 2.6 所示的磁偶极源。前已申明，所谓磁偶极子，实际上是一个通以电流的不接地闭合线圈。设磁偶极子位于均匀导电半空间表面以上高度为 h 处，其磁矩 M 垂直向下，大小为$M = I \cdot S \cdot N$。其中I 为供给线圈的电流，N 为线圈的匝数，S为线圈一周所围的面积。设下半空间介质的电导率为σ，导磁率为μ，并设μ取自由空间之值 $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H/m$。选取线圈中心在半空间表面的投影点为坐标原点，$Z$ 轴垂直向下的柱坐标系统，如图2.6所示。

前段已经证明，由一次磁场随时间变化产生的一次电场只有ϕ分量，因而在介质中产生的感应电流也只有切向分量j_ϕ。显然，电流之间的磁耦合（趋肤效应）并不改变这些电流

的方向。因此，感应电流也位于水平面内且以坐标Z轴为对称。很明显，除一次场外，二次磁场有两个分量H_r和H_z，而电场只有一个分量E_ϕ。

同样假设偶极电流为谐变电流，则电磁场亦为谐变场

$$I = I_0 e^{-i\omega t} \qquad E = E_0 e^{-i\omega t}$$

$$H = H_0 e^{-i\omega t} \qquad (2.230)$$

在位移电流可忽略的条件下，麦克斯韦方程组为

$$\mathrm{rot}E = i\omega\mu H \qquad (2.231)$$

$$\mathrm{rot}H = \sigma E \qquad (2.232)$$

$$\mathrm{div}E = 0 \qquad (2.233)$$

$$\mathrm{div}H = 0 \qquad (2.234)$$

仿照前面的做法，根据E的散度为零的实事，定义一个磁矢势A^*，使

$$E = i\omega\mu\mathrm{rot}A^* \qquad (2.235)$$

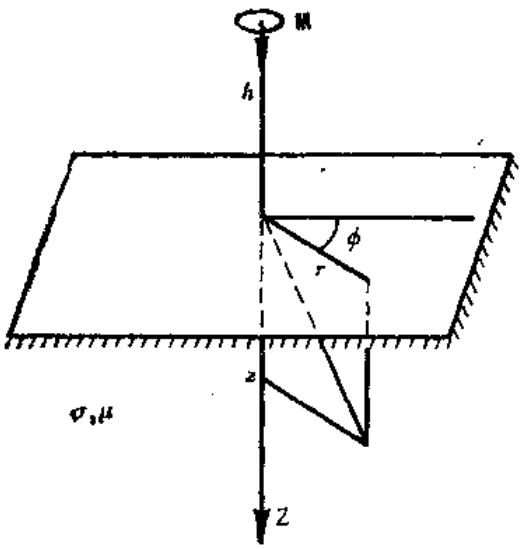


图2.6 均匀半空间表面上高度为h处垂直磁偶极子及坐标系统的选择

将此代入（2.232）式，我们有

$$\mathrm{rot}H = i\sigma\mu\omega\mathrm{rot}A^* \qquad (2.236)$$

或者

$$H = i\sigma\mu\omega A^* - \mathrm{grad}U^* \qquad (2.237)$$

式中U^*为标势，并且矢势A^*和标势U^*都是任意定义的。将（2.235）、（2.237）式代入（2.231）式

$$i\omega\mu\mathrm{rotrot}A^* = i\omega\mu(i\sigma\mu\omega A^* - \mathrm{grad}U^*)$$

同样利用矢量恒等式

$$\mathrm{rot\ rot}A^* = \mathrm{grad\ div}A - \nabla^2 A^*$$

我们得到

$$\mathrm{grad\ div}\ A^* - \nabla^2 A^* = i\sigma\mu\omega A^* - \mathrm{grad}U^* \qquad (2.238)$$

我们选择

$$U^* = -\mathrm{div}A^* \qquad (2.239)$$

称为规范条件或者罗伦兹条件，则（2.238）式简化为

$$\nabla^2 A^* + i\sigma\mu\omega A^* = 0 \qquad (2.240)$$

命

$$k^2 = i\sigma\mu\omega$$

K就是前节所定义过的波数，我们得到关于A^*的亥姆霍兹方程式

$$\nabla^2 A^* + k^2 A^* = 0 \qquad (2.241)$$

并且电磁场各分量可以借助于A^*通过以下二式求得

$$E = i\omega\mu\ \mathrm{rot}A^* \qquad (2.242)$$

$$H = k^2 A^* + \mathrm{grad\ div}A^* \qquad (2.243)$$

正如前段所证明过的，由于电场只有水平分量E_ϕ，故有理由设A^*只有垂直分量A_z，即

$$A^* = (0,\ 0,\ A_z^*) \qquad (2.244)$$

在本节所讨论的情况下，介质分布以Z轴为轴对称，故同样有理由认为，矢势A_z^*与电场分量E_ϕ都与ϕ坐标无关。于是可将（2.242）、（2.243）式进一步写为

$$E_r = E_z = 0, \qquad E_\phi = -i\omega\mu \frac{\partial A_z^*}{\partial r} \tag{2.245}$$

$$H_r = \frac{\partial^2 A_z^*}{\partial r \partial z}, \quad H_z = k^2 A_z^* + \frac{\partial^2 A_z^*}{\partial z^2}, \quad H_\phi = 0 \tag{2.246}$$

根据1.1中叙述的边界条件，在上、下两半空间的分界面即大地和空气的分界面上，电场E和磁场H的切向分量连续，即

$$E_{\phi 1} = E_{\phi 2}, \qquad H_{r1} = H_{r2}$$

所以

$$\frac{\partial A_{1z}^*}{\partial r} = \frac{\partial A_{1z}^*}{\partial r} \tag{2.247}$$

当$z=0$

$$\frac{\partial^2 A_{1z}^*}{\partial r \partial z} = \frac{\partial^2 A_{2z}^*}{\partial r \partial z} \tag{2.248}$$

式中A_{1z}^*和A_{2z}^*分别为上半空间和下半空间中矢势的z分量。

把这两式对 r积分，得到矢势A_z^*应满足的边界条件

$$A_{1z}^* = A_{2z}^* \tag{2.249}$$

$$\frac{\partial A_{1z}^*}{\partial z} = \frac{\partial A_{2z}^*}{\partial z} \qquad \text{当} z=0 \tag{2.250}$$

也就是说，如果在界面上矢势A_z^*及其垂直导数连续的话，则电磁场的切向分量也连续。

为了进一步理解关于矢势A_z^*的解的结构，我们利用叠加原理，把上半空间中矢势的解表示为偶极电流与下半空间中涡流作用之和

$$A_{1z}^* = A_{0z}^* + A_{1z}^S \tag{2.251}$$

式中A_{0z}^*为位于真空全空间中磁偶极的矢势，A_{1z}^S为导电半空间中感应电流引起的矢势。

由（2.216）式，在真空全空间中，$k=0$矢势的表达式可写为

$$A_{0z}^* = \frac{M}{4\pi}\frac{1}{R} \tag{2.252}$$

式中$R = [r^2 + (z+h)^2]^{1/2}$　　当$z<0$

因此求解均匀导电半空间表面上磁偶极子的矢势分布问题，是构造一个确定的函数，它满足方程组

$$\nabla^2 A_{1z}^* = 0 \qquad \text{当} z<0 \tag{2.253}$$

$$\nabla^2 A_{2z}^* + k^2 A_{2z}^* = 0 \qquad \text{当} z>0 \tag{2.254}$$

也满足边界条件（2.249）、（2.250）式，并且具有随离场源的距离增大而减小的性质。

在柱坐标系统中，由于问题的对称性A_z^*与ϕ坐标无关，方程式（2.254）写为

$$\frac{\partial^2 A_z^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial A_z^*}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_z^*}{\partial z^2} + k^2 A_z^* = 0 \tag{2.255}$$

利用前节曾经用过的分离变量法来求解上式，即设A_z^*为两个互不相关的函数的积

$$A_z^* = U(r)V(z) \tag{2.256}$$

其中$U(r)$仅仅是 r的函数，$V(z)$仅仅是 z 的 函数。将(2.256)式代入(2.255)式，经过与前

节类似的分离变量步骤，得到两个独立的常微分方程，

$$\frac{d^2U(r)}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dU(r)}{dr}+m^2U(r)=0 \tag{2.257}$$

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2}-(m^2-k^2)V(z)=0 \tag{2.258}$$

式中m称为分离常数。

(2.257)式为零阶贝塞尔方程，其解为零阶第一、第二类贝塞尔函数$J_0(mr)$、$Y_0(mr)$。由于第二类贝塞尔函数$Y_0(mr)$具有在$r=0$时沿z轴任何一点为无限大的性质，不能用作解的一部分，应舍去。故(2.257)的解只能取$J_0(mr)$。

(2.258)式的解为

$$V(z)=ce^{-\sqrt{m^2-k^2}\cdot z}+De^{\sqrt{m^2-k^2}\cdot z} \tag{2.259}$$

于是(2.255)式的通解为(2.257)、(2.258)的解对所有可能的m值的任意组合，它可以表为汉克尔变换积分

$$A_z^*=\frac{M}{4\pi}\int_0^\infty[C_me^{-m_1z}+D_me^{m_1z}]J_0(mr)dm \tag{2.260}$$

其中 $m_1=\sqrt{m^2-k^2}$，并且我们假定m_1的实部

$$Re\,m_1=Re\sqrt{m^2-k^2}>0$$

是满足的。由于我们尚未对常数C、D作任何限定，我们把它们改写成Cm、Dm并在积分号前加上系数$\frac{M}{4\pi}$是完全合理的。

在下半空间，矢势A_z^*必须满足随离场源的距离增大而减小的条件，故必须删去e的正指数项。所以在导电的下半空间，

$$A_{1z}^*=\frac{M}{4\pi}\int_0^\infty C_me^{-m_1z}J_0(mr)dm \tag{2.261}$$

在上半空间，如果我们忽略位移电流，那末自由空间中的波数k是很小的，此时$m_1=m$，又考虑到上半空间$z<0$，故必须删去e的负指数项以满足无限远处A_z^*有限的边界条件。于是上半空间的矢势为

$$A_{1z}^*=\frac{M}{4\pi}\left[\frac{1}{R}+\int_0^\infty D_me^{mz}J_0(mr)dm\right] \tag{2.262}$$

利用韦伯、李普希兹积分公式

$$\frac{1}{R}=\int_0^\infty e^{-mz}J_0(mr)dm$$

并注意到在这里磁偶极源是位于分界面以上高度为h处，$R=[r^2+(z+h)]^{1/2}$，故可把韦伯、李普希兹积分改写为

$$\frac{1}{R}=\int_0^\infty e^{-m|z+h|}J_0(mr)dm \tag{2.263}$$

则（2.262）式变为

$$A_{1Z}^{*}=\frac{M}{4\pi}\int_0^{\infty}\left[e^{-m|Z+h|}+D_m e^{mZ}\right]J_0(mr)\mathrm{d}\,m \tag{2.264}$$

把（2.261）和（2.264）式代入边界条件（2.249）、（2.250）中，得到关于待定常数C_m和D_m的一组方程

$$\left.\begin{aligned}&e^{-mh}+D_m=C_m\\&-me^{-mh}+mD_m=-m_1C_m\end{aligned}\right\}\text{当}z=0$$

解此方程组我们得到

$$C_m=\frac{2m}{m+m_1}e^{-mh} \tag{2.265}$$

$$D_m=\frac{m-m_1}{m+m_1}e^{-mh} \tag{2.266}$$

将C_m、D_m代入（2.261）、（2.264）中，分别得到上、下两个半空间中矢势A_Z^{*}的表达式

$$A_{1Z}^{*}=\frac{M}{4\pi}\int_0^{\infty}\left[e^{-m|Z+h|}+\frac{m-m_1}{m+m_1}e^{m(Z-h)}\right]J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.267}$$

$$A_{2Z}^{*}=\frac{M}{4\pi}\int_0^{\infty}\frac{2m}{m+m_1}e^{-mh}e^{-m_1Z}J_0(mr)\mathrm{d}\,m \tag{2.268}$$

当垂直磁偶极源位于地表，即$h=0$处时（实际工作中常常是这样），以上二式简化为

$$A_{1Z}^{*}=\frac{M}{4\pi}\int_0^{\infty}\left[e^{-m|Z|}+\frac{m-m_1}{m+m_1}e^{mZ}\right]J_0(mr)\mathrm{d}\,m \tag{2.269}$$

$$A_{2Z}^{*}=\frac{M}{4\pi}\int_0^{\infty}\frac{2m}{m+m_1}e^{-m_1Z}J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.270}$$

将A_{2Z}^{*}的表达式代入（2.245）、（2.246）中，得到关于电磁场分量的如下表达式

$$E_{\phi}=\frac{i\omega\mu M}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{m^2}{m+m_1}e^{-m_1Z}J_1(mr)\mathrm{d}m \tag{2.271}$$

$$H_r=\frac{M}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{m_1m^2}{m+m_1}e^{-m_1Z}J_1(mr)\mathrm{d}m \tag{2.272}$$

$$H_Z=\frac{M}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{m^2}{m+m_1}e^{-m_1Z}J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.273}$$

由于对场的观测总是在地表即$z=0$处进行的，此时（2.270）～（2.273）式简化为

$$A_Z^{*}=-\frac{M}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{m}{m+m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m \tag{2.274}$$

$$E_{\phi}=\frac{i\omega\mu M}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{m^2}{m+m_1}J_1(mr)\mathrm{d}m \tag{2.275}$$

$$Hr=\frac{M}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{m^2m_1}{m+m_1}J_1(mr)\mathrm{d}m \tag{2.276}$$

$$H_z = \frac{M}{2\pi}\int_0^\infty \frac{m^3}{m+m_1} J_0(mr)\mathrm{d}m \qquad (2.277)$$

(2.275) ～ (2.277) 式是位于大地表面的垂直磁偶极源在地表产生的电磁场的表达式，它们是用贝塞尔函数的积分形式来表示的。

为了使用方便，我们设法仍然利用前节的办法，把贝塞尔函数的积分用初等函数来表示。

首先，我们把 (2.274) 式中的积分改写为

$$\int_0^\infty \frac{m}{m+m_1} J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{1}{k^2}\left[\int_0^\infty m^2 J_0(mr)\mathrm{d}m - \int_0^\infty mm_1 J_0(mr)\mathrm{d}m\right]$$

利用$Z=0$时的韦伯、李普希兹公式和索莫菲、傅利叶积分公式

$$\int_0^\infty m^2 J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{1}{R}\right) = -\frac{1}{r^3} \qquad \text{当} z=0$$

$$\int_0^\infty mm_1 J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{e^{ikR}}{R}\right)$$

$$= -\frac{1}{r^3}(1-ikr)e^{ikr} \qquad \text{当} z=0$$

故 (2.274) 式可表示为

$$A_z^* = -\frac{M}{2\pi k^2 r^3}[1-(1-ikr)e^{ikr}] \qquad (2.278)$$

仿此 (2.275) 式可写为

$$E_\phi = \frac{M\rho}{2\pi}\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{1}{r^3}[1-(1-ikr)e^{ikr}]\right\}$$

$$= -\frac{M\rho}{2\pi}\cdot\frac{1}{r^4}[3-e^{ikr}(3-3ikr-k^2r^2)] \qquad (2.279)$$

类似地，(2.277) 式写为

$$H_z = \frac{M}{2\pi k^2}\left[\int_0^\infty m^4 J_0(mr)\mathrm{d}m - \int_0^\infty mm_1^3 J_0(mr)\mathrm{d}m\right.$$

$$\left. - k^2\int_0^\infty mm_1 J_0(mr)\mathrm{d}m\right]$$

$$= \frac{M}{2\pi k^2}\left[\frac{\partial^4}{\partial z^4}\left(\frac{1}{R}\right) - \frac{\partial^4}{\partial z^4}\left(\frac{e^{ikR}}{R}\right) - k^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{e^{ikR}}{R}\right)\right] \qquad \text{当} z=0$$

进行微分后，我们有

$$\int_0^\infty m^4 J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{\partial^4}{\partial z^4}\left(\frac{1}{R}\right) = \frac{9}{r^5}$$

$$\int_0^\infty mm_1^3 J_0(mr)\mathrm{d}m = \frac{\partial^4}{\partial z^4}\left(\frac{e^{ikR}}{R}\right) = \left(\frac{9}{r^5} - \frac{9ik}{r^4} - \frac{3k^2}{r^3}\right)e^{ikr} \qquad \text{当} z=0$$

所以

$$H_z=\frac{9M}{2\pi k^2r^5}\left[1-(1-\mathrm{i}\,kr-\frac{4}{9}k^2r^2+\frac{1}{9}\mathrm{i}\,k^3r^3)e^{\mathrm{i}Kr}\right] \tag{2.280}$$

对于H_r，需要先求出$\frac{\partial A_z^*}{\partial z}$，再对 r进行微分。

为此我们先把（2.276）式中的被积函数施行如下的代数运算，命

$$\frac{2m}{m+m_1}=\frac{m}{m_1}+F_2$$

则

$$F_2=\frac{2m}{m+m_1}-\frac{m}{m_1}$$

$$=-k^2\frac{m}{m_1}\frac{1}{(m_1+m)^2}$$

因而

$$A_{zz}^*=\frac{M}{4\pi}\frac{e^{\mathrm{i}kR}}{R}-\frac{Mk^2}{4\pi}\int_0^\infty\frac{m}{m_1}\frac{e^{-m_1z}}{(m_1+m)^2}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

因为在地表

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{e^{\mathrm{i}kR}}{R}\right)=0$$

我们有

$$\frac{\partial A_z^*}{\partial z}=\frac{Mk^2}{4\pi}\int_0^\infty\frac{m}{(m_1+m)^2}J_0(mr)\mathrm{d}m$$

式中$\frac{m}{(m_1+m)^2}$可写为

$$\frac{m}{(m+m_1)^2}=\frac{1}{4m_1}\left[1-\left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^2\right]$$

利用贝塞尔函数的恒等式

$$I_r=\int_0^\infty\left(\frac{m_1-m}{m_1+m}\right)^r\frac{1}{m_1}J_0(mr)\mathrm{d}m=I_r\left(\frac{\mathrm{i}Kr}{2}\right)K_r\left(\frac{ikr}{2}\right)$$

我们得到

$$\frac{\partial A_z^*}{\partial z}=\frac{Mk^2}{16\pi}\left[I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)-I_2\left(\frac{ikr}{2}\right)K_2\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{2.281}$$

将（2.281）对 r微分，并利用前节引用过的贝塞尔函数的递推公式和求导公式，我们得到磁场水平分量的表达式

$$H_r=\frac{\partial^2A_z^*}{\partial r\partial z}=-\frac{Mk^2}{4\pi r}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)-I_2\left(\frac{ikr}{2}\right)K_2\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{2.282}$$

（2.279）、（2.280）、（2.282）式就是均匀半空间表面垂直磁偶极子电磁场的表达式。

为了研究问题的方便，我们仿照上一段的办法，把电磁场各分量表示成为相应的幅值系

数与真空全空间中相应分量的积的形式

$$E_\phi = E_\phi^{(0)} \cdot e_\phi \tag{2.283}$$

$$H_r = H_Z^{(0)} \cdot h_r \tag{2.284}$$

$$H_Z = H_Z^{(0)} \cdot h_Z \tag{2.285}$$

其中

$$H_Z^{(0)} = \frac{M}{4\pi r^3} \tag{2.286}$$

$$E_\phi^{(0)} = \frac{i\omega\mu M}{4\pi r^2} \tag{2.287}$$

是真空全空间中 $z = 0$ 的平面上磁偶极子产生的磁场和电场，而

$$e_\phi = -\frac{2}{k^2r^2}\left[3-(3-ikr-k^2r^2)e^{ikr}\right] \tag{2.288}$$

$$h_r = -k^2r^2\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)-I_2\left(\frac{ikr}{2}\right)K_2\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{2.289}$$

$$h_Z = \frac{18}{k^2r^2}\left[1-\left(1-ikr-\frac{4}{9}k^2r^2+\frac{1}{9}ik^3r^3\right)e^{ikr}\right] \tag{2.290}$$

是如前节所定义的幅值系数。显然，当用 $H_Z^{(0)}$、$E_\phi^{(0)}$ 来进行归一化时，电磁场诸分量仅仅是参数 r/δ（即感应数）的函数。

对于近区，也就是说当 $r \ll \delta$，$p \ll 1$ 时，利用前节已经用过的级数表达式

$$e^{ikr} = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{(ikr)^n}{n!}$$

以及

$$I_1\left(\frac{ikr}{2}\right) = \frac{ikr}{4}-\frac{ik^3r^3}{8\cdot16}+\frac{ik^5r^5}{12\cdot32\cdot32}-\cdots$$

$$I_2\left(\frac{ikr}{2}\right) = \frac{-k^2r^2}{4\cdot8}+\frac{k^4r^4}{3\cdot16\cdot32}+\cdots$$

$$K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) = \frac{2}{ikr}-\frac{ikr}{8}+\left(\frac{ikr}{4}-\frac{ik^3r^3}{8\cdot16}\right)\ln\alpha\frac{ikr}{2}+\cdots$$

$$K_2\left(\frac{ikr}{2}\right) = -\frac{8}{k^2r^2}-\frac{1}{2}-\left(\frac{-k^2r^2}{4\cdot8}+\frac{k^4r^4}{16\cdot96}\right)\ln\alpha\frac{ikr}{2}+\cdots$$

其中 $\alpha = 0.8905362$ 并且注意到

$$(ikr)^n = p^n 2^{\frac{n}{2}} e^{i\frac{3\pi}{4}n}$$

把电磁场各分量的幅值系数写为

$$e_\phi = 1+\sum_{n=4}^{\infty}\frac{(n-1)(3-n)}{n!}p^{n-2}2^{\frac{n}{2}}e^{i\frac{3\pi}{4}(n-2)} \tag{2.291}$$

$$h_r = -\frac{ip^2}{2}-\frac{1}{4}p^4\ln p\frac{\sqrt{2}}{2}\alpha e^{i\frac{3\pi}{4}}+\cdots \tag{2.292}$$

$$h_2 = -1 - 2\sum_{n=4}^{\infty}\frac{(n-1)(n-3)^2}{n!}p^{n-2}2^{\frac{n-2}{2}}e^{i\frac{3\pi}{4}(n-2)} \tag{2.293}$$

当$p \ll 1$时，略去（2.291）～（2.293）式中p的二次以上的项，我们得到近区电磁场各分量的近似表达式

$$E_\phi \approx \frac{i\omega\mu M}{4\pi r^2} \tag{2.294}$$

$$H_r \approx -\frac{-i\omega\sigma\mu M}{16\pi r} \tag{2.295}$$

$$H_z \approx -\frac{M}{4\pi r^3} \tag{2.296}$$

此即1.2中引用过的（1.96）～（1.98）式。

对于远区，$p \gg 1$，$r \gg \delta$，在前节我们已经证明过

$$e^{ikr} \to 0 \qquad \text{当} p \gg 1$$

当宗量大时，虚宗量贝塞尔函数的渐近表达式为

$$I_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \approx \frac{e^{\frac{ikr}{2}}}{\sqrt{\pi ikr}}\left(1 - \frac{3}{4i\pi r} + \frac{15}{2\cdot 16\cdot k^2r^2}\right)$$

$$I_2\left(\frac{ikr}{2}\right) \approx \frac{e^{\frac{ikr}{2}}}{\sqrt{\pi ikr}}\left(1 - \frac{15}{4i\pi r} + \frac{-105}{2\cdot 16\cdot k^2r^2}\right)$$

$$K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \approx \sqrt{\frac{\pi}{ikr}}\, e^{-\frac{ikr}{2}}\left(1 + \frac{3}{4ikr} + \frac{15}{2\cdot 16k^2r^2}\right)$$

$$K_2\left(\frac{ikr}{2}\right) \approx \sqrt{\frac{\pi}{ikr}}\, e^{-\frac{ikr}{2}}\left(1 + \frac{15}{4ikr} + \frac{-105}{2\cdot 16\cdot k^2r^2}\right)$$

把这些式子代入（2.288）～（2.290）式，我们有

$$e_\phi \approx -\frac{6}{k^2r^2} = -\frac{6}{i\sigma\mu\omega r^2} \tag{2.297}$$

$$h_r \approx -k^2r^2\left[\frac{3}{2\left(\frac{ikr}{2}\right)^2}\right]\frac{1}{ikr} = \frac{6}{ikr} \tag{2.298}$$

$$h_z \approx \frac{18}{k^2r^2} = \frac{18}{i\sigma\mu\omega r^2} \tag{2.299}$$

所以电磁场各分量的渐近表达式为

$$E_\phi \approx -\frac{3M\rho}{2\pi r^4} \tag{2.300}$$

$$H_r \approx \frac{3M}{2\pi\sqrt{\sigma\mu\omega}\, r^4} \tag{2.301}$$

$$H_z \approx \frac{9M}{2\pi\mu\omega\sigma r^5} \tag{2.302}$$

此即1.2中引用过的（1.104）～（1.106）式。

关于磁偶极子的过渡带场的计算，也和电偶极子过渡带场的计算一样，可以借助于指数函数 e^{ikr} 的级数展开和开耳芬函数。仿照前节的推导，读者不难自行求出。

2.4 水平层状介质上的电磁场

水平层状介质表面电偶极子和磁偶极子的电磁场，当然服从麦克斯韦方程组，同样需要利用与前面相类似的方法求解。由于求解的过程太繁，在本节中我们不打算重复那些冗繁的数学推导，只列出其结果。有兴趣了解推导过程的读者，可以参考 A.A.Kaufman 和 G.V.Keller 的专著《Frequency and Transient Soundings》（中译本《频率域与时间域电磁测深》王建谋译，1987地质出版社）。

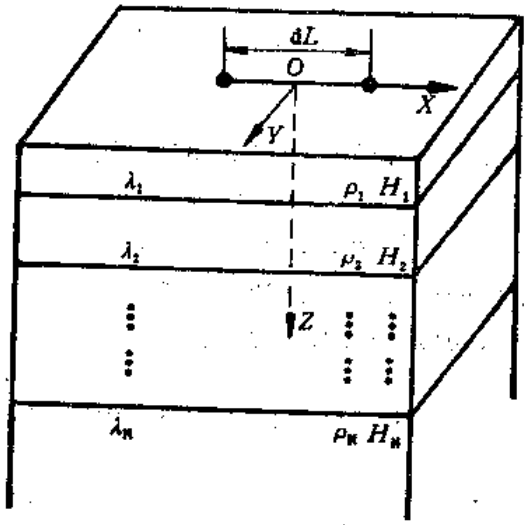


图2.7 水平层状介质上的水平电偶极子

2.4.1 水平层状半空间上电偶极子的场

设水平层状介质的分布如图 2.7 所示。图中 ρ_i、H_i 分别表示第 i 层的电阻率和厚度，λ_i 为第 i 层的各向异性系数。

$$\lambda = \sqrt{\rho_n/\rho_t} \tag{2.303}$$

其中 ρ_t 为对在层间平行于层面流动的电流的电阻率，ρ_n 为对垂直于层面流动的电流的电阻率。设电偶极子位于层状半空间的表面，偶极距为 dL。我们选取有共同原点的一个柱坐标系统和一个直角坐标系统，使原点位于电偶极子中心，x 轴与偶极矩的方向重合，z 轴垂直向下。在此情况下，电磁场各分量的表达式为

$$H_r = -\frac{I\,dL}{2\pi r}\sin\phi\left[\int_0^\infty \frac{m}{m+\frac{n_1}{R^*}} J_1(mr)\,dm + \right.$$

$$\left. + r\int_0^\infty \frac{n_1}{R^*}\,\frac{m}{m+\frac{n_1}{R^*}} J_0(mr)\,dm\right] \tag{2.304}$$

$$H_\phi = \frac{I\,dL}{2\pi r}\cos\phi\int_0^\infty \frac{m}{m+\frac{n_1}{R^*}} J_1(mr)\,dm \tag{2.305}$$

$$H_z = \frac{I\,dL}{2\pi}\sin\phi\int_0^\infty \frac{m^2}{m+\frac{n_1}{R^*}} J_1(mr)\,dm \tag{2.306}$$

$$E_r = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\cos\phi\left[\frac{i\omega\mu}{r}\int_0^\infty \frac{J_1(mr)}{m+\frac{n_1}{R^*}}\mathrm{d}m - \rho_1\int_0^\infty \frac{n_1 m}{R}J_0(mr)\mathrm{d}m\right.$$

$$\left.+\frac{\rho_1}{r}\int_0^\infty \frac{n_1}{R}J_1(mr)\mathrm{d}m\right] \tag{2.307}$$

$$E_\phi = \frac{I\mathrm{d}L}{2\pi}\sin\phi\left[\frac{\rho_1}{r}\int_0^\infty \frac{n_1}{R}J_1(mr)\mathrm{d}m - i\omega\mu\int_0^\infty \frac{mJ_0(mr)}{m+\frac{n_1}{R^*}}\mathrm{d}m\right.$$

$$\left.+\frac{i\omega\mu}{r}\int_0^\infty \frac{J_1(mr)}{m+\frac{n_1}{R^*}}\mathrm{d}m\right] \tag{2.308}$$

借助于柱坐标与直角坐标之间的转换关系

$$E_x = E_r\cos\phi - E_\phi\sin\phi \qquad E_y = E_r\sin\phi + E_\phi\cos\phi$$

$$H_x = H_r\cos\phi - H_\phi\sin\phi \qquad H_y = H_r\sin\phi + H_\phi\cos\phi$$

可以把电磁场在柱坐标中的分量换算成直角坐标中的分量。

(2.304) ～ (2.308) 式中

$$R^* = \coth\left[n_1H_1 + \operatorname{arcoth}\frac{n_1}{n_2}\left(\coth(n_2H_2 + \cdots + \operatorname{arcoth}\frac{n_{N-1}}{n_N}\right)\right] \tag{2.309}$$

$$R = \coth\left[n_1H_1 + \operatorname{arcoth}\frac{n_1}{n_2}\frac{\rho_1}{\rho_2}\left(\coth(n_2H_2 + \cdots + \operatorname{arcoth}\frac{n_{N-1}}{n_N}\frac{\rho_{N-1}}{\rho_N}\right)\right] \tag{2.310}$$

而

$$n_i = \sqrt{m^2 - k_i^2} \tag{2.311}$$

其中 k_i 为第 i 层沿平行层面方向的波数

$$k_i^2 = i\sigma_{Li}\mu\omega \tag{2.312}$$

2.4.2 水平层状半空间上磁偶极子的场

设水平层状介质的分布与图2.7相同，将水平电偶极子移去，放置一个中心在坐标原点、磁矩为M的磁偶极子。同样选择有共同原点的一个柱坐标系统和一个直角坐标系统，使 z 轴垂直向下，与磁偶极子的磁矩方向相合。

在此情况下电磁场各分量的表达式写为

$$E_\phi = \frac{i\omega\mu M}{4\pi r^2}\int_0^\infty \frac{2x^2}{x+\frac{x_1}{R_*^*}}J_1(x)\mathrm{d}m \tag{2.313}$$

$$H_r = \frac{M}{4\pi r^2}\int_0^\infty \frac{2x}{R_*^*}\frac{x^2}{x+\frac{x_1}{R_*^*}}J_1(x)\mathrm{d}m \tag{2.314}$$

$$H_z = \frac{M}{4\pi r^3}\int_0^\infty \frac{2x^3}{x+\frac{x_1}{R_*^*}}J_0(x)\mathrm{d}m \tag{2.315}$$

式中 $x = mr$ (2.316)

$$R_n^* = \coth\left\{x_1\frac{H_1}{r} + \operatorname{arcoth}\frac{x_1}{x_2}\coth\left[x_2\frac{H_2}{r} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \operatorname{arcoth}\frac{x_2}{x_3}\coth\left(x_3\frac{H_3}{r}\cdots\right)\right]\right\} \quad (2.317)$$

$$x_i = \sqrt{x^2 - k_i^2 r^2}$$

第三章　野外勘探的设计和野外工作

3.1 引　　言

如图3.1中所示的张量CSAMT一样，CSAMT野外装置包括场源和测站。在最普通的标量CSAMT测量中，在地面上布设一个单一偶极电源，在保证提供所需的信号强度的前提下它应当足够长；但为了不过多地耽误时间，它又应当足够短。通常偶极源的长度为1～3km。偶极的两端联接到埋在坑里的铝箔网上，或接在打进地下的导电桩上。为了改善电极和大地的电耦合，电极周围要用盐水彻底浇透。为方便起见，发送机通常放在电源偶极的中间，用14号(ϕ1.63mm)或更粗的绝缘导线从恒流发送机连接到电极上。当接地偶极的接地电阻很大，以致不能够达到发送足够大的电流时，可以采用不接地线圈作为交流信号源。

测线布在远区比较理想，一般离场源5～10km。观测电场和磁场两个分量，典型的旁侧标量测量包括与场源平行的电场及与之垂直的磁场。通常采用长10～150m的电偶极子（测

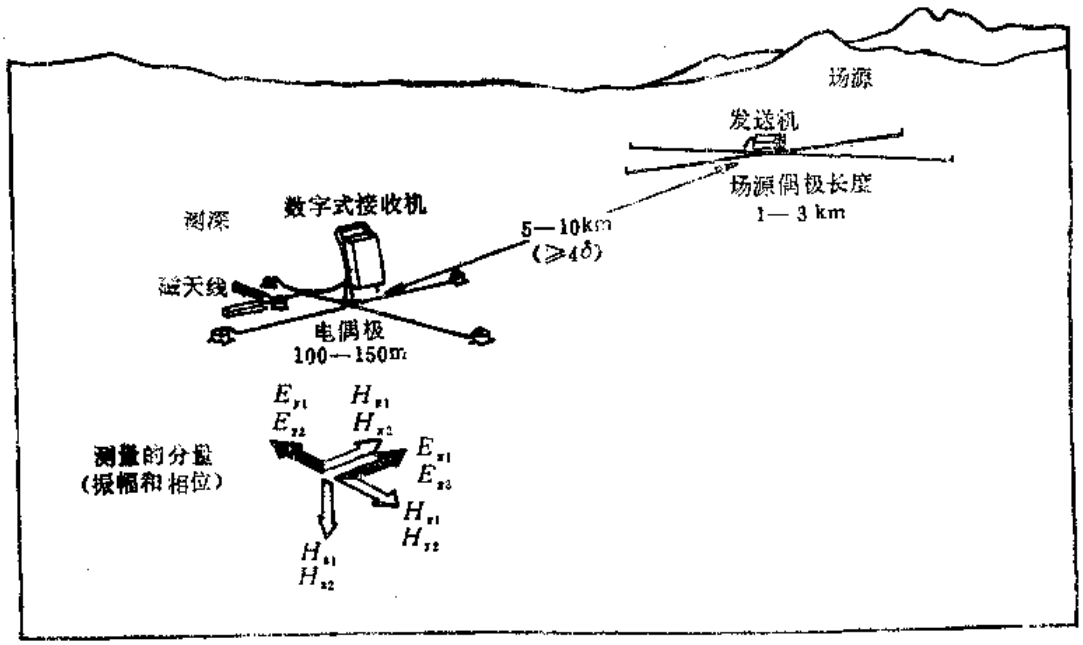


图3.1　张量CSAMT的野外布置

测量2个源产生的5个电场磁场分量，其常用的变种是标量CSAMT，测量一个场源产生的E_x和H_y两分量，在某些情况下可以用回线源来代替接地偶极

量电极）来观测电场，偶极的两端连接在用水浇湿的坑中的不极化电极上。不同型号的不极化电极可以通用，但最普通的是底部多孔且没上釉的陶瓷圆柱体，其中灌满饱和硫酸铜溶液或氯化铅溶液。溶液通过不极化电极多孔的底部慢慢渗出，以便通过不极化电极提供一个电

流通路。信号通过插在不极化电极饱和溶液中的铜棒或铅棒且采用屏蔽线隔离而提供给接收机。测量包括不极化电极间的电位差和以场源信号为参考的相位角。第三个电极设在偶极子的中心，是为了共模噪声抑制而提供一个参考地。矢量和张量测量，则采用两个互相垂直的电偶极子。

磁场测量是检测磁场天线中的感应电动势，其中包括电位差和把场源信号作为参考的相位角。由天线探测到的信号通过较短的隔离线馈送到接收机以便与电场达到同步观测，矢量和张量测量则采用多道天线。为了最大限度地减少因风引起的震动产生的噪声，通常是把天线部分地埋起来。

经过必要的联络和准备就绪后，接收机操作员通知发送机操作员按指定的频率供电。电场和磁场的信号通过叠加和平均，直到得到指定精度的数据为止。选择下一个频率，并且操作员顺序地全部测完所选择的用于测量的全部频率。按现在的技术，为了取得从1到8192Hz范围的数据，正常约需30～60min。当采集数据的工作完成之后，全体人员则把仪器和导线移到另一个测点。在张量测量的情况下，启用第二个电流源以提供第二组测量进行。

出野外以前，必须仔细规划好野外工作，一系列因素如租用土地、现场地质、道路等后勤工作必须权衡好，以便高效率地部署全体野外人员。一个重要的原则是连续高效率地观测以便使接收机不采集数据的时间缩小到最短。这是可以做到的，争取如在接收之前事先布好测深线，提高接收操作效率，用有效的交通后勤等等。每天12h 的工作有助于在观测过程中把安装调整时间相对于数据采集时间的百分率缩至最小。从长远来看，正确地维护和保护设备可以节省许多停工工时。

3.2 仪器设备

事实上CSAMT测量需要有现代数字式的仪器设备。接收机应该有能力获得0.1Hz～10kHz 甚至更宽频率范围的数据，更可取的是采用多道张量或标量测量来达到高效率。模数转换率是重要的，为保证在高频时有足够的信号数字化，一般模数转换率每次转换为25μs或更小。滤波器是接收机性能的基本部分，为了得到高质量的数据，常常需要用多级陷波和大地滤波除去假频。高输入阻抗和有效成份中的低噪声及道间的低串馈也是必要的特性。

仪器系统的机动性是要着重考虑的。许多工程项目由于缺少通路或路面粗糙不平，设备的轻便也是必要的。同样有用的是接收机能在野外直接改变方法，如瞬变电磁法、激发极化法等。由于CSAMT不是最终的地球物理手段而只是一种可能的手段，具有改变认为是需要的其它方法的能力是有意义的。接收机应该具有实时数据显示的能力，有些如立即显示和硬拷贝输出数据和统计，并用内部或外部的示波器显示野外信号。这些措施能使操作员在有害的噪声条件下保证数据的质量，监视专门设备的功能，并且尽力完善野外工作过程。至少每日绘制数据（最好是实时绘制）是保证数据质量的必要措施。另外，设备应该允许在每个野外工作日后方便地将数据传送到一台单独的计算机。

过去十年中，用于CSAMT工作的几种数字接收系统在市场上已可以买到。目前在生产数字CSAMT系统的厂家包括Zonge工程公司（1978和1986年推出），西南调查协会（1980年前后推出）、Geologues和Minieres设计公司即BRGM（1981年前后推出）、凤凰地球物

理有限公司（1984年和1987年推出）。

电流发送机应该提供宽频的高稳定度的标准波形，输出至少20到100A、1000V才符合需要。为了得到合格的相位数据，发送机应该通过高精度的石英钟或无线电联系和接收机同步。由于发送机承受大电流和高电压，容易检修和更换元件是一项重要的考虑。将磁场测量所需的野外高增益的磁性天线设计成多道的更为可取。通常为铁氧体磁芯或铁芯的。其响应与频率有关，设计使dB/dt的谐振频率高于1kHz。通常天线响应特性最低应达到0.1mV/r-Hz(0.1mV/10^{-9}T—Hz)。

宗博士等对CSAMT仪器的附加要求作了论述(Zonge等人1980；Zonge和Hughes1985)。实验是在亚利桑那州完成的。实验中发现，高频电场的观测结果和大地与电偶极两端的测量电极之间的接地电阻以及偶极的长度有很强的依赖关系。这种“电极的接地电阻”或ECR效应是由于所用仪器仅部分地接地形成的电容性耦合，它能用一个简单的等效电路模型来预测，并且在野外实验中再现。高的接地电阻和长的测量偶极造成高频信号畸变，解决的办法是将运算放大器放在电极处。放大器以低的输出阻抗来驱动偶极线，并减少接收天线的时间常数。这种“有源电极”就能解决这个问题。根据通常的经验，对一个给定的偶极长度L(kM)频率f(kHz)和接地电阻Rc(kΩ)，当LfRc＞2h，需要有源的不极化电极。因此许多测量是在电极接地电阻为千欧范围内且有一个有源的不极化电极时取得的。

3.3 电噪声

尽管一般情况下信号源是强大的，CSAMT测量中仍遇到明显的电噪声。噪声源可分为五个类型：操作差错、仪器噪声、文化噪声、大气层/大地噪声和风噪声。

比如操作差错，是由于不正确地连接电缆，未发现信号饱和，不适当地放大或校正电位、采用精度不够的模数转换、电场和磁场探头调节不正确、记错发送机的电流、在需要时没有使用有源不极化电极、使用没有重新使电解液饱和的不极化电极等等。如果能建立一套固定的操作程序，充分连续的记录，每天进行接收机的校准检验，每个接收机在获得数据前安排可靠的标准的检验的话，其中的许多问题是能够避免的。而半自动装置能在很大程度上帮助对操作误差的检验。

仪器误差由噪声成分、接收机的低输入阻抗、不适当的叠加和滤波器的性能、接地不良等引起。其中许多问题可事先培训操作员及选择适当的数字仪器就能避免。测试设备或电器元件的损坏而出现的问题能够采用周期的系统响应检查和通过对取得的资料进行仔细分析来发现。

广播电台、空中和海上导航台、铁路、动力线的开关和控制信号等等构成最普通的无线电干扰类型。有些信号（诸如动力线或铁路的控制信号）经常出现在CSAMT数据频带的顶部。在存在强干扰的地区工作时，装上特殊的陷波器是必要的。

文化噪声是由能传导电信号的金属构件引起的，其中管道引起的文化噪声是最有害的噪声源之一，这是由用于防止管道腐蚀的阴极保护信号产生的。这种信号常常是电力线波形的半波或全波的形式，其振幅和频率都变化显著。电源常未经校准且频率的变化大大超出了电力线陷波滤波器的范围。许多野外观测点阴极保护电压是相当大的，往往使得观测很难进行。在野外观测的过程中，切断管道保护电路的电源是可能的，但管道本身也同样妨碍数据

的采集，因为它同样传导外界电力线和大气层的噪声。

高电压的输电线和地下电缆也是主要的文化噪声源。在世界的大多数地方，50Hz及其奇次谐波(150、250、350、450…Hz)是噪声源，在美国、加拿大和南美洲的部分地区，60Hz及其奇次谐波（180、300、420、540…Hz）是噪声源。在某些情况下，特殊的传输和调制型式可以产生高次谐波的高电平噪声，采用常规的陷波滤波器是必要的。另一个问题是动力线负载的变化能产生时间和频率变化的交流信号，这样就使得持续的叠加平均造成困难。

灌溉抽水和地下采矿作业使用直流或全波整流的交流电，也能引起大的直流或自电飘移，除非丢点编辑并使用好的叠加系统或者操作员非常侥幸地在突然产生的噪声之间取得数据之外，这些飘移往往导致在其附近取得数据十分困难，有时正好直接通过矿区，只好推迟到少量采矿时才采集数据，比如休假期间或者换班的时候。

避开噪声源或使布线与构造的耦合最小（垂直于构造）是最恰当的对待文化噪声的办法，但未必可能。其次，对付文化噪声采用陷波滤波器，带通和低通滤波器，以及长时间的连续叠加和平均来消除。

在开始工作之前对野外现场进行调查是合适的。在高文化地区，可用轻便的频谱分析仪来估计电噪声的强度和场源位置。

大气层噪声是由雷暴雨作用和大气及云中的静电干扰作用的高频尖峰信号构成。这种从电偶极上获得的天然场源信号经放大后的噪声是很容易观察的，而且可以通过便携式示波器来观察。采用合适的去假频滤波器，找出信号源的最高值和进行充分的叠加和平均等措施是很容易对付它的。叠加这一对策取决于噪声频率，如果噪声尖峰偶然出现，需要少数的长的叠加，如果为频繁出现，则多次的短期叠加更有效。

遍及全球的雷暴雨作用和太阳风的冲击导致地球磁场的微脉动而构成大地噪声，其典型的频率落在从直流到1HZ，虽然它是天然场MT工作的主要信号源，但是它影响CSAMT的观测。某一时期与太阳有关的噪声可以跟踪近期太阳活动来推测，近期活动由美国在科罗拉多州的Boulder国家海洋和大气管理局公布。借助于跟踪电压飘移缓慢变化的数字大地电流滤波器，来避免仪器饱和，并且加速低频数据的采集。

由于天线自然的摆动产生的风噪声能强烈地影响磁场的测量，只有把天线埋起来或把风挡开才能避免这种干扰。由于树木摆动导致地表震动而在刮风的天气在森林中的观测简直困难到不可能进行。风也能引起电偶极线的随风摆动，当导线在地磁场中摆动时，产生一个小的但有时可察觉的感应效应，但只要保持导线紧贴地面就可有效地避免。积雪能产生静电荷，当这种电荷移动而穿过偶极线时产生低电平的而又不稳定的噪声，要避免这种噪声是困难的，但噪声的电平通常十分小，没有必要进行校正。

其它的噪声源包括附近公路上的卡车车厢的振动，以及车厢金属物质运动的效应，如果磁探头放得太靠近公路的话。

除采取上述措施外，将场源移动尽可能靠近测站，可将噪声对测量的影响减至最小程度，但它受到观测所需要的频率范围必须保持远区的限制，改变场源位置，使信号增加，叠加时间随信号的增加的平方根而减少。

3.4 文化污染

除了扩散或辐射噪声外，文化设施也能产生在地面多路传输的寄生电流而使得预期达到的地质效果模糊不清。如果你在野外工作中不注意，文化效应能够成为一组完全不能解释的数据。

无论如何必须避开以下三种情况：造成场源和测站的直接联系，电场偶极与埋在地下的金属构件平行放置以及电极布置在文化设施附近。直接联系的问题是可控源测量中采用最坏的可能排列之一，这种排列直接把电流传输到测点，而不管地质体走向如何。其结果是可重复的但电场的观测则是一个极不规则的变化曲线。受了这种影响的资料几乎不可能进行解释。第二种最坏的排列是电场偶极与附近的文化设施平行，其结果是引起导线和文化设施之间最大的信号耦合。取向与之垂直总是最佳排列，因为它耦合最小。经验表明，在测量之前要预测文化耦合效应的结果是十分困难的。它可能影响最小，这取决于几何关系和电极的接地条件。通常平行测量的经验方法是保持偶极与文化设施至少一百米间距或一个电偶极间距，或者更大。而且应该和有良好接地条件的如管道、地下电缆和电力线等文化设施拉开200 m或更远的距离。最后，人们应该避免将接地的电极接到文化设施中。这种限制适用于场源和测量这两种偶极。

人们通常按污染的严重程度把干扰分为三类：最坏的一类包括地面上的金属管道、地下的电话和电缆线及动力线的主要交叉地区；中等程度的一类包括中功率的动力线和钢质井套管；为害最小的一类包括金属栅栏和地面上的电话线。然而这些设施就破坏作用而言可能变化很大。其中前两类通常为确定测线通过的位置的最重要因素。特别麻烦的地方是管道网、电力线、套管井以及另一些互相联系的设施。如在油田和气田，这种网状物是普遍存在的，在一些地区，在有的地方，这种密集的文化设施可以使精确测量变得不可能。在某些情况下，埋起来的管子几乎没有什么痕迹，在地面上很难辨别它们的存在。

从CSAMT资料中把文化污染的程度减至最小的关键是在测量工作定下来以前在野外现场进行仔细地探查，探查时应有一个从当地公用事业及私人工业那里弄来的动力线、地下电缆、管道、污水管等等的分布图。然后根据这些设施绘制一个测量图，使得在达到文化污染最小时适应地质上的需要，然后选择最佳工作方案。通常在野外现场进行专门的检查是可行的，如果利用一个便携式频谱分析仪来判断文化噪声则是有益的。

一旦进行观测，就采取偏移和跳过一些测点的办法来避开难办的排列。如果必须得到在套管井或金属构件旁的资料，把探测点布置在套管井或金属构件与场源之间，则可使影响减至最小，这样做避开了将在以后举例说明的“阴影效应”。

文化污染能导致CSAMT观测困难，但反过来同样也能得到证实。例如，由于电流发送靠近电话线传输常常干扰通讯，当地电话局会立即作不友好的查问，所以一般要保持场源离电话线至少100m。

3.5 张量、矢量和标量测量

CSAMT测量包括两组达10多个独立分量，这些分量的测量取决于地质复杂程度和经济条件的限制。标量（两个分量）的测量能正确地确定简单的层状介质，但更复杂一些的二

维、三维介质则需要包括有电场和磁场的多分量测量。如图3.2所示。CSAMT测量能用来确定张量、矢量和标量。取决于测量分量的数量和使用场源的数量，象已知的 CSAET是只利用电场分量进行测量的特例。

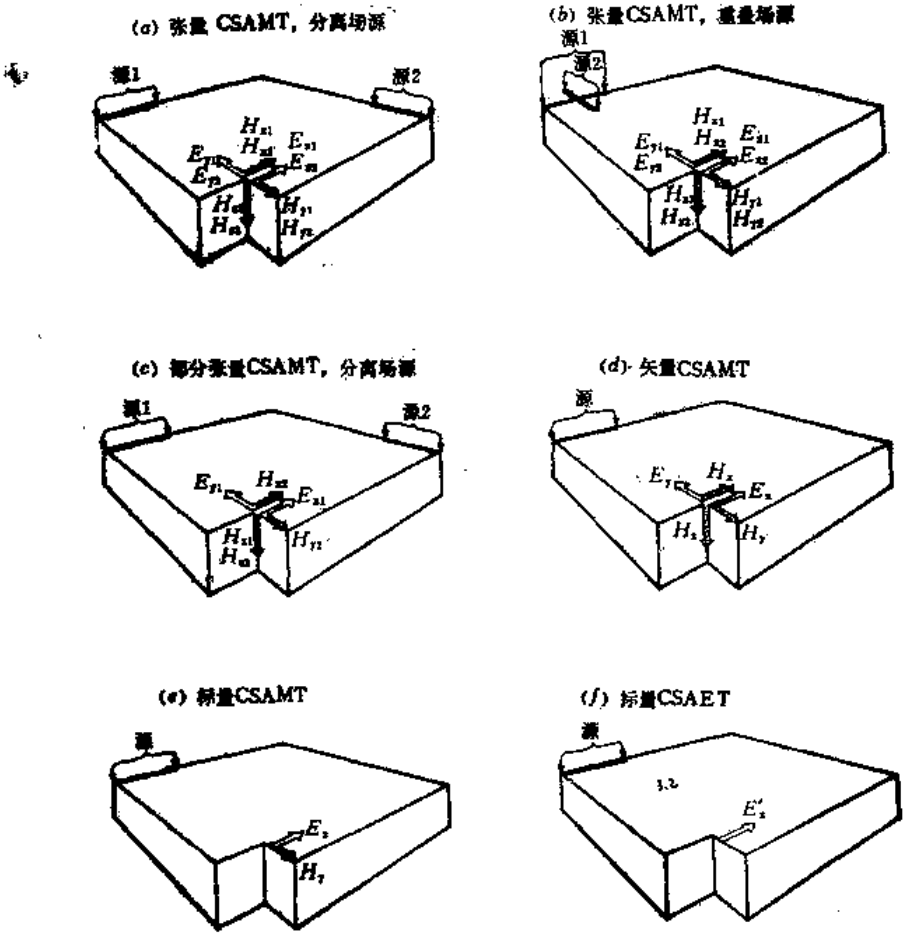


图3.2 张量、矢量和标量CSAMT法的定义

a,b) 用两个场源，且每个场源做5次的全张量测量 c) 用每个场源进行2次观测的局部张量测量 d) 单一场源5次观测的矢量测量 e) 单一场源2次观测的标量测量 f) 用一个场源在一个方向上只做电场观测的标量CSAET法，在少量点上测磁场用以把电场数据转换为近似的电阻率。

张量CSAMT

张量CSAMT利用两个方向的场源来测定五个分量（E_x、E_y、H_x、H_y、H_z）。与大地电磁场不同，CSAMT场源不是全方位的，所以需要两个场源。为了完全确定阻抗张量，正确的张量CSAMT测量必须采用至少两个不同方向的场源，每个场源测五个分量，总共需要测量10个分量。

张量测量最好用于构造很复杂的地区和测深点之间的距离比起地质构造的尺寸来是太大了的地区。当测深点布得很近，由于地质构造的面貌可以靠高的测量分辨率来直接填图，因而张量测量的量（如倾斜度）就变得不重要了。由于张量测量是昂贵的，有时较好的做法是增加测网密度而用较便宜的标量或矢量测量（Vchida等，1987）。我们发现，即使是在复杂的地区，高密度的标量或矢量数据确定的构造与低密度张量结果相近。除了具有强烈的局部非各向同性地区例外，在这些地区用全张量解出的阻抗可能要好些。

在本节后面要讨论到的一个重要考虑，那就是张量CSAMT只能用于能够对不同的源进行测量的地区，这就使得张量CSAMT比张量MT受到更多的限制。

如图3.2a和图3.2b所示，张量CSAMT能够用分开的或重叠的场源中的任何一种排列。分开的场源排列提供两个不同的且相距很远的极化，它与天然场测量中的“均匀场源”相似。但遗憾的是，这种需要两个不同场源的装置，对野外工作是不利的。如果两个场源所在地区的地质情况相差很大，则会产生额外的混乱，这种混乱将引起在本书后面所讨论的场源附加效应。重叠场源的排列具有高效率的野外生产，因为发送机不需要移动就能向两个供电点供电。此外，如果场源是重迭的，场源附加效应的差别可能更小。虽然分离场源的特色与重迭场源是折衷的，如果正确地设计测量，则一般不会发生问题。

如果已知地质走向，则张量场源以平行或垂直地质走向为宜。这样，可以直接提供TE和TM方式的信息而简化解释。在不知其走向的地方，只好取任意的方向。同时，如后面所示的那样，还应当考虑改变场源方向时信号强度的变化。

当大体的走向已知，而追索相对于走向的偏离，则有时可以使用“部分张量”CSAMT（图3.1c）。如果是以密的测网进行测深，对Hz的测量也可以间隔地进行。由于矢量测量提供了和部分张量几乎相同的信息，而成本较低，我们觉得一般说来“部分张量”并没有什么好处。

矢量CSAMT

矢量CSAMT规定利用单一个场源来测量4个或5个分量（E_x、E_y、H_x、H_y，有时加测H_z）。就这样，矢量CSAMT数据提供了关于地下二维或三维构造的信息，但比张量测量的信息少。由于少收集和处理50%的数据，矢量测量比张量测量便宜。矢量CSAMT在非各向同性不强的地区确定复杂地质构造是有用的，出于经济的考虑，在二维地区常常宁可做矢量而不做张量CSAMT。

标量CSAMT

标量CSAMT规定利用一个场源测量两个分量（E_x和H_y或者E_y和H_x），标量测量对于一维的层状条件或者走向已知的二维条件是足够了，在更复杂的条件下，它也许够，也许不够，取决于数据的密度。在复杂地质条件下采用单一测线的标量CSAMT是非常冒险的。例如，当偶极方向恰好垂直于断层（TM方式）时，用标量数据可以很容易地确定线性的陡倾斜断层；可是如果偶极平行走向（TE方式），断层的解释和定位就很困难。因此，在二维和三维地区做标量测量通常都用密的测网，密的测网能部分地克服缺少多分量数据（象矢量和张量数据中）的缺陷。主要的例外是区域性非各向同性很强的地方，在这种情况下张量或者矢量数据也许好些。标量CSAMT测量的主要吸引力在于它的成本相当低，这就是为什么至今取得的CSAMT资料绝大部分是标量结果。

CSAET

最简单的CSAMT形式是可控源音频大地电流法（CSAET），它仅仅测量E_x或E_y而不去系统地测量磁场，偶尔测一下磁场是为了把电场的测量值转换为近似的卡尼亚电阻率。采用CSAET通常得不到有意义的相位资料。这种方法用在发射偶极中垂线±15°的扇形区域内测量，在磁场完全均匀，地质情况不复杂的层状地区用来普查填图是令人满意的。然而当这些假设条件不成立时则会引起麻烦。例如，获得CSAET的一个常用方法是7道仪器来测量连续6个点的电场和一个点的磁场，通常磁场测点在排列的中点。然而，这种系统常常是以

降低数据的可解释性为代价来换取经济上的合算。图3.3是地堑断层的上升和下降断块上的两个一维模拟结果，图3.3a表明，位于下降断块上的6号点的磁场较4号点的高，这个较大

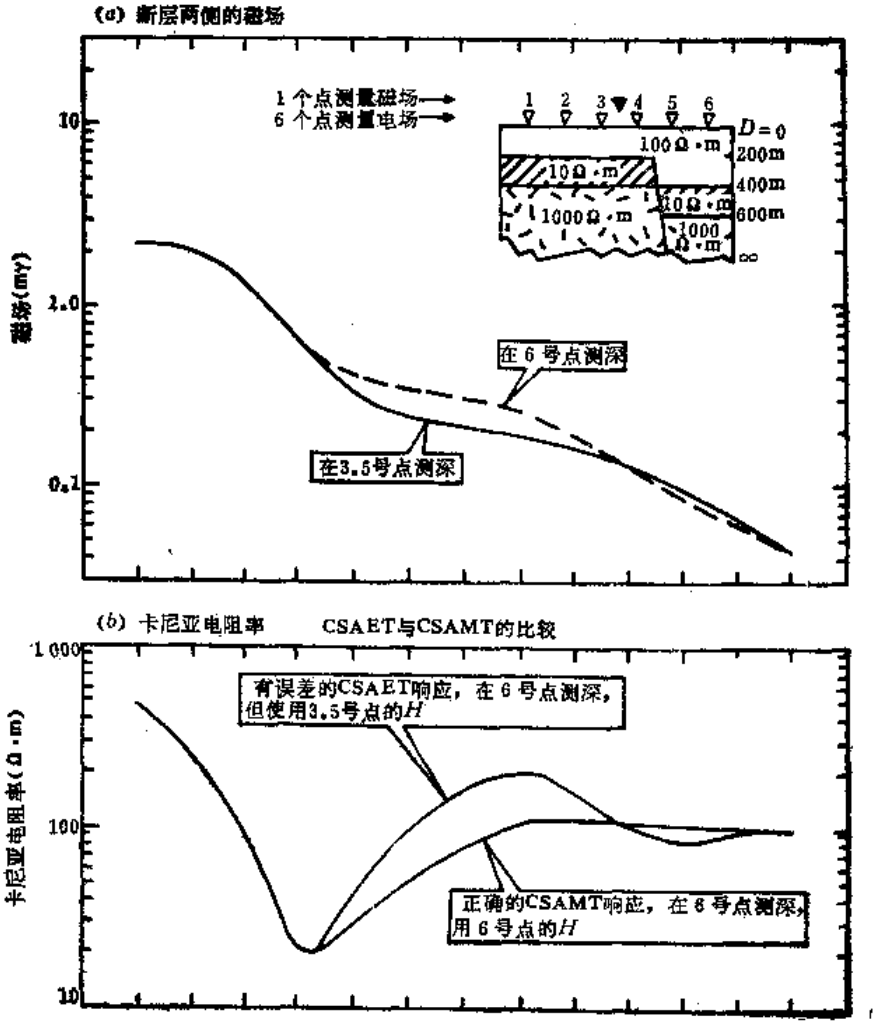


图3.3 CSAET引起的视电阻率误差

a) 在6偶极CSAET排列中，在两个测点上的磁场测量值

b) 6号测深点CSAMT（E、H均在6号点测）和CSAET（E在6号测而H在排列中心即3.5号点测）的比较，注意因磁场H采样不足引起大的解释误差。

的差平方后计算卡尼亚电阻率可以引起大的电阻率误差。例如，图3.3b显示在6号点测到的CSAMT和CSAET的响应。CSAMT响应正确地描绘了高/低/高的地质断面，但是在这同一个点，用在CSAET排列中点所得较低的磁场值来归一化，则得出错误的结果。层序好像是高/低/高/低/高，其最大误差几乎达到100%。CSAET资料在冲积盖层下“生”出了一层假高阻层。反过来，错误地选择磁场测点，其结果也可能使真实的层“消失”。这个例子遇到的还是较为简单的地质条件，如果地质条件更加复杂，可能使结果更坏。

总之，我们不推荐使用CSAET，除非是在极简单的地质环境中普查。由于许多野外课题是在较复杂的地质条件下，CSAET在大多数情况下用处是有限的。然而CSAET可以成功地作为异常定位，然后接着进行全CSAMT测量。

3.6 最佳观测方案

进行标量或部分张量测量时，必须选择测量的排列方式。从理论上讲，在均匀大地上，对于给定的一个x方向的场源，测E_y/H_x可能稍微优越一点。因为在距离场源三倍趋肤深度以内，测量仍可认为是在远区，“旁侧”E_x/H_y测量至少需要在4倍趋肤深度以外，而“轴向”E_x/H_y测量时，可测扇形区和信号强度都较小，故要求5倍趋肤深度的距离。

在野外实际工作中，通常都是用旁侧排列来测E_x/H_y。因为这样做信号强度大，生产效率高。例如，E_x偶极与测线方向相同。就不需要在每个测点逐点改变布线方向来观测。而E_y/H_x就没有这个优点，除非把测线沿y方向布置。但是测线沿y方向时，随着测线离开场源信号变得更弱，而当测线靠近场源时，又进入了近场区带。因此，通常宁可选择旁侧E_x/H_y测量。当测深是以小于场源——测深距（发收距）的网格进行，或者是当场地的占有或其它因素使得沿场源中垂线不可能得到观测数据时利用E_y/H_x则有优越性。除非特殊的野外条件需要或是正交偶极张量测量的需要，几乎从来不用轴向E_x/H_y资料。

面积性测量时覆盖范围的问题

在CSAMT测量中，有限场源的使用对在平面上可以允许采集数据的范围提出了一些限制。确定允许的勘探范围的因素有三个：1）最小场源——测深距r_{min}，它受到进入近区带的限制；2）最大场源——测深距r_{max}，它受到最小可探测信号的限制；3）信号强度与ϕ角的依赖关系。

场源和测深点之间的最小距离r_{min}是以趋肤深度为标准来确定的。理想的情况是r尽可能小，同时对使用的所有频率而言仍然保持在远区。对于x方向的场源而言，r_{min}受到以下的限制

旁侧排列的E_x/H_y测量	$r_{min}>4\delta$
轴向排列的E_x/H_y测量	$r_{min}>5\delta$
E_y/H_y测量	$r_{min}>3\delta$

如果允许在过渡区进行观测，则这些限制对于所有的方式都可以放宽到

$$r_{min}>0.5\delta$$

在普查设计中，人们应当得到测区内地下电阻率特征的最好估计值，这个估计值是由野外踏勘样品电阻率测量值、测井的电阻率值、或者该区以往一般经验值来确定的。已知普查所要达到的穿透深度，则所要求的最低频率可由从（1.42）式改写的公式计算出来：

$$f_1=\left(\frac{356}{D}\right)^2\cdot\rho \tag{3.1}$$

式中ρ为研究的区域内预期的平均电阻率值。然后可以选择适合于普查r_{min}条件，从而给出最小场源测深距，图3.4为确定这个距离的一个简便的曲线图。

最大距离r_{max}受到离开场源时信号按$1/r^3$衰减的限制，由（1.77）式，对于旁侧排列测量，且$r\gg dL$，我们有：

$$r_{max}=\left(\frac{IL\rho\sin\phi}{\pi E_{min}}\right)^{1/3} \tag{3.2}$$

式中E_{min}为在给定噪声条件下可探测到的最小电场强度。例如，考虑地下电阻率为10 Ω·m，

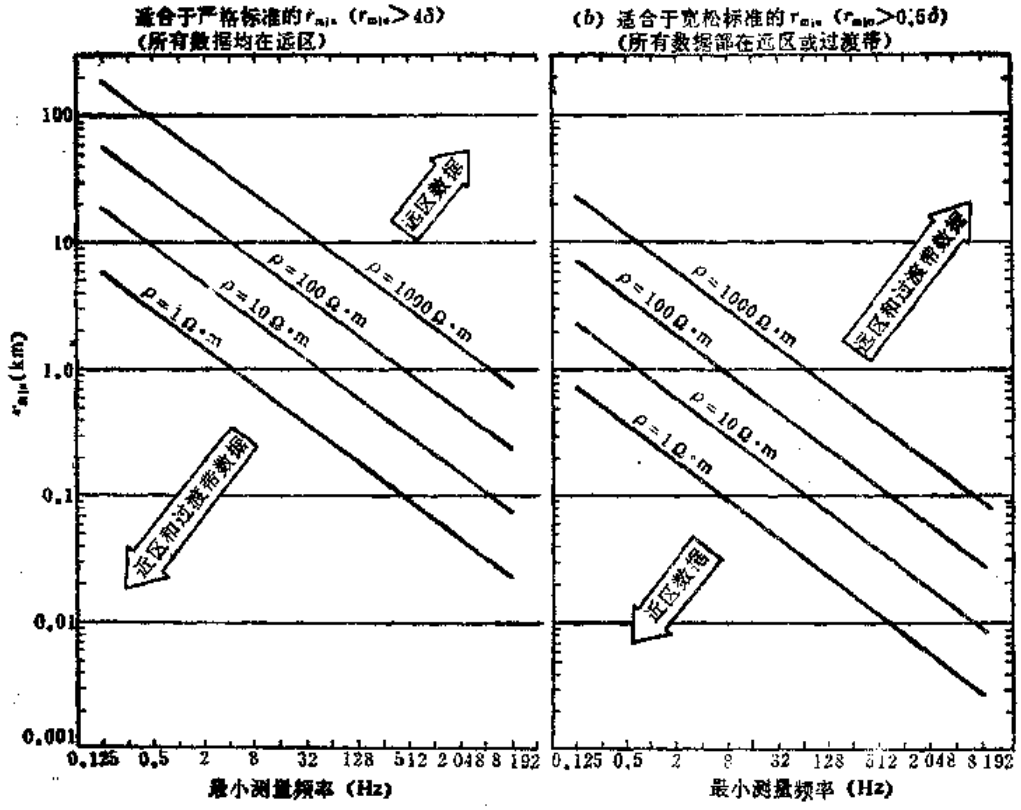


图3.4 确定最小发—收距（场源—测深距）的列线图

a) 适合远区的r_{min}　　b) 适合远区和过渡带的r_{min}

注意：这些曲线是仅当没有场源附加效应时得到的结果

场源参数为$I=30A$，长度$L=2km$，旁侧E_x/H_y测量($\phi=90°$)，外界随机噪声水平为10μv，大多数数字式CSAMT系统在信噪比高达1:100的单纯随机噪声条件下能够成功地进行叠加和平均。因此，当$E_{min}=0.1\mu v$(10μv的1/100)，我们得到$r_{max}=12.4km$，这个距离随电阻率增高和噪声水平降低而增大，但在相反的条件下则减小。

我们注意到，观测系统本身的分辨率施加给E_{min}的一个实际的限制：

$$E_{min}>\frac{V}{2^{(N+M-R-1)}} \tag{3.3}$$

式中V为以伏特为单位的模数转换器最大输入信号；N为以二进制表示的A/D分辨率；M为用二进制表达的接收机增益系数的数字；R为二进制表示的所要求的信号分辨率。例如，5伏输入信号输入到16位A/D($N=16$)，最大有效增益为4096($M=12$)，最小分辨率至少为二进制的1($R=1$)，则最小可探测信号为0.075μv。但是文化噪声和其它噪声的存在可能限制了最大增益M，所以我们常常发现$E_{min}>0.5\mu v$是更为实际的极限。

平面覆盖范围的第三个控制因素是偏离场源中垂线的方位角的最大值和最小值。这个问题可以通过研究图(1.4)到(1.6)的曲线来确定。通常，避免在信号电平低的“零带”进行测量，这就定出一个可以进行测量的特殊的“扇形”。

图3.5概括了标量CSAMT主要平面覆盖范围的界限。所示的类型将随地下的和计算的参数不同而变化。例如，我们已经注意到，在大多数普查中有足够的2—D和3—D电流分布，

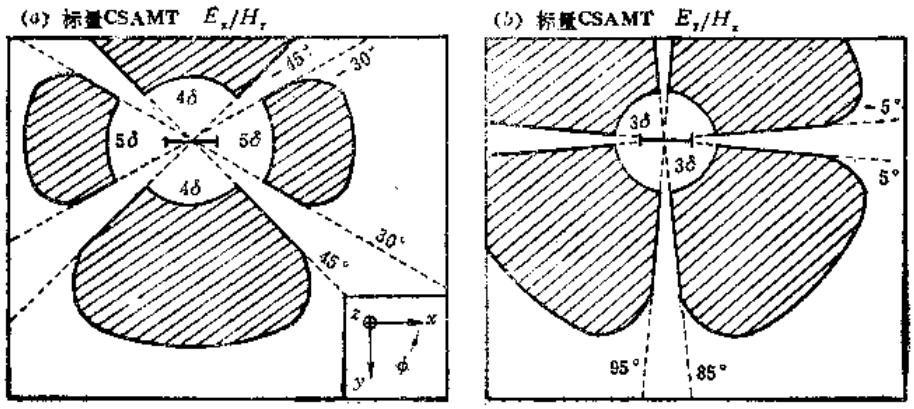


图3.5 标量CSAMT排列可以进行测量的分带

可测量的区带在每次测量中是不同的，依大地电阻率、电流、仪器的性能以及排列的几何尺寸。该图是对均匀大地的，在2D、3D环境下可测量区带常常要宽一些。

于是就不存在任何有效的“零带”。

图3.5a为关于E_x/H_y标量测量的数据获得区，图3.5b为E_y/H_x标量测量的相应的区，这些可以进行测量的区是宽广的，并且有很大的伸缩性。可是，在同时观测E_x/H_y和E_y/H_x或者使用一个以上场源的情况下，可以进行测量的重迭的区域对均匀半空间而言就变得很窄了。

3.7 勘探深度

正如在(1.41)，(1.42)式中所看到的，勘探深度与大地电阻率和信号频率有关。从理论上讲，给定某一地区的大地电阻率，便可确定达到给定的地质目标所要求的穿透深度所需的频率范围。(3.1)式给出了对于一定的穿透深度D所需要的最低频率f_L。图(1.1)提供了为此目的而绘制的一组很有用的曲线，通常，要求向下“测深”到比“靶频”还低的几个频率，以确保合适的探测深度。

同时，(1.42)式指出，穿透数十公里是可能的，实际上并非如此。如前所述，场源本身的距离有限带来了一些附加的限制，在许多情况下，测量所用的最低频率受到必须保持在近区以外的条件所限制，这个“截止频率”与受噪声水平制约的最大场源测深距r_{max}有关：

$$f_L = 4.0\frac{\rho}{r_{max}^2} \quad \text{（适于远区数据）} \tag{3.4}$$

$$f_L = 0.06\frac{\rho}{r_{max}^2} \quad \text{（适于远区或过渡带数据）} \tag{3.5}$$

这些关系式中包含了一些假定（最弱信噪比为1:100，接收增益并不受文化噪声的严格限制，等等），但是我们相信，这些关系式至少对于表明下面一点是有用的：即在CSAMT勘探中，方程式(1.42)并不能盲目地乱用。

图3.6表示了“截止频率”给予穿透深度一些预料到的限制，这个限制是以一些假设包括观测条件和仪器设备的改变为基础的。要注意，在噪声环境下（此时要求较高的E_{min}）以及在勘探工作者仅要求远区资料的情况下穿透深度受到最强的限制。

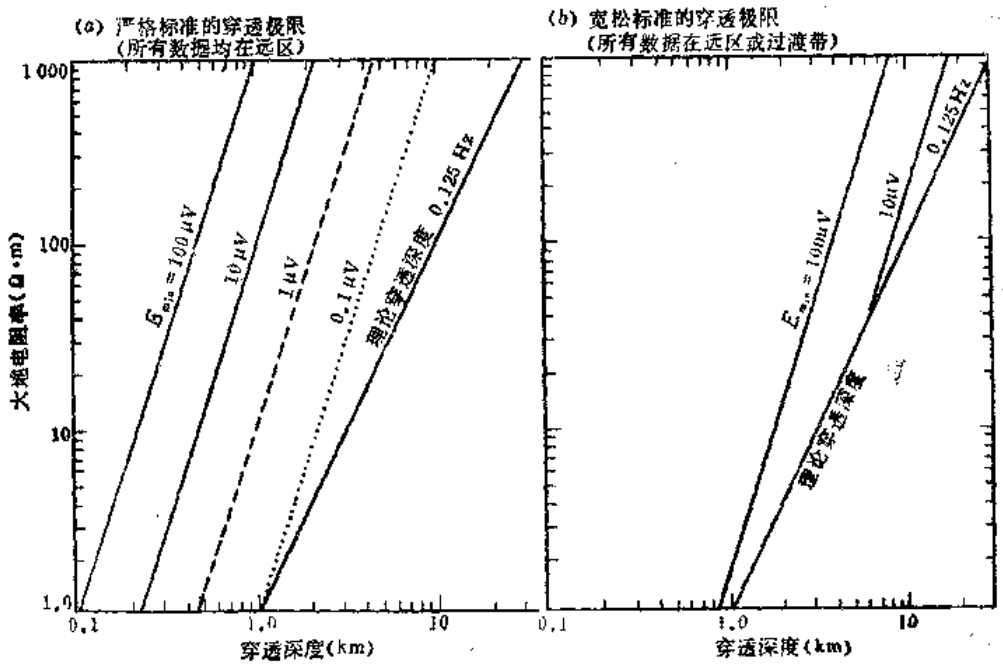


图3.6 CSAMT穿透深度的限制

其假设条件在正文中已说明，取决于测量系统和噪声条件这些曲线可能变化很大

作为一个粗略的标准，通过实践我们发现，对于穿透2～3km 的 要 求，CSAMT 是一种最有用的方法。某些环境下勘探深度还可以大一些，特别是允许利用过渡带数据时。但是对CSAMT而言，2～3km 是一个很可靠的数字。

要注意，CSAMT也有一个最浅勘探深度的限制。取决于地表浅部电阻率，顶部为 10m 左右，对CSAMT而言，是太浅了。这种非常浅的目标是高频，轻便的 EM 法的工作领域。

3.8 分辨能力问题

对于地下地质构造的垂向分辨力取决于地质体的横向尺寸、厚度、埋深以及与围岩的电阻率差异，导电层比电阻层容易分辨。一个粗略的经验是，如果层的厚度埋深比大于层的电阻率与围岩电阻率之比的平方根的 0.2 倍，导电层就可以分辨出来。如果电阻层的厚度埋深比为0.2，与围岩电阻率之比为10：1 或更大，则电阻层可以分辨出来。象基底这样埋藏的厚层比中间层要好分辨些。2-D和3-D物体比起相同埋深的层状体来往往更难分辨，为了正 确地确定2-D和3-D构造，TE和TM两种方式（平行和垂直构造）的数据有时都需 要。第 4 章给出了关于不同类型构造的分辨力的进一步的资料。

水平或横向的分辨主要与电场偶极的尺寸有关。根据一般规律，TM方式的横向分 辨力粗略等于偶极的大小，虽然更小的目标也是可以探测的，但要分辨它们的位置仍然取决于电场偶极的大小。因此，有效的普查设计要求选择偶极的尺寸与所预期的最小目标的尺寸并且与在确定有意义构造的边界时所要求的分辨程度相适合。CSAMT的最小分辨力只受 实际偶极的最小尺寸的限制，最小可达几米。

要知道，深部的横向分辨力是信号波长和排列尺寸的函数。在低频时，由于长波信号勘

查区域的扩大，分辨能力就降低了。

3.9 数据密度的问题

数据密度的问题与垂直和水平两个方向探测的分辨力都有关系。要合理地确定勘探目标就必需要有足够的数据密度，但是在充分确定目标和经济的限制二者之间总是有一个权衡选择。

垂直密度一般取决于典型的现代化数字仪器的频率范围（1,2,4,8…Hz等）。虽然按线性深度，低频时数据间隔比高频时稀得多，但是必需记住低频时分辨力也更低，这就使得在低频时过高的数据密度显得有点多余了。通过增加频率个数或者采用类似于复电阻率法中使用的谱波分解技术（Zonge和Wynn 1975；Zonge和Hughes 1981），有可能改善分辨能力。可是，后一方法的主要优点是在于加快速度，而不是数据密度。

水平或横向密度受地质需要和经济制约二者之间的权衡选择的影响特别明显，普查应当这样来设计，使得至少在要勘查的构造和背景地段上方都有足够的数据。在有意义的地区做一条测线，一般的规则是有意义构造上的数据要各占50%，测线两端背景则各占25%，以求得响应的背景值。

基本数据应当足以全面确定异常的细节。一般，细节的确定是通过选择偶极的尺寸小于最小要分辨的细节来实现的。数据密度应当使得真实的地质效应同各种假效应，包括文化的、地形的、阴影的，以及TE/TM方式的差别引起的假效应相区别。最后，要求测站的间隔是规则的，从而避免解释出现偏移。

3.10 地形影响问题

任何电场测量都会受到地形引起的电流密度变化的影响，CSAMT也不例外。山谷中电流密度升高，造成人为的高电阻率；山峰上电流密度降低，造成人为的低电阻率。这些影响在野外是不容易避免的，因此在敷设测线选择位置时应当考虑到这些影响，慎重从事。如果预计会有地形影响，那末测量人员应当获取足够的数据以区别地形和非地形引起的异常。正如第4章所指出的，地形影响可能强烈地影响解释过程，所以在地形图上标出所有测点是很重要的。

3.11 地质情况的考虑

在设计测量之先要仔细地研究地质走向。在有某种占优势的地质走向存在的地区，这一点尤其重要。不管是只做标量测量，还是需要做矢量或张量测量，地质情况都是决定性的因素。实现TE或TM方式测量所需要的方位也是由地质情况来确定的。正如所有其它接地的电法一样，必须小心避免场源和测深点接到同一个导电物体上。与文化设施相似，这样做将引起难以解释的电流通道效应。高导电的断层，含粘土或石墨高的陡倾斜岩层以及线性蚀变带都是必须认真对付的地质构造的例子。

回线与偶极源的比较

不论是接地偶极还是回线场源，在均匀大地中，其远区电阻率和相位是相同的，但信号强度则不相同，一般来说，回线的信号比尺寸相同的接地偶极的信号要弱一些，但是在个别情况下，要做到使一组电极有效工作并不容易。例如，在未复盖的（裸露的）玄武岩或者非常干燥的风化冲积层中，高的接地电阻大大限制了送入地下的电流的强度，就会碰到这种情况。这时用大的不接地回线做场源，可以完全避免接地电阻的问题，就会要优越一些。

为了确定究竟哪种场源发出的信号好一些，必须计算偶极和回线的场强之比。由(1.77)和(1.104) 式，可得电场强度比的计算公式

$$\frac{(E_\varphi)_D}{(E_\varphi)_L}=\frac{2I_D\mathrm{d}Lr\sin\phi}{3I_L\cdot S\cdot n} \tag{3.6}$$

由(1.80)和(1.105) 式，我们有磁场强度比的公式

$$\frac{(H_\varphi)_D}{(H_\varphi)_L}=\frac{2I_D\mathrm{d}Lr\sin\phi}{3I_L\cdot S\cdot n} \tag{3.7}$$

以上二式中，$(E_\varphi)_D$为偶极的场强，$(H_\varphi)_L$为回线的场强，I_D为偶极中的电流，I_L为线圈中的电流，L为偶极源的长度，S为回线源的面积，n为回线的匝数。在直接垂直于偶极源中垂线测量的情况下，$\phi=90°$，($\phi'=0°$)，而 $E_\phi=E_x$。在偶极和回线的尺寸比 r 小很多的情况下，如果满足以下条件：

$$\frac{I_D}{I_L}=\frac{3Sn}{2Lr} \tag{3.8}$$

则偶极和回线的电场和磁场均相等。

假定为单匝线圈 ($n=1$)，并假定场源几何比S/L (单位为m) 具有合理的范围，对于不同的距离r和电流比I_D/I_L，将方程式(3.8)的关系绘图示于图3.7。该图在野外的实际用法如下：假设某野外组承担了在100 Ω·m的地上进行标量测量，而且委托人希望 测 到 4Hz 的数据，最小场源测深距为4δ，此时等于10.2km，当作为接地偶极来敷设 电 极时，尽管努力改善电极质量，在野外还是遇到高达250 Ω的接地电阻，其发送机最大输出电压限制在1000V，根据欧姆定律，允许最大输出到偶极的电流为1000/250 = 4A。已知同一发送机能输 给 回线40A，野外负责人希望知道，回线源能否提供更大的信号。

由所使用的导线长度，比方说2000m，既可以用2000m的偶极，又可以用500 × 500m 的单匝线框，它们固有的Sn/L值为125m，由图3.7可以看到 $I_D/I_L=0.1$，$r=10.2$km 的 点位于$Sn/L=125$m线的右边，说明使用偶极较好。如果$I_D/I_L=0.02$，或者$I_L=200$A，线 圈的效果才会更好。因为要达到这样大的电流是不可能的，人们只好增加导线制作更大回线或者简单地就以供 4 A的偶极为满足算了。在作出这种选择时，野外组负责人必须考虑测出数据所需要的最小信号，敷设回线需要的附加时间，场地是否允许，可供使用的导线长度等等。

根据一般经验，在大多数实际的野外条件下，偶极源输出的信号优于回线源，除非电极接地电阻超过500～1000 Ω·m。此外，偶极还可以控制场的方向。所以在 CSAMT 或者长距离的TEM勘探中很少用到回线源。

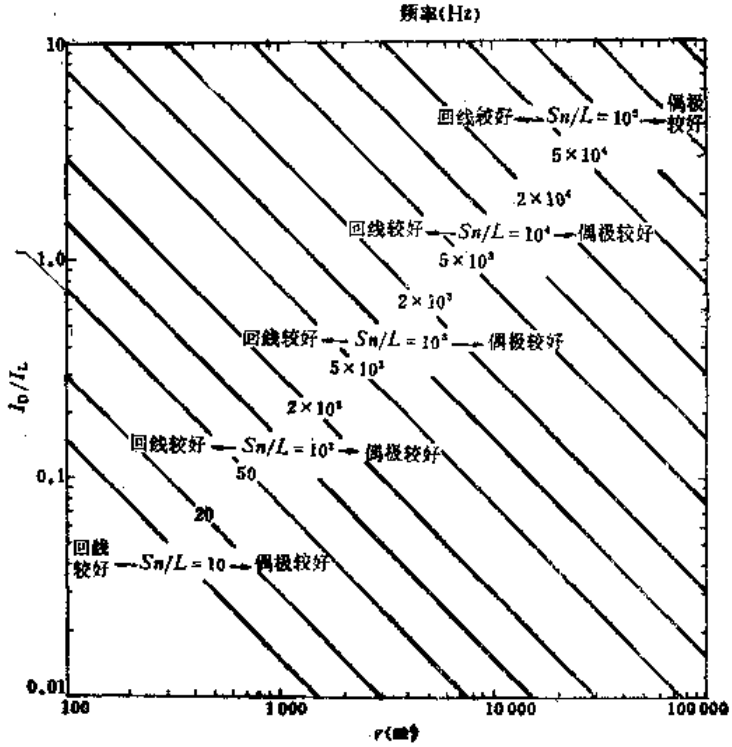


图3.7 等电场强度的偶极与回线源关系曲线

可以作为确定什么时候回线源优于偶极的辅助工具，使用该曲线的步骤见正文解释。

3.12 导线的阻抗

常规的传输导线（例如14号线）的自感近于2.6mH/km，利用电抗公式

$$X_L = 2\pi f L \tag{3.9}$$

式中L为导线的总感抗，我们可以看到，在回线或偶极中使用的导线，其高频时的交流电阻或感抗，具有比其直流电阻大很多的阻抗值。例如，在4kHz时由于自感其交流电阻将达到65Ω/km，这就限制了在高频时所用电流的大小。

我们来计算导线电阻和电抗对回线或偶极源中电流限制的影响，算法如下。对于回线，其有效电阻为：

$$R_{EL} = \sqrt{[(R_W \cdot L_W)^2 + (X_L \cdot L_W)^2]} \tag{3.10}$$

式中R_W为单位长度的导线电阻；

X_L为单位长度的导线电抗；

L_W为导线长度。

对于偶极，有效电阻为

$$R_{ED} = \sqrt{[(R_W \cdot L_W + R_G)^2 + (X_L \cdot L_W)^2]} \tag{3.11}$$

式中R_G为电极组的总接地电阻，单位为欧姆。

为了说明这个问题的严重性，我们用具体数字算一下。对于总接地电阻为25Ω、总导线电阻为16Ω(8Ω/km)的2000m长的偶极，发送电压为1000V的发送机，在1Hz（没有明显的

导线电感效应）时输入地下的最大电流为24A。（1000V/41 Ω = 24A）可是，在 4 kHz 时 导线电抗为130 Ω，故由(3.11)式算得总阻抗为134 Ω，它使1000V时的电流限制在7.5安培。

为了减轻这种效应，可敷设两条彼此平行，分开约 1 m，并联的传输导线，并联的效果使高频时可用的电流加倍，这就使在 4 kHz时电流增大到15A。随着大功率EM 方法被推向愈来愈高的频率工作，敷设平行传输导线将成为经常使用的方法。

3.13 勘探的经济问题

CSAMT勘探是否经济取决于许多因素，包括接收机类型、频率范围、地下电 阻率的大小，周围的噪声水平，测量工作的费用比等等。典型的CSAMT勘探使用的频率范 围为 1 ～ 8192Hz。在中等电阻率的地区，测完这一频段的标量测深需要30min钟到 1 h 。矢 量 和 张量测量每个测深点要 1 ～ 2 h，取决于专门的后勤支援。相比之下，MT平均每天 1 ～ 2 个点（别忘了MT达到的穿透深度大得多）。与地震反射波法相比，标量CSAMT每 公 里分布有 5 个测站，按目前价格算，标量CSAMT成本平均是地震法的1/3～1/5。

3.14 什么时候使用CSAMT

各种地球物理方法都有其优点和缺点，CSAMT也不例外。因此，要慎重考虑CSAMT使用得是否适当的问题。

目前，CSAMT的穿透深度限制在大约10m到 3 km 的范围，取决于地下电阻率和前文提到的其它一些因素。超越这个限度并勉强使用CSAMT不是一种好主张。通常更浅的 问题用高频浅部EM系统更好些，更深的问题则最好用MT法。

在10m到 3 km 的深度范围内，必须把CSAMT法同天然源AMT法，偏 离 (offset)TEM法，框内(in—loop)TEM法，直流电阻率测深等加以比较，以便选择适合野外具 体目标的最佳方法。根据我们的经验，在作出这种选择时下面的意见是有益的。

首先，要考虑是否要求了解大地的极化数据，如果要，激发极化法就是最好的选择，因为从EM测深资料中提取极化信息现在还不成熟。但是，如果主要感兴趣的参数 是大地电阻率，那末别的一些要求，诸如数据质量、分辨力、效率等等都必需考虑到。

CSAMT通常获得数据更快，并且获得的数据质量大大优于AMT或MT。特别是 在高文化噪声的环境中，强大的人工信号常常使CSAMT比天然场源法要优 越得多。例外的情况是当需要进行远区CSAMT测量时，此时信号减弱低到微伏级的范围，在此情 况下天然源测量也许更好些。频率域滤波与时间域EM法相比，常常能提供更好 的 信噪比。因此，CSAMT法在严重的文化噪声或其它噪声区域常常比TEM更受人欢迎。

EM测深法的优点是具有明显的分辨力，特别是对于较深的目标。CSAMT、AMT以 及MT的横向分辨力是频率和偶极大小的函数。为了探明近地表的地质体，偶 极尺寸可以小到只有几米。TEM具有类似的优点。EM方法提供了基于时间或频率的垂向测深，它使参加到某一特定测深的平面范围限制在最小。但是几何测深方法，例如施伦贝尔格（对称四称）温纳（等距对称四极）装置，偶极—偶极装置等的直流电阻率测量，必须增大排列的尺寸，才能得到较大的穿透深度，这就引起测量时参加平均的 地 下 空间更大。所以与EM测深 法相

比，这些方法具有的分辨力较小。

当给定为层状大地并且有足够的采样密度时，EM方法和直流电阻率法之间垂向分辨力的差别并不大，在此条件下它们估算深度能力的差别也不大。

由于加大了排列尺寸，地表地质的改变可能影响到直流电阻率法的解释能力。但是较小的EM测深排列能够克服这个问题。

在测量电场的系统中，静态效应是一个明显的问题，因此，在已知存在静态效应的地方TEM不失为一种良好的方法。AMT、CSAMT和MT数据必须做静态校正，而校正的方法并不总是简明的。

当场源下的地质情况和测深点下的地质情况不同时，源效应有时对可控源测量干扰很大。在设计测量时对此必须格外小心。

后勤的效率（从而成本）是一个至关重要的问题。CSAMT对于范围不大的网格状测量其后勤是很有效的；但是对于很长的横贯大区域的测线由于需要多次移动发送机，效率就变低了。在后一情况下，天然源法和TEM法也许更有用一些。但是用一或两个CSAMT源便可以进行大多数的地球物理研究。在平坦的开阔地区，共回线TEM系统移动得比CSAMT快得多。但是在更加崎岖的和植被发育的地区，CSAMT就变得更有效。得指出在500～3000m深度范围内，所有的EM测深方法都比直流电阻率法更有效。

就采集数据而论，CSAMT的仪器比起目前的MT仪器来要轻便得多，也并不复杂，它大约象AMT和TEM仪器一样的轻便。就同样的频段和数据质量而言，CSAMT的叠加时间明显地比AMT快。与TEM系统相比较，CSAMT在噪声环境下叠加时间更快一些，因为在频率域噪声抑制得更好些。与此相反，事实上，由于叠加了长的瞬变过程，TEM采集数据效率更高，而CSAMT采集数据一次只一个频率。

总之，EM测深常常具有比直流电阻率优越得多的许多优点。但是选用EM法受到许多现场特有的因素的限制。我们也发现，人的偏见常常也会带入到公式中，由于我们掌握了充分的电子技术，在测量设计中我们提倡灵活性，以便最好地探测到预定的目标，设计有时包括CSAMT，有时不包括。

也有一些项目得益于使用多种方法，例如，当需要由浅到深的不同信息时，AMT/CSAMT和MT可以很好地结合起来。当静态效应成问题时，TEM是一种同MT相配合的很好方法，CSAMT或TEM以及直流电阻率很好地配合有助于分辨电导率厚度积（纵向电导）。

第四章　远区数据解释

4.1　CSAMT数据的类型

CSAMT有四种基本野外观测参量：(1) 电场振幅；(2) 电场相位；(3) 磁场振幅以及(4) 磁场相位。它们可作为标量、矢量或者张量观测。视电阻率和相位差可以从上述参量中直接计算出来。图4.1表示了在均匀介质中和层状介质中上述参量的特性。

电场振幅（E，MKS单位制为v/m，或CGS单位制为mv/km）是通过一对接地电极观测电位差获得的。为了便于解释，所有数据均用电流归一化。电场数据作为一个独立参量进行分析以便确定噪声源或特殊响应和判断近区影响的袭入。由于小的二维和三维物体的边缘效应，电场E将受到不利的静态畸变影响，它还受到场源附加效应和电极接地电阻(ECR)的影响。

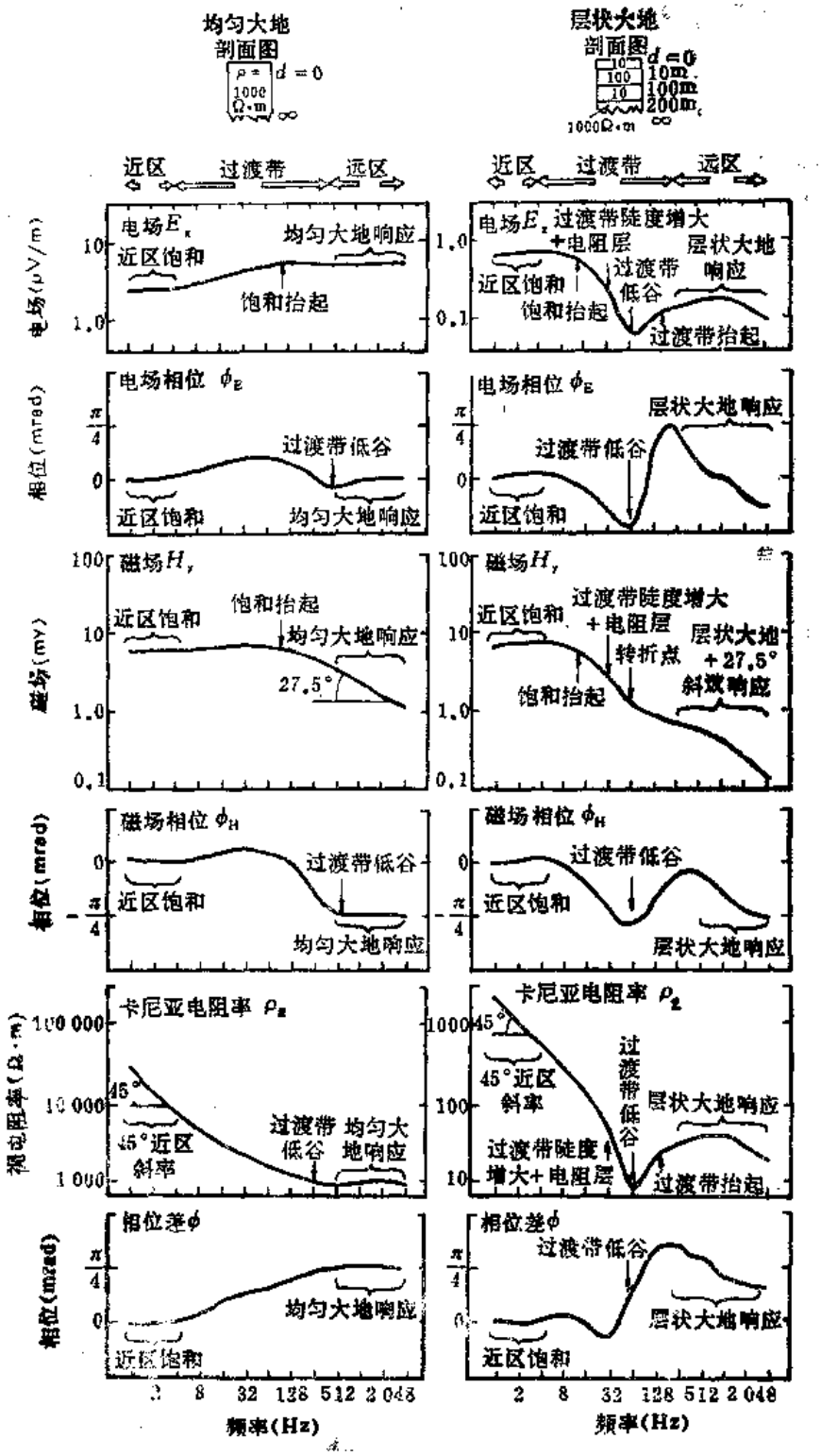
电场相位（ϕ_E，单位毫弧度，mrad）是指所测电场信号与发送信号之间的相位滞后。在非极化均匀大地的情况下，除了过渡带外，$\phi_E=0$；在过渡带，E曲线出现斜率变化。在非均匀大地情况下，由于电阻率差异引起的斜率变化，使得电场相位通常不为零。正常情况下，电场相位不作为一个独立的解释参量，但是由于电场相位包含了大地极化的一小部分，将来可能会证实它是更加有特点的。

磁场振幅（H，MKS单位制为A/m或CGS单位制为mγ，$1\gamma=10^{-2}/4\pi$ A/m $=1n$T）是从一个高增益天线中测量电压获得的。它是用电流和线圈的特性参数归一化。磁场受场源效应的影响，但不受静态效应的影响。因此，反演磁场H有时对于得到不受静态效应影响的电阻率数据非常有用。然而必须记住，由于水平磁场对电阻率的差异没有电场那末敏感。因此，磁场反演用于厚层介质或大的二维或三维构造。垂直磁场对横向构造较敏感。与电场一样，磁场可以用来判断近区效应的袭入。

如图4.1所示，均匀大地情况下，磁场曲线在远区的斜率角是27.5°，在近区达饱和值。根据(1.79)式，远区磁场曲线斜率是由于H与频率的平方根有关。利用绘制于透明纸上的27.5°平行线簇解释是很方便的，当频率降低时，偏差在线簇之上，表明岩层电阻率从高到低过渡。若偏差低于线簇，则表示是从高电阻率过渡到低电阻率。

磁场相位（ϕ_H，单位为mrad）是指观测到的磁场信号相对于发送信号的相位滞后。在均匀大地情况下，ϕ_H在远区为$-\pi/4$，而在近区为零。在过渡带则介于两者之间。在非均匀大地情况下，由于磁场曲线斜率的变化，使相位特性变得较为复杂。在解释中，ϕ_H常常不作为独立参数使用。

视电阻率（ρ_a，单位Ω·m）是在CSAMT工作中最常用的参数。有好几种方法可以用来计算ρ_a，但最简单最常用的是卡尼亚公式(1.88)，就象在MT法中一样。但要注意卡尼亚公式只适用于远区或者平面波区域。在过渡带或近区，卡尼亚公式是无效的，它得到的是不真实的电阻率值。电场和磁场在过渡带改变它们的特征。在近区，磁场不再是频率的函数。使



4.1 均匀大地与层状大地上的CSAMT测深曲线

得在过渡带卡尼亚电阻率呈现凹形，在近区呈45°的直线（图4.1）。严格说来，这种反常的行为是由于在远区以外利用不适当的公式计算电阻率造成的人为结果。为了准确地计算近区和过渡带的视电阻率值，必须知道接收—发射位置的几何尺寸。

相位差（ϕ，单位为 mrad）是阻抗的相位，它是计算电场相位和磁场相位之差而获得的。如图 4.1 所示，在均匀大地上，在远区相位差的值为$\pi/4$ rad（785 mrad），在近区为零。相位差与电阻率对数的斜率成正比$\left[\text{据 Bostick 1977, } \phi=\frac{\pi}{4}\left(1+\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \omega}\right)\right]$，高于$\pi/4$的值反映了上层电阻率高于下层电阻率；低于$\pi/4$的值反映了上层电阻率低于下层电阻率。

相位差是一个非常有用的参数，这是由于它正比于电阻率的导数，所以它对静态偏移效应不敏感，因此它可以用来判断这种效应是否存在并且有助于使用合适的校正方法。相位差参数在判断测深从一个带到另一个带的特性的变化时是很有用的。有助于对测区中发现的不同响应类型直观地进行分类，根据在一个给定频点测量的视电阻率和相位，数据解释者能够告诉你他所遇到的环境是高阻盖在低阻上（相位差大于$\pi/4$），抑或是低阻盖在高阻之上（相位差小于$\pi/4$）。在野外数据中常常观察到有相位差大于$\pi/2$或小于零的情况，这是由于：(1) 岩层的各向异性；或者(2) 由于二维体或三维体使电流聚集。

相位有助于识别噪声，也可以用来识别过渡带的位置，在拟剖面图上过渡带相位等值线表现为假的“层状”。象ϕ_E一样，如果提取极化信息的努力能够成功，在不久的将来相位差参数将会有更大的用处。

在不能得到高密度数据时，张量测量能够更好地解释二维和三维构造。所谓倾斜度（Tipper）是指水平磁场和垂直磁场的比，它可以用来表示局部不均匀体的存在及方向。在确定这些时，偏移率和椭圆率也是有帮助的，这在本章后部分还要作概要的叙述。

4.2 数据处理

现代化的数据处理系统具有极大的适应性。但是如果不是格外小心来了解处理过程和它固有的局限性，也可能导致混乱和错误的解释。处理过程能修改初始数据，因此必须仔细地理解和确认目前对解释者有效的处理选择的范围。

目前CSAMT野外系统收录的数据存储在固体存储器或磁带之中。在测量过程中，在方便的地方，通常是晚上在基地，将数据传输到微机以便处理。

数据处理分两步：预处理和解释处理。预处理包括检查数据的误差及噪声。为此要利用所有测得的E和H分量的振幅和相位，算得的视电阻率和相位差，以及数据分散情况，最好是标准偏差和偏离系数这样一套数据，使得处理者能追查任何问题，他有可能选择剔除那些明显的误差和异常的噪声，在这个过程中有帮助的信息是一套野外操作员记下来的原始数据，如发送机电流挡位的记录表，接收机增益预置的记录表等等。在此过程中，数据表和终端荧光屏上的图都是极有用的工具。

当数据达到可以接受的条件时，就开始进行解释处理，它包括将特定数据组画出常规图形以及通过诸如归一化、静态改正、滤波和导数计算来增强某种影响。

通过相减、相除、或对等频率、等深度的平均值进行重合迭加，从一组数据消除其层状效应，重合迭加法能消除区域影响，和增强复杂层状介质中微弱的横向影响。

静态校正对于除去静态效应影响的电阻率数据的不规则现象是很有用的。所有现有的静态校正方法（除了使用独立的数据组的方法外）都在本质上存在一定的人为因素。因此数据处理者在进行校正时要格外谨慎小心。

有效的滤波使噪声或复杂的数据易于分辨，而这有助于评价数据组的总体趋向。如果滤波十分有效，可以使细微特征突出出来，这时二阶导数曲线十分有用，通常，在曲线形状的每一变化处，这些数据二阶导数表现出一种双叶状的（正的和负的）特征。导数数据的缺点是会加强原始数据中的任何噪声。

重新计算参数常常能增进对解释过程的了解。例如，从相位资料计算视电阻率可以得到不受静态影响的数据，并且对静态偏移问题是一个很好的检查。也可以从视电阻率数据计算相位资料，比较从视电阻率算得的相位与实测的相位差数据，有可能研究各向异性和激发极化的影响。

为了辨别在处理过程特别是在多步处理过程的真实性，把处理后的结果同原始电阻率和相位资料相比较是很重要的。如果处理后的数据中含有的基本信息在原始数据中（或许在一种较不增强的形式中）找不到的话，说明某些地方有问题。因为处理过程只应当是增强原始数据中所选定的趋势，而不是制造一种新趋势。

4.3 数据显示

通常用于CSAMT的三种数据显示方式是，（1）测深图，（2）拟断面图，（3）平面图。

测深图（图4.2a～4.2b）由振幅或相位数据构成，对解释很有用处，通常振幅的对数标绘在纵轴上，而频率的对数标绘在水平轴上（图4.2a）。相位数据用类似的方法标绘，但纵轴上以线性标度表示相位、对数振幅曲线也可以以频率的平方根为横坐标（有时称为线性深度，见图4.2b），或以计算的穿透深度为横坐标（图4.2c）。在CSAMT中一般习惯是绘成向右频率升高、而TEM和MT法则与此相反。为了与测深曲线很好地对应，测深曲线可以旋转90°并且依次标绘（图4.2d）但是必须注意将CSAMT视电阻率的总体平均效应与测井得到的实际电阻率相区别。

拟断面图（图4.2e～4.2g）在水平轴上按点号绘制而在垂直轴上表示递减的频率或递增的深度。拟断面图本质上是与图4.2d相似的垂直测深图，图中测深曲线已被数值和等值线所代替。这些图不是横断面，也不要把它看作是断面图，因为这些数据表示从地面到某个深度D的总体平均值。这种数据必须进行反演以得到真正的横截面。

在拟断面图中可以有几种可供选择的垂直比例尺。用均匀的对数频率作图是最容易看懂的（图4.2e），可是由于穿透深度与频率的平方根成正比，这种曲线人为地放大了高频段的间隔而缩小了低频段的间隔，并且这种放大和缩小则会人为地增加地面附近细微特性的影响。根据穿透深度与频率的平方根的关系来改画垂直轴比例尺可以解决这个问题(图4.2f)，这种图件对解释是更加有用的。然而，这种标绘只考虑了（1.42）式中频率参数与深度的关系，而忽视了电阻率对深度的影响。第三种标绘方法，用假深度绘制的拟断面图(图4.2g)，用计算出的深度为纵标，这就既考虑了电阻率又考虑了频率对穿透深度的影响。由于静态效应会影响对深度的估计，因此必须在经过静态改正以后才对数据进行这种计算。这种曲线只对远区的数据有效。必须特别注意，不能将这些曲线用于深度的严格解释，再者，在进行这之前，需要进行反演或模拟。

利用计算机模拟技术反算拟断面图上的数据获得的地电断面，如果能有某种独立的地质控制资料则会更好一些。横剖面用于表示地下岩石的主要电性界面，地质学家和地球物理学

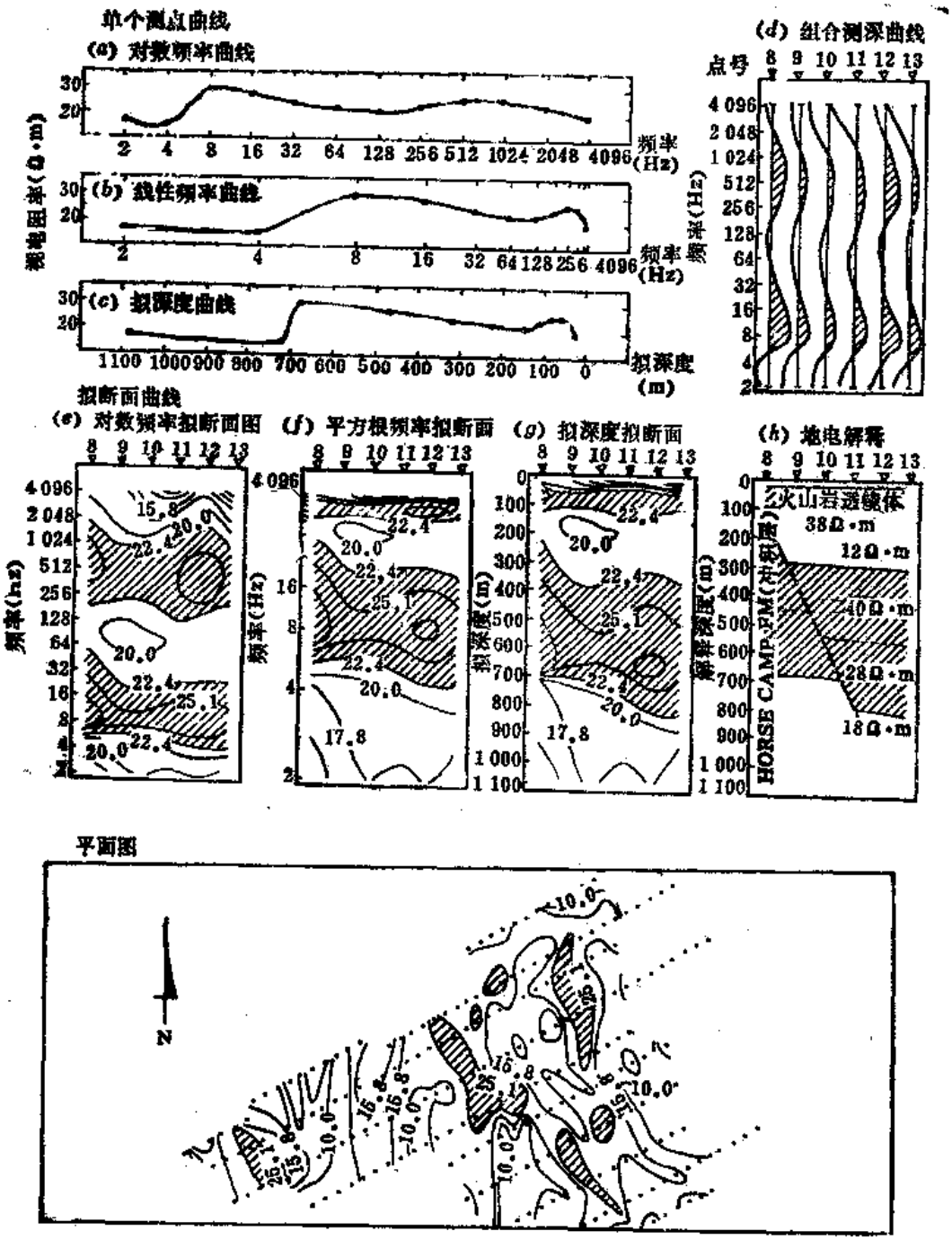


图4.2 实测和计算的一维模型CSAMT参数的特性，均匀大地与4层曲线的比较

家能在此基础上进一步研究这些电性的特征与实际地质特征的关系。

在以网格进行测量的地方，可以绘制数据平面图（图4.2i），一般地，每个点绘一个给定的频率或给定的深度的幅值或相位。这种图件可以是二维的平面等值线图或者由计算机制出的三维透视图。

上述数据等值线的注意事项如下，幅值曲线只有正值，通常以对数间隔勾绘等值线，以便能包括大地中测到的很大的视电阻率变化范围。我们常常用的等值线间隔为每十倍分为十个间隔，序列为10.0，12.6，15.8，20.0，25.1，31.6，39.8，50.1，63.1，79.4，100.0

等等。等值线的间隔根据所要求的等值线密度而改变。既有正值又有负值的数据（如相位差）一般用线性间隔勾绘等值线。画上阴影或涂上颜色可用来突出一定的特征。

在拟断面图和数据平面图中用一定的符号来表示地物或其它特征，图 4.3 列举了这些符号。

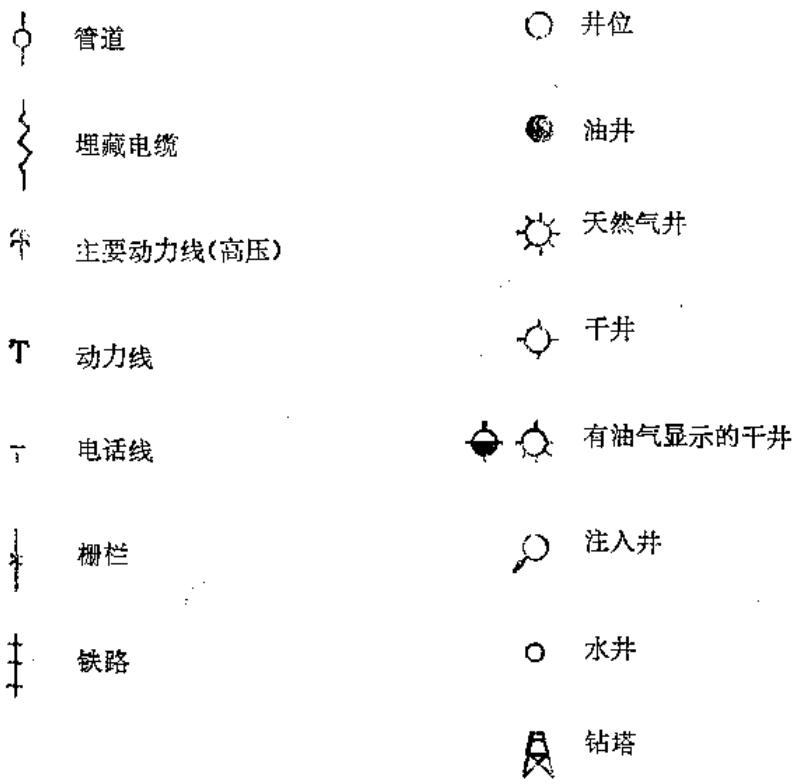


图4.3 CSAMT图件中使用的符号

4.4 噪声分析

CSAMT的数据质量主要决定于场源电流、发—收距和环境噪声水平，由于CSAMT的信号较强，因此其观测数据质量比天然场源的要高。例如我们收集到的多数勘查数据，其标准偏差低于±10%，然而噪声总是一种要仔细检查的因素。

在一个恰当设计的系统中，测量结果中出现的噪声大多数是非对称性的，或随机的，至少在较长的一段时间中是如此。因此，天电干扰和大地噪声有可能经过叠加平均而除去，而闪电和文化噪声则常常不能消去，引起麻烦。任何电场、磁场观测中存在的随机误差可以从 n 次叠加的结果加以估计，每次叠加包含 m 个连续波的平均，并可根据平均值 $\bar{x}$ 来检验每一单个叠加值 x_i 的偏差：

$$\bar{x}=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}x_i \tag{4.1}$$

$$S_x=\sqrt{\frac{1}{n-1}\left[\sum_{i=1}^{n}x_i^2-n\bar{x}^2\right]}$$

S_x是标准偏差。偏离系数V_x为标准偏差相对观测平均值$\bar{x}$的百分数：

$$V_x = \frac{S_x}{\bar{x}} \cdot 100\% \tag{4.2}$$

如果需要的话，可以用基于每次叠加所测的波形数表示的权函数，虽然我们并不相信在实际野外条件下这种实践是必需的。

出现在卡尼亚电阻率中的误差可由H和E的误差传递得到：

$$S_\rho = 2\rho\sqrt{\left(\frac{S_E}{E}\right)^2 + \left(\frac{S_H}{H}\right)^2} \tag{4.3}$$

相位差的误差为：

$$S_\phi = \sqrt{S_{\phi E}^2 + S_{\phi H}^2} \tag{4.4}$$

式中$S_{\phi E}$和$S_{\phi H}$分别为电场相位、磁场相位的观测误差。公式(4.3)和(4.4)是假设E与H的各自噪声源是互不相关的。就离噪声源不远的情况而言（例如雷雨放电），这种不相关的假设并不总是成立的，某些噪声尖峰是高度相关的，在这种情况下，误差需要用相关系数C作相应的校正。C值在从0（完全不相关）到1（完全相关）的范围内变化。噪声的相关关系在没有附加噪声分析仪器时是很难确定的。但这种麻烦事是很少需要做的。

4.5 一维解释

在简单成层的地质条件，或者横向电阻率变化相对测网密度大的情况下，一维解释一般是够用的。在这种情况下，利用现有的计算机模拟程序，能提供相当快的反演，第二章中已论述了这些算法的基本理论。另外，一维解释是足够简单使得计算机计算出的标准类型曲线可用来进行粗略的解释。这是与二维三维情况不同的。

一维地电断面一个有用的特点是，在远区视电阻率的变化决不会比频率的变化大。因此对数视电阻率与对数频率的关系曲线的斜率总是小于$|\pm 45°|$，在远区斜率大于此值则表示为二维或三维地电断面。要注意，即使在一维地质体中，源效应也能导致在过渡带内出现较大的视电阻率变化和负的相位，这个问题将在第五章中叙述。

分辨率

图4.4和4.5提供了关于如何理解CSAMT的分层能力的一些例子。图中表示了在10 Ω·m的半空间中嵌入一水平层时的一维模拟结果。改变该层的电阻率、厚度和深度以便表示曲线对上述参数的依赖程度。如所预期的那样，当该层变薄、更深或者电导率减小时，异常的幅度减小。注意，对于给定电阻率比的高阻层比起同样比的低阻层（实际是同样比的倒数）所产生的异常要小。高阻层只是分辨其厚度，而低阻层则分辨其电导率与厚度的积(Wannamaker 1983)。

考察用背景值归一化的曲线的异常极大值和将变量t及dL的参数变为厚度与深度之比$t/\mathrm{d}L$就可以归纳出上述发现。电阻率比为0.01，0.1，1.0，10，100的层的相对异常曲线绘于图4.6上。在该图上每条曲线周围的阴影带表示了它的所谓“分辨包络线”。野外经验证明，在具有良好的信号水平并且是简单的地质情况下，获得的异常至少大于或小于背景电阻率值的10%，那末电阻率变化可以分辨出来，在某些特定环境中可以比“10%标准”高得多或低得多。但是对于许多有意义的勘探区而言，“10%标准”是一个有用的近似标准，图4.6中

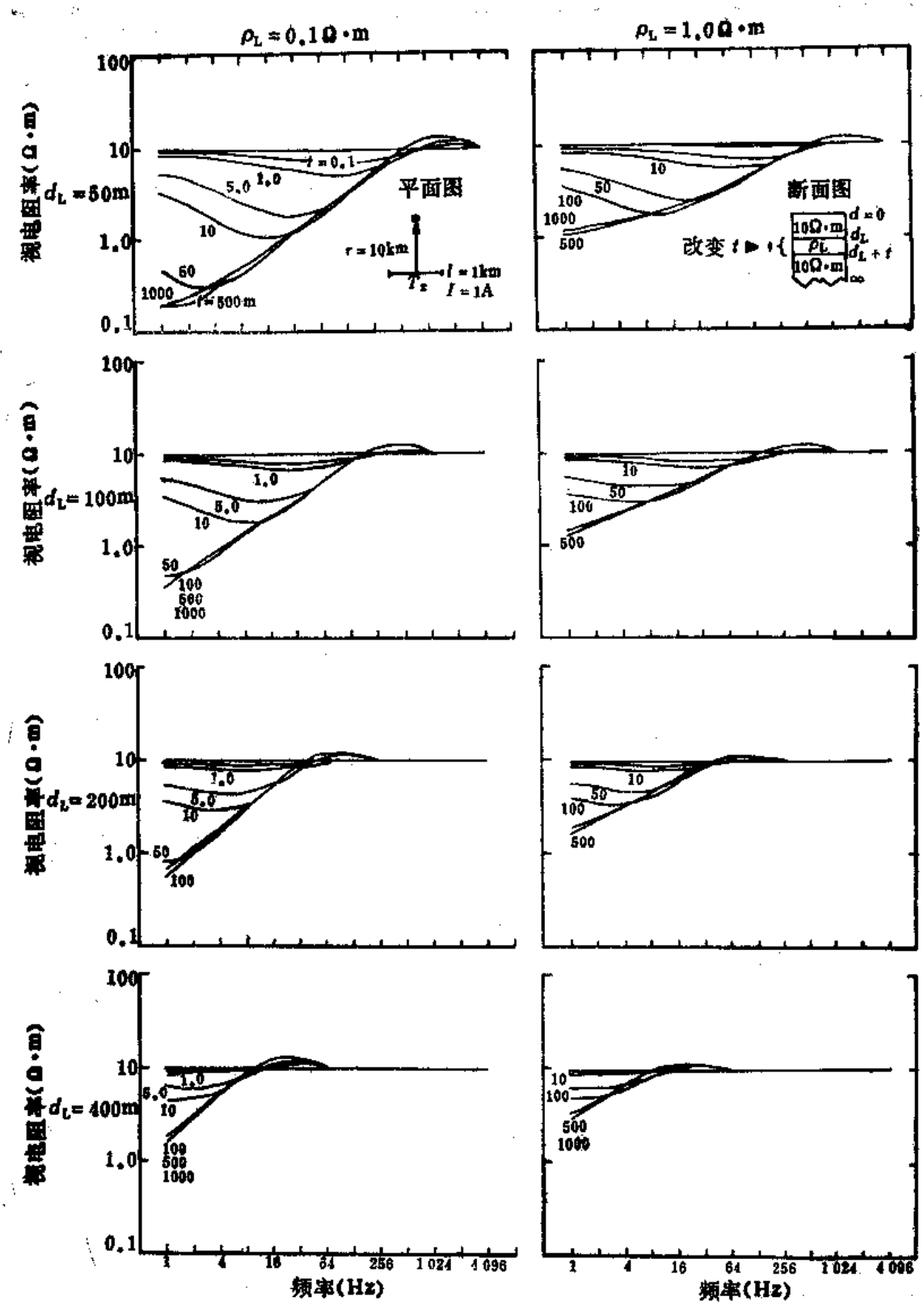


图4.4　夹于10Ω·m半空间中的导电层的响应

层的电阻率P_L=0.1Ω·m，1.0Ω·m，　　层的深度d_L=50，100，200，400m

层的厚度t=0.1，0.5，1.0，5.0，10，50，100，500，1000m

阴影带表示了作为一级近似的“10%标准”分辨包络线。如果任一曲线落入了另一曲线的分辨包络线内，那么根据10%的标准，两条曲线将不能区分开来。

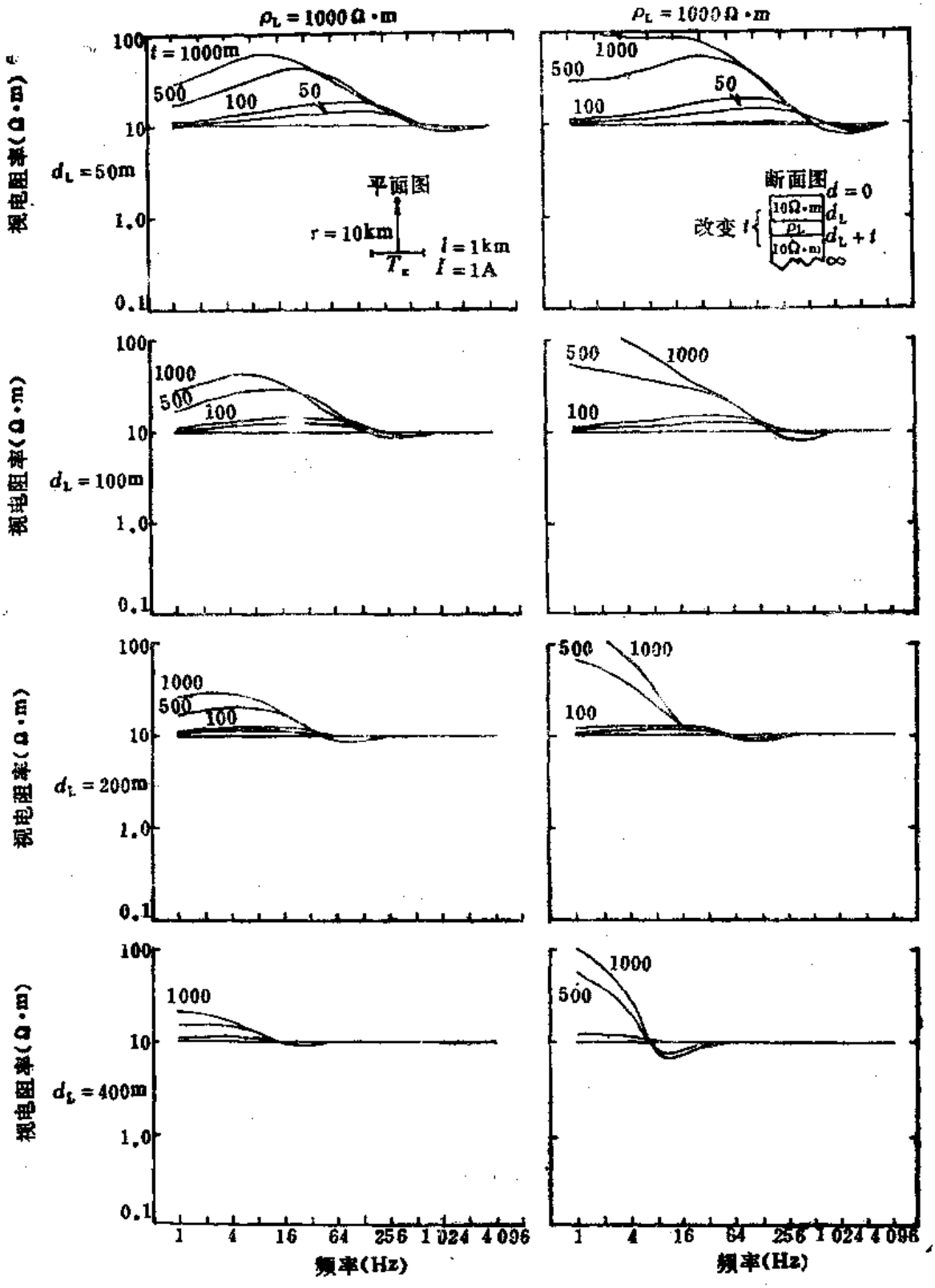


图4.5　夹于10Ω·m半空间中电阻层的响应

层的电阻率ρ_L=100Ω·m，1000Ω·m　其余各变量同图4.4

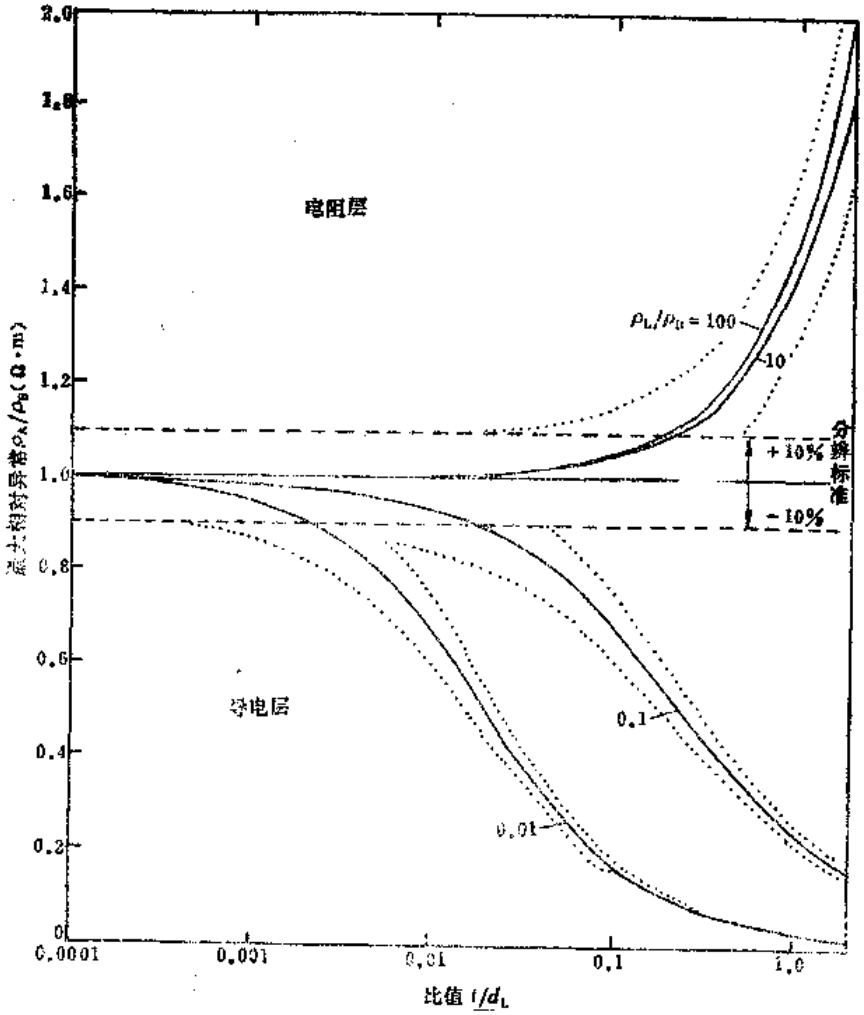
图4.6上的几个结果是很有趣的。首先，导电层仅当$t/\mathrm{d}L$比较大时方能由各向同性大地（$\rho_L/\rho_B=1.0$）中分辨出来。作为一个很粗略的标准，在10%的标准条件下，当

$$t \geqslant 0.2(\rho_L/\rho_B)\mathrm{d}L \qquad \left(0.5>\frac{\rho_L}{\rho_B}>0.005\right) \tag{4.5}$$

时，一个中等的高电阻层可以从背景中分辨出来。当

$$t \geqslant 0.2\mathrm{d}L \qquad (\rho_L/\rho_B>5) \tag{4.6}$$

时，一个中等的高电阻层可以分辨。因此，层的分辨能力可由厚度和深度之比作为量度，这对于导电层和电阻层两者来说都是正确的。然而，导电层的分辨能力高度依赖于该层相对于围岩的电阻率的比；而电阻层的分辨能力却几乎与电阻率比无关。换句话说，电磁测深不仅能很容易发现导电层，它还能够分辨不同的导电程度。另一方面，测深发现电阻层就不那么容易。它们不能从一个中等电阻中区分一个很高的电阻层，这个结果又一次表明了电法用来勘探导电体比勘探电阻体更好些，虽然它按常规是用于这两种情况。



4.6 根据图4.4，4.5的结果得出的不同电阻率层引起的最大归一化异常，垂直轴为归一化到背景电阻率的异常幅度，水平轴为层厚与埋深之比，点线所包围的区域表示文中所述10%的分辨率标准。

测定导电层的厚度是非常困难的，这是因为任何层的电性响应取决于电阻率、深度和厚度的综合影响，如果解释员根据已知的地质资料能固定三个参数中的一个或两个，那末有时候这种尝试是有帮助的。例如，假若地质资料能够用来得知物体的深度，对电阻率的范围又可作出某些限制，那末就可以确定它的近似厚度。但是在典型的勘探中这种控制资料很少，经常是没有。因而勘探者常常面临着“导电率和厚度积”的不确定性。Raiche等(1985)和其他人表明，利用两种独立的观测系统（例如TEM和施伦贝格）然后把数据作联合反演，就常常可以解决这种不确定性。

由于电导率和厚度乘积的二重性使得深度的确定也复杂化了。一般地，MT 法提供约为隐伏目标深度的±10%到±30%的辨别深度。虽然非常粗略，深度分辨率是与(4.5)和(4.6)式紧密相连的。一个非常近似的经验法则是，层的深度能确定到如下的精度：

对于导电层

$$\mathrm{d}L = \pm 20\%\left[\left(\frac{\rho_L}{\rho_B}\right)\frac{\mathrm{d}L}{t}\right]\mathrm{d}L \qquad \left(0.5>\frac{\rho_L}{\rho_B}>0.005\right) \tag{4.7}$$

对于电阻层

$$\mathrm{d}L = \pm 40\%\left(\frac{\mathrm{d}L}{t}\right)\mathrm{d}L \qquad \left(\frac{\rho_L}{\rho_B}>5\right) \tag{4.8}$$

对于复杂的层状区域会使得确定层的深度比由上述关系给出的更为困难。

值得指出的是，上述讨论只是就CSAMT在一维环境中的分辨能力得出的一种“感觉”，对于任何具体的野外课题，必须进行一系列模拟，以确定 CSAMT 在特定情况下的分辨能力。

数据反演

现在对于一维数据反演有两种基本的方法。一种是传统的方法，即从最好的假设中计算正演，然后再与野外数据相拟合。Anderson建立了一个用于CSAMT模拟和反演的开文件计算机程序的数据库，这里所用的许多模型就是由他的程序产生的。另一种是直接反演法（Bostick 1977年建立的），Bostick称它为近乎“精确”分析法。经过改正的电阻率值很接近实分量的近似值。深度用(1.42)式来确定。该法首次见于 Niblett 和 Sayn-Wittgenstein (1960) 的文章，Jones(1983)证明Bostick和Niblett的方法是一样的。

4.6 二维解释

由于必须考虑边界效应，二维断面上数据的解释比一维断面的要复杂得多。在两个地质体之间存在横向电阻率差时，就会遇到边缘效应，这种边缘效应导致穿过这两地质体之间的边界时，电场的法向分量不连续（式1.54），它有两个重要结果。首先，平行于二维体走向布置电极的电阻率测深（TE方式）与垂直于二维体走向布极的（TM方式）不同；其次，当测深通过一个导电物体时，TM 方式的电阻率不能像在一维情况下那样，恢复到下面物体的真值。

像Wannamaker等（1984）那样用模拟一块导电板来说明TE和TM方式的特性不同。图4.7表示了二维和三维的模型和模拟结果。集中讨论三维结果。注意到TE和TM方式都“看到”了、但不能“看穿”厚板，以及恢复它们在半空间深度的真值。两种方式都受电场不连

续的影响，显示一种与表面电荷密度q_v有关的效应(1.54式)。由于TM 方式中的不连续性是沿着所穿过的边界（y方向），因此它的偏移较大。而TE方式中由于E的切向分量是连续的（式1.55），偏移是由较远的x方向的边界所致。Ting 和 Hohmann(1981)认为厚板在水平方向的范围必须很大（基本接近一维层状），数据才能恢复到正确的半空间值。

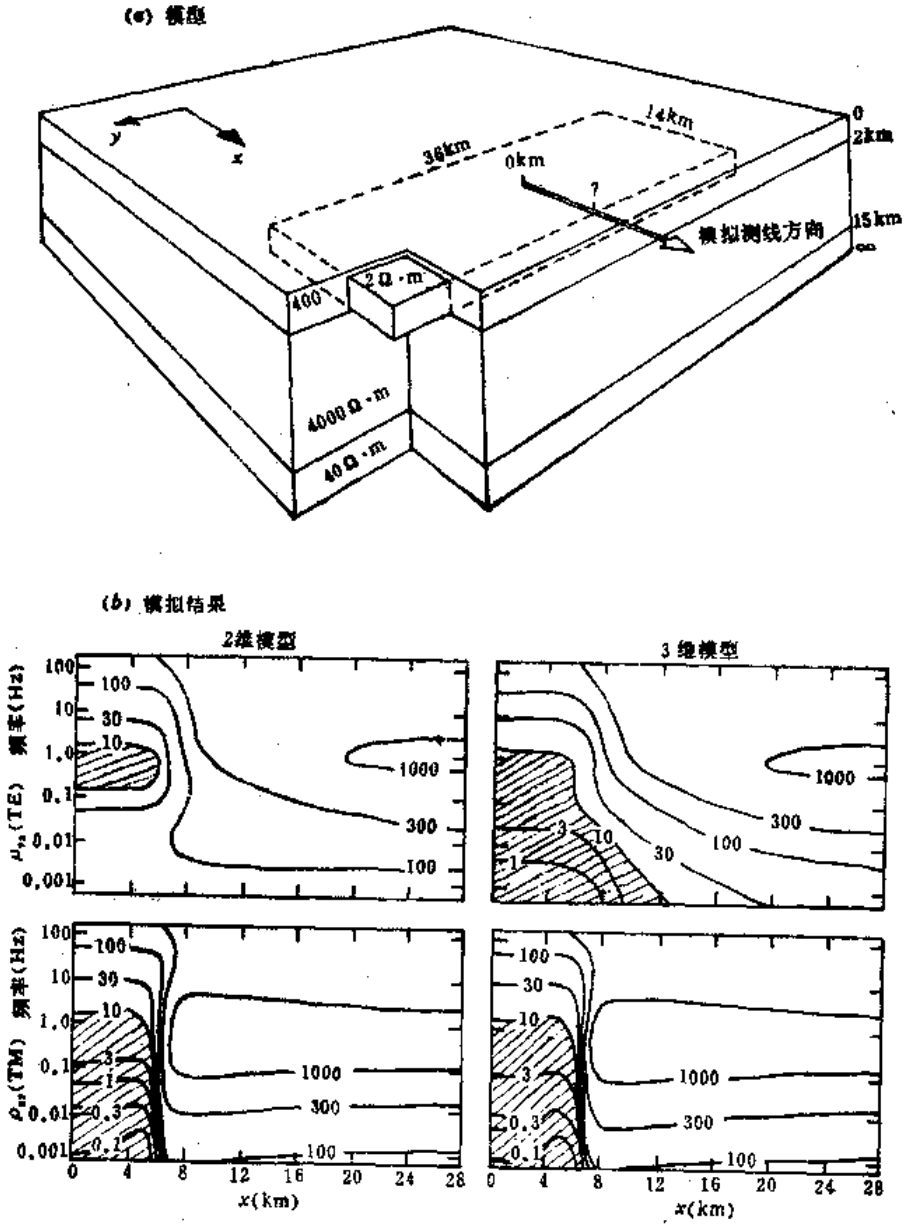


图4.7　埋藏于层状半空间中导电厚板上的二维三维模型（摘自Wannamaker等（1984b））

注意，二维模型（它不是无限长板状）表明TE方式有本质上不同的特性。这种特性说明，即使导体有很长的走向长度，TE方式的二维模拟可能也是不合适的。注意，在TM方式中，不出所料二维和三维模型给出相同的结果，除了最简单的近似，一维模型是不适合二维和三维地质体的。

在图4.8中，三维非层状模型较好地表示出TE和TM模式在越过板的边缘时的不同。TE方式在穿过板边缘时显示平滑的过渡特性，而TM 方式则显示一种“上冲”和“下冲”的特

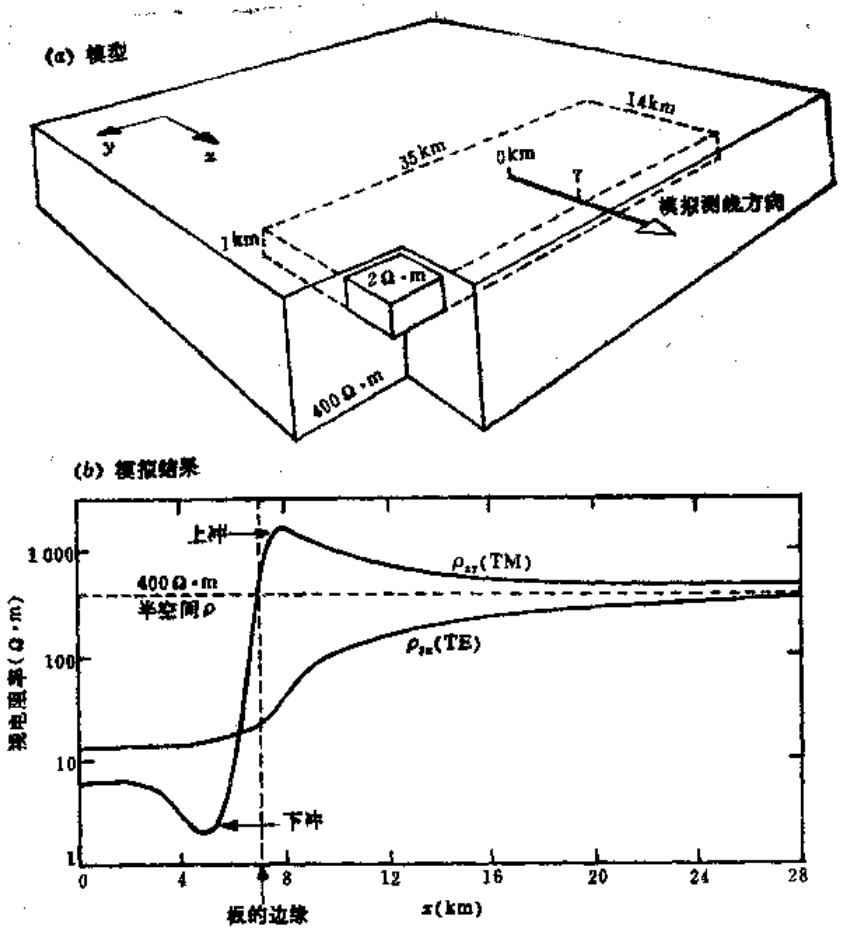


图4.8 埋藏在均匀半空间中导电厚板上的二维模型，注意TM方式的边界影响，结果为f＝0.032Hz的（摘自Wannamaker等1984(b)）

性。这种边缘效应是极为常见的，并且是信号频率、电阻率差异、矿体大小以及相对于偶极大小的边界的明显程度的函数。例如，图4.9表示了在一个电阻体边缘TM方式有一个中等的“下冲”的情况。

我们注意到，尽管TE方式产生一个比较平滑的边缘效应，而TM方式产生一个比较夸大的，因而具有明显特征的效应。因此，如果我们是要圈定一个横向接触带，则用TM方式是有利的。

分辨率

与一维体情况一样，二维体的横向分辨率与物体大小、深度

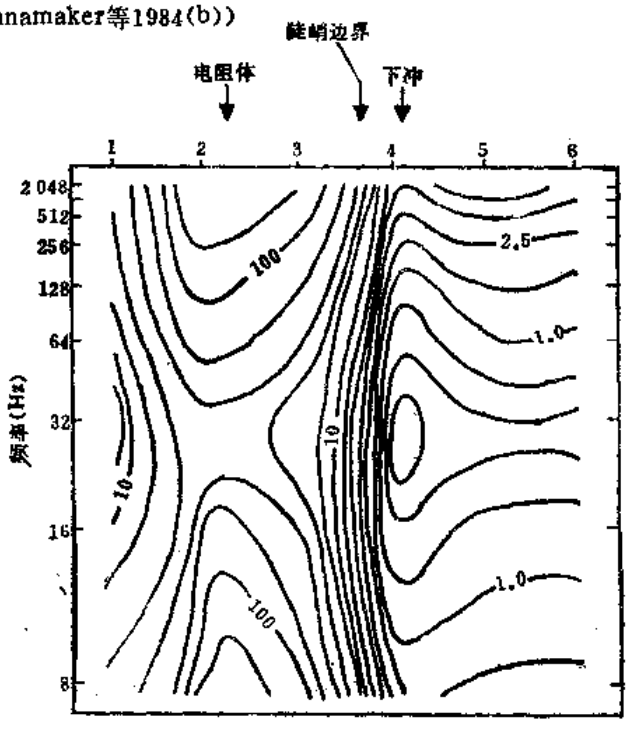


图4.9 电阻体上卡尼亚电阻率拟断面(TM方式)
注意导体右边陡峭边界上的下冲边界效应

和电导率有关。但是在二维和三维情况下，它还是测量尺寸大小（电场偶极距和方向）的函数，当物体相对电场偶极尺寸大时，其可分辨率类似于一个等效的层；但当物体变得比偶极尺寸小时，因为测深是物体与围岩的总体平均值，因而其可分辨性要下降。注意，如果物体是非常导电的，甚至当它比偶极尺寸还小时，也可以探测到它的反映，但其位置分辨不出来。标准的法则是电场偶极子应比待分辨的地质构造小。

二维和三维的分辨率还受信号频率的影响，低频（长波）时的分辨率低，这种效应在二维和三维结构中比在层状地质体中更为明显。因此，深度分辨力的降低不仅是由于更多的地下空间被平均测量，而且也由于用更长的波长来探测深的构造。

设一个地质构造可被很清楚分辨出来，深度估计并不明显比一维情况差，但是如前所述，必须小心避免用过分简单的一维和二维模型反演三维数据。此外，在平面观测中要保证能获得足够的数据密度（或者测得TE和TM两种模式的数据），这样才能正确确定构造的深度。

估计物体接触界面和主断层的倾斜是比较困难的，但可以提供有用的资料，比如，偏移是否在一个小的、中等的还是陡的角度，以及其倾向较小的、大小有限的物体的倾角则更难准确确定。

非各向同性效应

非各向同性定义为地下物质具有与方向有关的电性特点，在二维情况下，非各向同性是由于片状或带状的变质岩，象片岩、片麻岩引起的，对它们来说，沿层面的电导率大大高于垂直层面的电导率。沉积岩，比如页岩和含石墨的页岩，以及灰岩也可以产生非各向同性效应。此外，断层／破裂面，矿化或蚀变脉以及其它构造也可导致较大的非各向同性。在非各向同性物体露头处，和在源与测深点之间存在电源通道的地方，电法测量结果受到的影响最强。

比较沿层面测得的电阻率（ρ_L，纵向电阻率，与TE方式等效）与穿过层面测得的电阻率（ρ_T，横向电阻率，与TM方式等效）可以得到岩石总的非各向同性特征：

$$\lambda_a = \sqrt{\rho_T/\rho_L} \tag{4.9}$$

式中λ_a为非各向同性系数。λ_a的数值范围从对各向同性物质为1到对泥岩、煤、石墨页岩和页岩/灰岩依次为2或3，互层的硬石膏/页岩层序产生高达7.5的系数。给出非各向同性的范围和产生非各向同性物层的频度，说明在许多勘探环境中，非各向同性效应是不可忽略的。

从南澳大利亚一次测量的CSAMT数据可见到非各向同性效应（图4.10）。沿测线的地质情况是：16号测点以西为陡倾的互层的石英岩和片岩，以东为致密的细粒石英岩，50m厚的风化层盖在新鲜基岩之上。图4.10b的相位差的拟断面图表明了16号点以西的非各向同性效应。注意相位如何随深度的增大而增大，在一些地方相位差超过了3000m rad，在正常情况下，在深处相位应趋于零。当一次电场与层面垂直时（发射偶极子与岩层走向垂直），可能出现这种异常相位效应。当一次电场与岩层走向平行，上述现象将会消失。再者，尽管这时相位资料不能很好解释，但它对勘探能提供补充的信息。

靠近15点的导体是窄的、垂直板状的致密的硫化矿体，已由钻探所证实。根据相位和电阻率二者的测量结果，沿着这条测线还可能发现这类垂直硫化矿体。

如果正确地测到非各向同性效应，有可能得到有用的信息。矢量或张量测量也许是必需

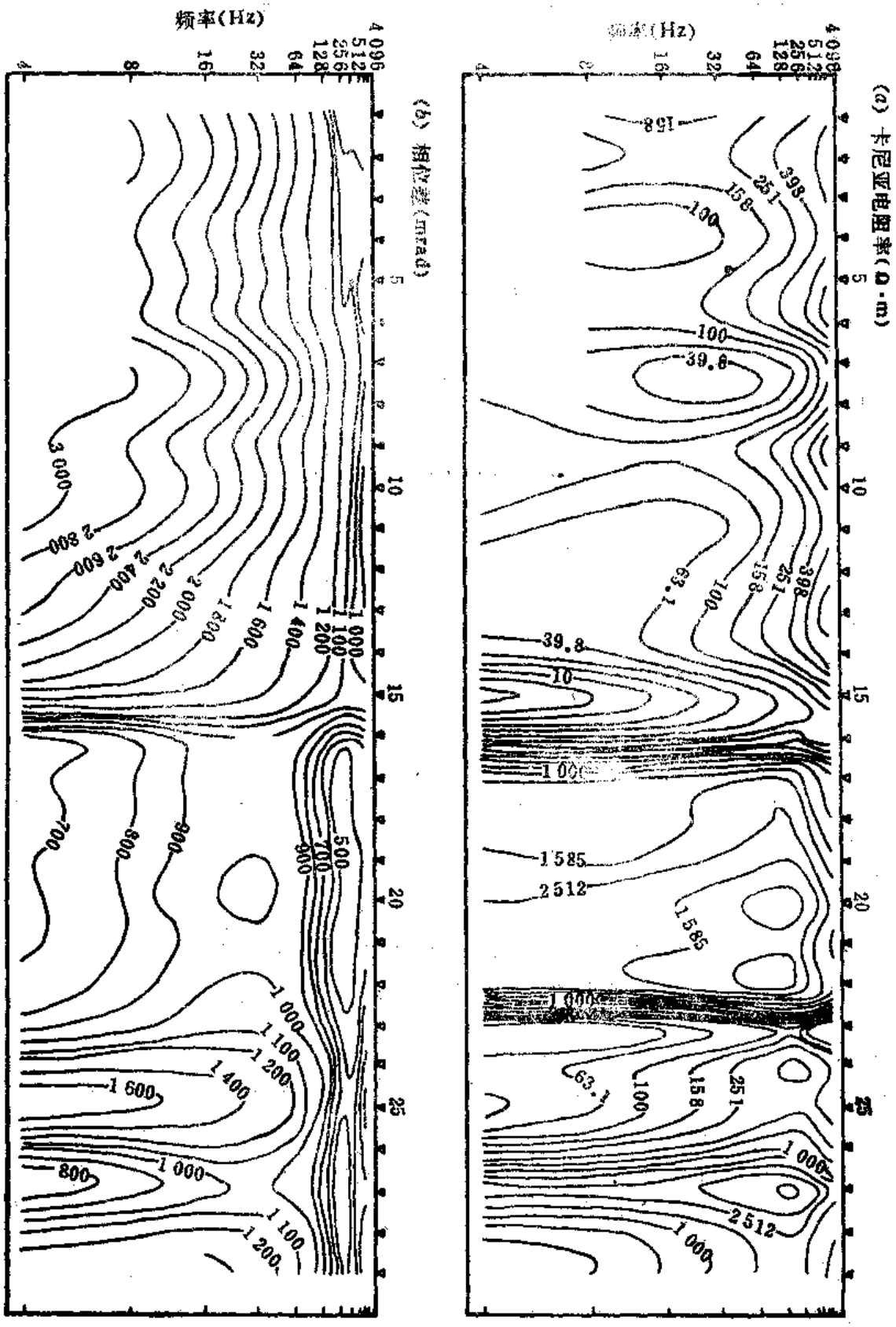


图4.10　在南澳大利亚获得的CSAMT数据中非各向同性影响的实例

16点以西为陡倾斜的石英岩、片岩，16点以东为石英岩，数据为E_x/H_y(TM方式)，偶极距为25m，源长度为1400m，场源位于测线NE6.5km

的，或者至少用两个不同方向的发送机进行抽样检查。必须仔细选择场源的位置与方向以得到明晰的结果。

4.7 三维解释

三维结构的解释复杂，并且直到最近还未经模拟证实。Wannamaker等(1984)对三维解释提供了一个很好的指导，但可靠、廉价、常规的三维模拟仍是将来的事。

如图4.7，二维模拟有时能近似地用于三维。然而当以TE方式工作时，三维模拟要求解决长度问题，但又不是走向无限长。总之，由于法向电场不连续引起的伴随影响，三维问题要求把所有测量都看作是TM方式。

三维特征的分辨与在讨论二维解释所提出的标准相同，一般说来，分辨率不比二维情形差，但模拟却复杂得多。

4.8 对模拟的总评述

首先要记住，某个模型仅仅决定某种地球物理方法可以（或不可以）发现目标，但并不意味着在实际野外情况下会是一样的结果。更多的是不一样。野外数据描绘的特征可能比由模拟预期的强得多，野外数据和模拟数据的差别可能由于地质模型不对，局部变化，电流聚集或者上述因素和其它因素的综合影响。

4.9 静态效应

二维和三维构造的一个特别麻烦的问题是所谓的静态效应，前面的讨论已说明了在埋藏的厚板状体之下的类似效应，但是静态位移可能是由地形和电阻率的浅部的横向变化引起。

这些非均匀体表面上电荷的分布可能使电场数据向上或向下移动一个数值，这个数值与频率无关。因此视电阻率曲线也发生移动，但相位曲线仍不受影响。如果视电阻率曲线向上或向下移动一个值，并仍保持平行，但相位曲线仍保持重合，则可能出现了这里所定义的静态效应。效应的强度可达两个数量级，在推断深度时引起大的误差，并使构造的解释复杂化。

静态效应可能在某种程度上影响所有的电场测量，但是在已有文献中这个问题一直没有彻底解决，Larsen(1975，1977，1981)，Berdichevskiy和Dmitriev(1976)曾经最早涉及到这个问题，Ting和Hohman(1981)说明了三维模型的效应，Warner等(1983)和Wannamaker(1983)提出了一种简单的校正办法，该法是以给定区域的平均电阻率曲线为基础。Sternberg等(1984)用类似的方法进行静态校正，他们是采用平均测点电阻率移动平均滤波。Andrieux和Wightman(1984)提供了关于静态现象的一种解释，并提出了一种要么根据模拟、要么根据独立的TEM数据的校正方法。Sternberg等(1985)提供了这一方法的野外实例，Bostick提出了利用穿过测量地区的短偶极E场测量的空间滤波方法(Bostick 1986；Word等，1986，Shoemaker等1986)。

我们在前面已提到，在不均匀体的界面上，所有穿过边界的场和位都是连续的，只有电

感应强度的法向分量不连续：

$$D_{N1} - D_{N2} = q_S \qquad (\boldsymbol{D}\text{的法向分量不连续}) \tag{4.10}$$

此处q_S为物体表面的面电荷密度。方程式(4.10)可以利用$\boldsymbol{D} = e\boldsymbol{E}$(假设$e$为标量并且$e = e_0$) 改写为

$$E_{N1} - E_{N2} = q_S/e \tag{4.11}$$

借助于$\boldsymbol{J} = \sigma\boldsymbol{E}$，并假定频率依从关系为$e^{i\omega t}$，对交流情况可将方程式(4.11)改写为：

$$(\sigma - ie_0\omega)E_{N1} = (\sigma_2 - ie_0\omega)E_{N2} \tag{4.12}$$

合并(4.11)和(4.12)可得

$$q_S = E_{N2}e_0\left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1 - ie_0\omega}\right) \tag{4.13}$$

利用准静态假设($\sigma \gg e_0\omega$)，方程式(4.13)变为

$$q_S = E_{N2}e_0\left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1}\right) \tag{4.14}$$

虽然这个表面电荷密度相当小，它对电场的作用却是不可忽略的。正如在Ward 和 Hohman (1987)的表达式中所示

$$\boldsymbol{E} = -\nabla \cdot \boldsymbol{V} = -\nabla \int \frac{q_S}{4\pi e_0 |r|} \mathrm{d}s \tag{4.15}$$

式中ds为分布有电荷的表面的面积元。当趋肤深度比不均匀体的尺寸大得多时，便能察觉到这种表面电荷的影响。这就意味着，在地表或地表附近小的二维或三维不均匀体，可能对整个电场测深都有影响。当然，较深的物体也能引起静态位移，但是地表面的不均匀是最麻烦的。

图4.11为嵌于层状半空间中导电半圆柱上方静态效应的示意图。注意，在半圆柱中心上方D点的测深曲线对地表不均匀有反映，但不能恢复到其下的电阻率值。测深C的高频段本应与D类似，显示浅部导体，然而在高频端并未测到半圆柱，但是整个曲线向下位移了。其它在半圆柱边缘和远离它的测深点，都显示电阻率曲线受到位移，比层状大地的真实响应为高，但曲线形状无任何变化。除了曲线D的高频端以外，所有其余4条曲线的相位响应是一样的，因为相位与电阻率的导数成正比。

静态偏移可以部分地看作是一个分辨率问题，当波长与物体尺寸之比为中等并且直接在物体上做测深，是可以直接分辨物体的，但是低频段视电阻率曲线存在偏移。当波长与物体尺寸之比很大时，并且测深点在物体上或以外，物体是不可分辨的，但是它引起测量结果的偏移。

如前所看到的，静态位移取决于传播的方式，在严格的二维地质条件下，只有TM方式受影响。在三维条件下，TE和TM方式都受影响，依物体的几何尺寸和进行测量的地点而异。

在间接的意义上，静态位移也与地下电阻率有关。因为电阻率影响波长。高电阻率意味着波长长，甚至在高测量频率时静态效应也趋于明显。

静态位移也受电场偶极长度与物体尺寸之比的影响。由于空间滤波效应，长偶极测量所受浅部不均匀影响比短偶极的要小。此外，位移也是电场电极位置的函数。

举一个在澳大利亚Queensland所做的矢量CSAMT静态位移的例子，地面平坦，地质条

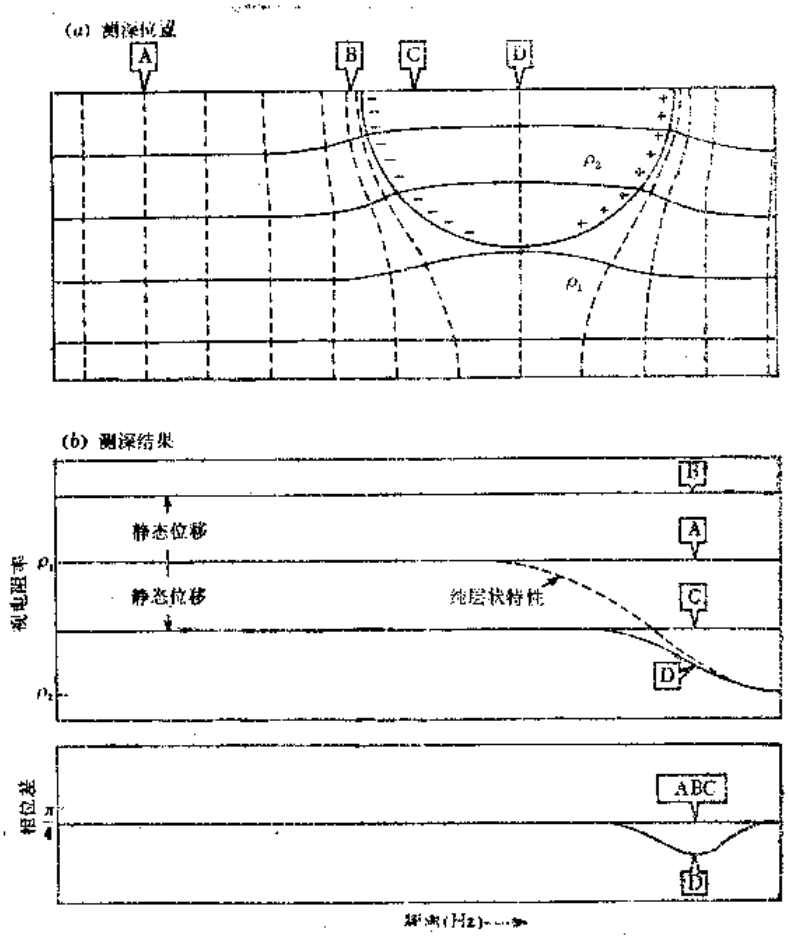


图4.11　静态位移效应的图示

测深A表示均匀半空间响应，测深B和C表示导体边界附近的静态位移，测深D显示低频的静态位移（波长与物体尺寸相比很大）和高频时的直接分辨效应（波长较小，导体得到一定程度的分辨）

件为薄的冲积层盖在电阻性的基底之上。在该区矿化带的主要走向为NE—SW向。矢量测量使用的接地偶极源方向为N63°E，位于接收线南东5.3km，十字形的电场偶极方向为东西向（TE方式）和南北向（TM方式）。图4.12为矿化带附近两个相邻测点的测深曲线。TE方式的电阻率曲线（短划线和短点划线）除了在最高频率处以外是相同的，最高频率处的差别是由于35号点似乎更直接位于近地表的导电带上所致。因此TE数据分辨出了地表导体，并且显示小的负静态效应。可是，比较图4.11a曲线C和D，TM方式数据（长划线和长点划线）显示了两种效应：在高频明显分辨了导体，以及由于导体存在引起的静态位移，一旦频率太低就不能直接分辨了。

校正静态效应

一般说来，静态效应是不可避免的，也是不可以任何方式预测的。因此必须对那些与水平电场E有关的测量值进行校正。基本的办法有三个：1）对效应进行理论计算；2）采用空间滤波和相位积分之类的处理方法；3）使用独立的、无静态效应的测量方法。

计算静态效应的理论值在理论上是简捷的，但在实际的野外条件下未必可行，因为要求事先知道关于引起效应的物体的许多数据。我们发现静态效应常常是由具有不均匀的地质特点的物体引起的，由于其几何尺寸和导电性是不可预测的，即使效应是由普通可辨认的物体引起，不知道的因素仍然是太多了，以致不能做出任何可靠的校正。

已作出的校正（Warner等1983；Sternberg等1984；Zonge 1985）显示了相当大的成功希望，这些方法包括各种空间滤波技术，其关键的想法是的静态效应是一种由局部原因引起的局部效应，在广大的区域上效应会平均掉。因此，把局部曲线归一到某个区域典型的曲线或曲线簇。例如，Sternberg等(1984)将Hanning滤波器用于校正MT数据。数据密度越高和偶极长度越短时，这种方法的近似性越好。这一特点使得在平均的意义上看，它对CSAMT和AMT法的应用比对MT法好，除非MT法作了补充测量。

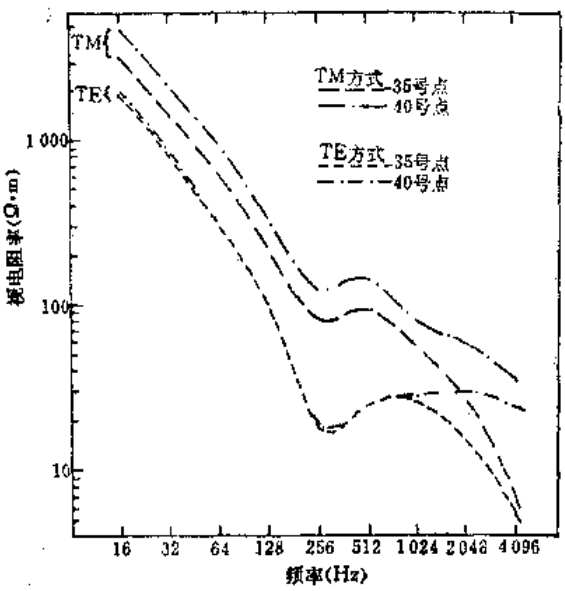


图4.12 二维导体上TE、TM方式传播静态效应的区别（根据在Australia Queensland收集的资料）

或许，对浅部为层状地质构造的区域最简捷的空间滤波方法是把所有曲线作简单位移，并使它们在近地表的特定频率相拟合。这时，先找出电阻率有偏移但相位无异常的测深曲线，然后确定偏移主要像是静态的并且很少受直接分辨效应影响的频段。这样做有几个危险，首先，它带有某些人为性，除非可以得到大量的邻接的数据以建立正常的相位特性；第二，对那些非静态效应引起的异常的点总是会校正过头或校正不足；第三，它消去了那些貌似静态效应而并非静态效应效应引起的异常。例如，由垂直构造引起的效应，它们看起来象静态位移。在这种简单静态校正中会被消除或减弱。因此在采用这一方法时必需慎重从事。

这种位移方法的一个例子是在Trap Spring Field获得的CSAMT数据的处理(Hughes和Carlson 1987)，该区的研究将在第6章作更全面的叙述，在该区，数据显示地层引起的层状效应(图4.13)，总的趋势是向东电阻率降低，因为在该方向上地下水含盐度较高，并且有几个明显的横向特征。相位差反映层状的效应并且向东趋向于低电阻率，但是并不显示任何横向的效应，这就强烈的显示在视电阻率拟剖面中横向特征是静态偏移。

为了进行校正，对测深曲线进行分析并分成两个基本的类型：1）导电型(14，19，22及23点）2）“背景”型。这些曲线(图4.14)在低频显示相当一致的偏移，并在高频时增大。对此最好的解释是，导体上的测深既“看到”了近地表的导体，又“看到”了导体引起的静态偏移，很象在图4.11曲线1上看到的那样。相位差数据显示两组曲线在低频时相似而在高频时分开，就象由电阻率曲线所预料的那样。第三个图为相位分散，该图表明在8—23点$d\phi/df$数据相当类似，在4096Hz时相位分散很大，但在别的频率时是合理的。

在64Hz和128Hz作了校正。在这两个频率，曲线的性质对该区而言是有代表性的。求得在64Hz和128Hz视电阻率的平均值，再将这两个值加到一起求平均，以得到偏移电阻率ρ_0，逐点对全部数据进行归一化，然后移动一个ρ_0值，得到图4.13所示的静态校正过的数据。这些数据表明，在导电型的点上横向效应已明显减小，（事实上校正稍微有些过头），由于处理过程并没有给曲线形态加上任何变化，原始的曲线形态仍保存下来。因此综合剖面显示了直

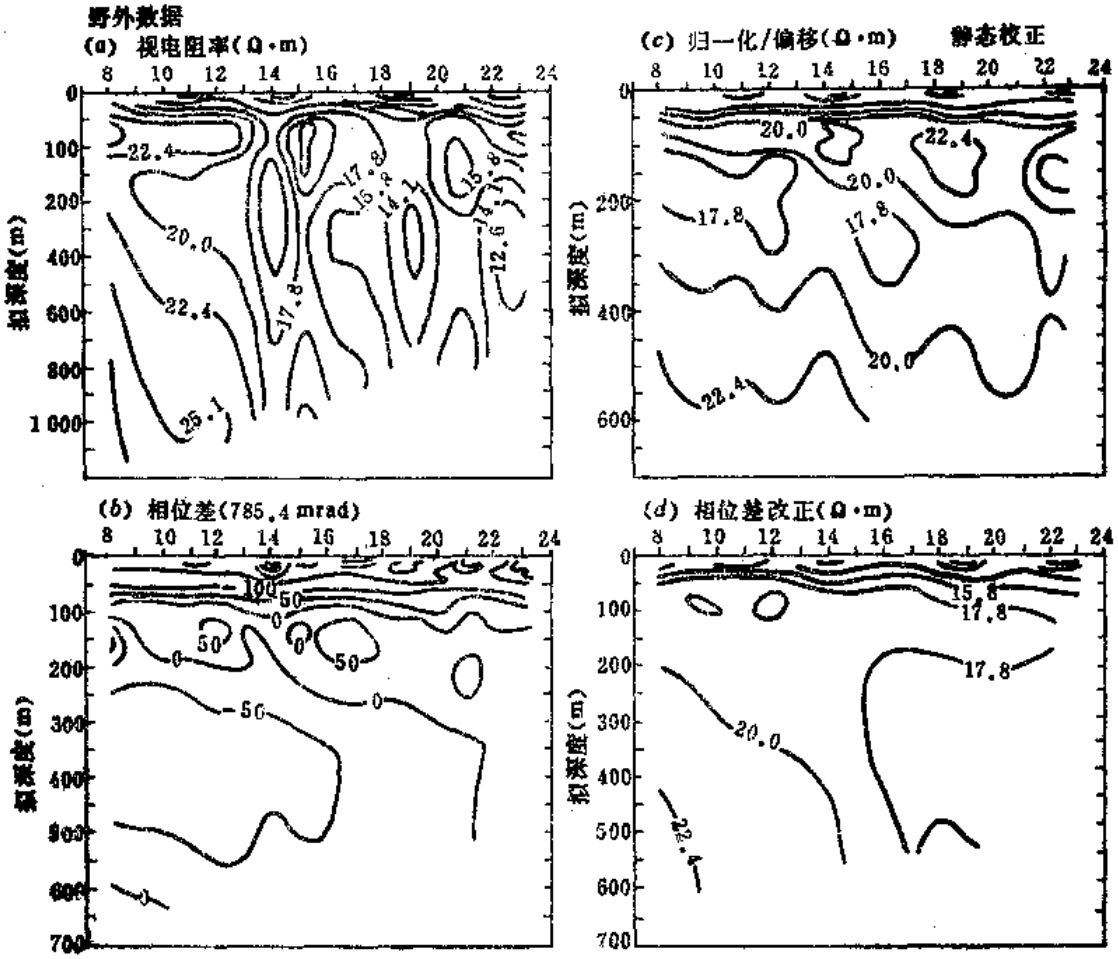


图4.13 在内华达州Trap Spring Field获得的CSAMT数据静态校正的实例

a) 卡尼亚电阻率，注意14，19，22，23号点的静态位移。*b*) 相位差数据，注意通过静态位移点的曲线表现平滑。*c*) 根据归一化/偏移方法作静态校正后的电阻率数据。*d*) 根据相位积分方法作的静态校正后的电阻率数据。（自左向右为自西向东；在8.5处有一油气显示的干井）

接在剖面上部的近地表导体，并且一级近似地消去了导体引起的静态位移。静态校正后的电阻率数据和相位数据甚为相似证实了校正是成功的。在该实例中对比是很好的。

注意两点是有意思的。首先，假设我们选择了错误的频率用于偏移，比方说，选了204。Hz和4096Hz，那末解释的深度也会是错的。其次，我们用于静态校正的方法减小了区域性的向东电阻率降低的趋势。在区域性电阻率数据中，我们已观察到的这种趋势是由地下水含盐度向东增大引起的。由于这种趋势具有和静态效应同样的特性，故把它们同静态效应一起消除掉了，因此这类静态校正并不能解释为“最终拟剖面”，而应该同原始电阻率和相位数据一起受到检验。

Bostick(1986)提出了一种空间滤波的变种。在此方法中，连同MT进行小极距的电场测量，这种方法提供了静态校正所要求的数据密度。其主要缺点是要做大量额外的测量，提高了获得数据的代价。

Zonge 于1985年介绍了一种空间滤波方法，这种方法是积分无静态的相位数据来求得静态校正过的电阻率数据。这个方法可以用两种不同的途径来使用。第一种途径是积分相位差

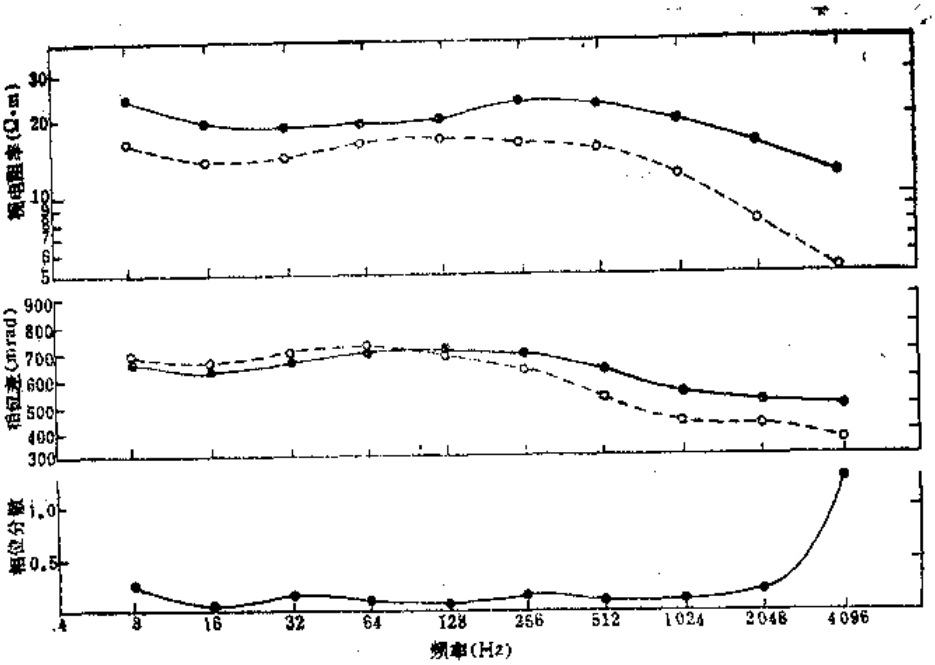


图4.14 内华达州Trap Spring Field背景和静态位移点上平均电阻率和相位差曲线，以及平均相位分散曲线

视电阻率拟剖面图示于图4.13a，图中实线为“正常背景测点”，虚线为14，19，22，23点的平均

数据以获得每一点的相位导出的电阻率数据：

$$\rho_\phi = \rho_N e^{-\frac{4}{\pi}\int_{f_H}^{f_L}\left(\phi-\frac{\pi}{4}\right)d\ln f} \tag{4.16}$$

式中ρ_N为积分常数（静态偏移或归一化的值），f_H为起始测量频率，f_L为最低测量频率，ϕ为E/H的相位差。假设在最高频率时相位趋向于$\pi/4$，相位积分在最高测量频率以上的几个频率段开始，为了一级近似地得到ρ_N，由最小静态效应区域得到地面电阻率值，然后用这个值来归一化给定区域中的所有被积分的电阻率值。

为了在修正静态时去掉近地表（浅部）效应（例如图4.11曲线D高频部分），选择相当于最小有意义深度的频率，然后把这一频率以上的所有数据去掉，这就引入了两个处理参数：1）参考相位(ϕ_r)，它与参考点和频率有关；2）具体的相位(ϕ_s)，它是指其它所有测点和频率的相位响应。为了得到ϕ_r值，要仔细地审查数据，选出其数据受静态位移影响不大的测点，从相位在横向相对稳定的区域选择出参考相位，记作ϕ_r。把该点该频率的电阻率，取作为归一化电阻率ρ_N，逐点逐点地用这些值作静态校正：

$$\rho_{stat} = \rho_a \frac{\rho_N}{\rho_{ref}} e^{\frac{4}{\pi}(\phi_r - \phi_s)} \tag{4.17}$$

式中ρ_a为实测的视电阻率值，ρ_{ref}为每个测点上参考频率时的视电阻率值。这种静态校正或者消除的方法可以和用ρ_ϕ来代替ρ_a的方程式(4.16)所示的相位积分方法一起使用。

这个方法在静态校正中充分利用了相位差数据，它校正的好坏很大程度上取决于解释者选择最佳ϕ_r和ρ_N的能力。

前面介绍的Trap Spring的实例（图4.13）提供了相位积分方法的一个实例，处理参数是：$\phi_r = 741$m rad，$\rho_N = 20\,\Omega\cdot$m，$f_{ref} = 64$Hz，参考点为8号点。图4.13d所示的结果表

明，很好地消去了静态效应，通过静态影响的测点时电阻率光滑地变化，层状的信息仍然保存下来，注意到区域性的向东降低的电阻率梯度已变得光滑了但仍然存在，因为这一梯度部分地反映在相位差数据中。

对付静态位移的第三个方法是利用不受静态影响的补充手段，瞬变电磁法便是解决办法之一。Andrieux和Wightman(1984)和Sternberg等(1985)以及其它作者已将TEM用于MT数据的静态校正中，Sternberg等实行了中心线圈TEM测深和MT数据的联合反演，并用附近钻井的电阻率测井来检验结果的合理性，这种方法显示了校正这个问题的希望。可惜这一方法要求使用两种独立的野外方法而不是一种，从而受到经济的限制，由于这一原因，进一步证明了用TEM同更加昂贵的MT方法相结合还不如同较为廉价的CSAMT方法相结合为好。

也许最终用CSAMT磁场测量进行校正是可能的，这样并不需要独立的数据组，作者所作的某些初步尝试显示了正反两方面的结果。这个方法必须要知道场源偶极和接收天线之间的准确距离和方向，而这往往难以确定或者费用较高。

值得注意的是静态效应也有有利的一面。我们有条件地看到，静态效应作为一种干扰，无论如何都要从数据中消除掉。可是在某些情况下，对调查浅部地质体而言，静态位移可能是一种有价值的线索。例如，要在10m深100 Ω·m的背景中探明废弃钻孔中的盐水渗漏，在标准的CSAMT频率范围，这个井超出了该法的调查范围。但是在CSAMT法不能分辨目标的垂向延伸的时候，由于静态位移效应，其横向延伸却可勾绘出来。Zonge等已用此法取得了良好的效果。

4.10 地形效应

所有的电场测量结果都受地形起伏的影响发生畸变，如图4.15a所示。等位线和电流线在山脊附近分开，而在山谷靠拢，这就导致在二维情况下TE和TM方式数据特点有不同的类型，TM方式（图14.5b）在山脊下深处表现为虚假的低电阻率异常。而在山谷下深处为高电阻率异常，在异常的两边出现上冲/下冲的特征。TE方式（图4.15c）显示浅的虚假的高电阻异常（山脊下）和低电阻异常（山谷下），Wannamaker等(1986)对地形问题作了很好的论述。

一般而言，TM方式的地形异常比TE方式的大得多也复杂得多。Andrieux和Wightman(1984)表明，比趋肤深度小的地形产生等效的静态偏移，山脊上出现低阻而山谷下出现高阻。Wannamaker等(1986)表明，对典型大小的山谷和山脊而言，TM异常电阻率相差一个级次，其TE异常峰值约小4倍。Redding和Jiracek(1984)用一种瑞利剖分法来处理地形问题，结果表明，对于高100m，宽2300m(5°坡度)TM方式的典型异常为20%，而TE方式为4%。Wannaker等(1985)比较了对于山脊的各种模拟方法，表明虽然不总是定量地，但却定性地与Ngoc(1980)和Redding以及Jiracek的结果一致。但是比较一致的意见是，TM地形异常在中等变化的地形上就可看到，而TE异常可能仅仅在急剧变化的地形上才能发现。

除了电流分布的畸变外，地形同地质变化的复合也可能引起静态位移，这可能是一种复杂的效应，取决于电阻率分布和排列的几何尺寸。

地形效应的一个实例取自于在美国西部一个长的、狭窄的砂岩台地上做的CSAMT测量。电场偶极方向垂直于台地的长轴，获得了TM方式的数据。台地由三个不同的风化层组

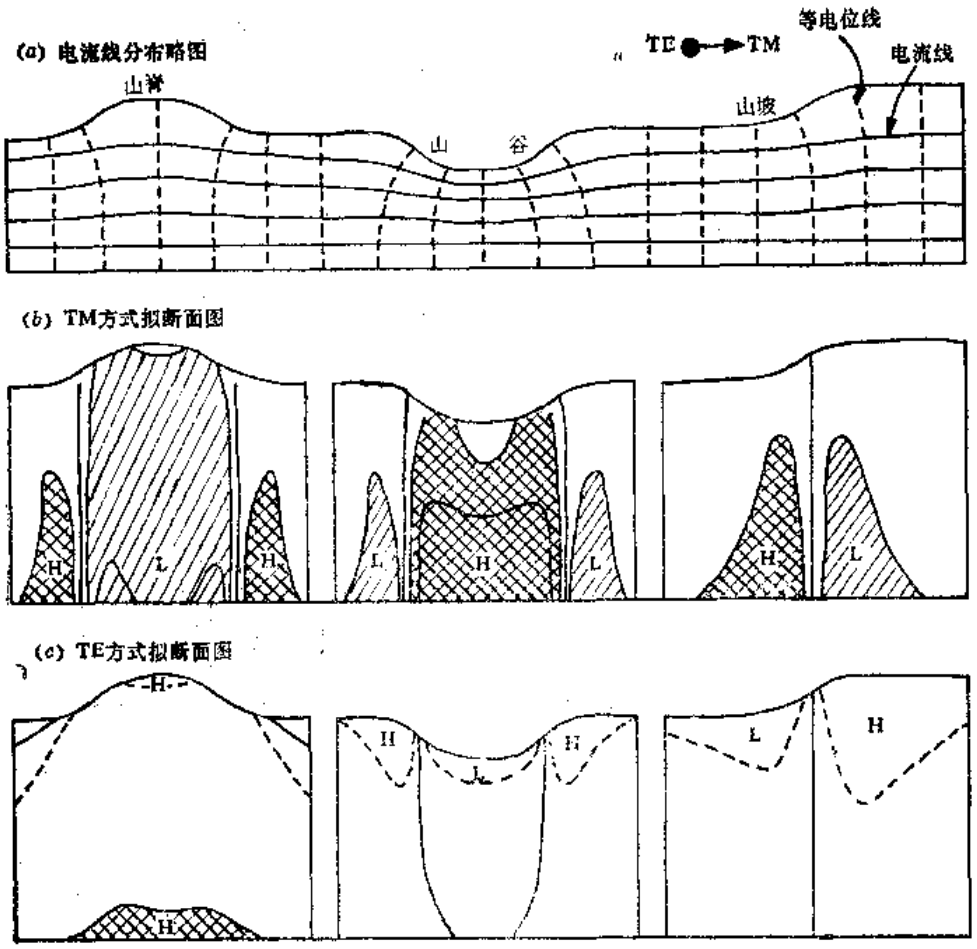


图4.15　地形对电场测量影响的图示

a) 不同地形特点上电流分布的畸变。b) 不同地形特点上TM方式电阻率拟断面图。

c) TE方式电阻率断面，以上均为示意图。H代表高电阻率，L代表低电阻率。

成：底部为电阻性砂岩；中部为导电性砂岩；顶部为电阻性砂岩和页岩。图4.16a所示为地形地质及CSAMT视电阻率图，在三个地层的电性和数据之间可看到明显的对应关系。由于在数据中观察到强烈的视静态偏移，并且由于它们同地质构造有关，用上文叙述过的简单位移方法作了静态校正。校正后的数据（图4.16b），除了在台地上以外，显示简单的层状现象。台地上测深显示主要特征改变了，在台地上方的数据中可以观察到两种效应；地形的和地质的。深部强的低电阻带几乎肯定与地形有关，与图4.15b所示的很相象。在两边略为趋向于高电阻的现象可能也是地形引起，近地表浅部的变化很象是地质原因引起的。因为它与浅部地质条件对应得很好。

改正地形效应

Wannamaker等(1986)提出可以通过把电场和磁场的探测器放在水平位置减小地形影响，由于测量的客观条件，在某些情况下，这样做行不通。因而直接改正方法是需要的。好在地形总是已知的，它的影响可以计算并且从数据中消去。用一个带有地形的层状大地模型，有时称为“$2\frac{1}{2}$维”模型是最好的办法。在进行一级近似校正时，均匀半空间地形校正

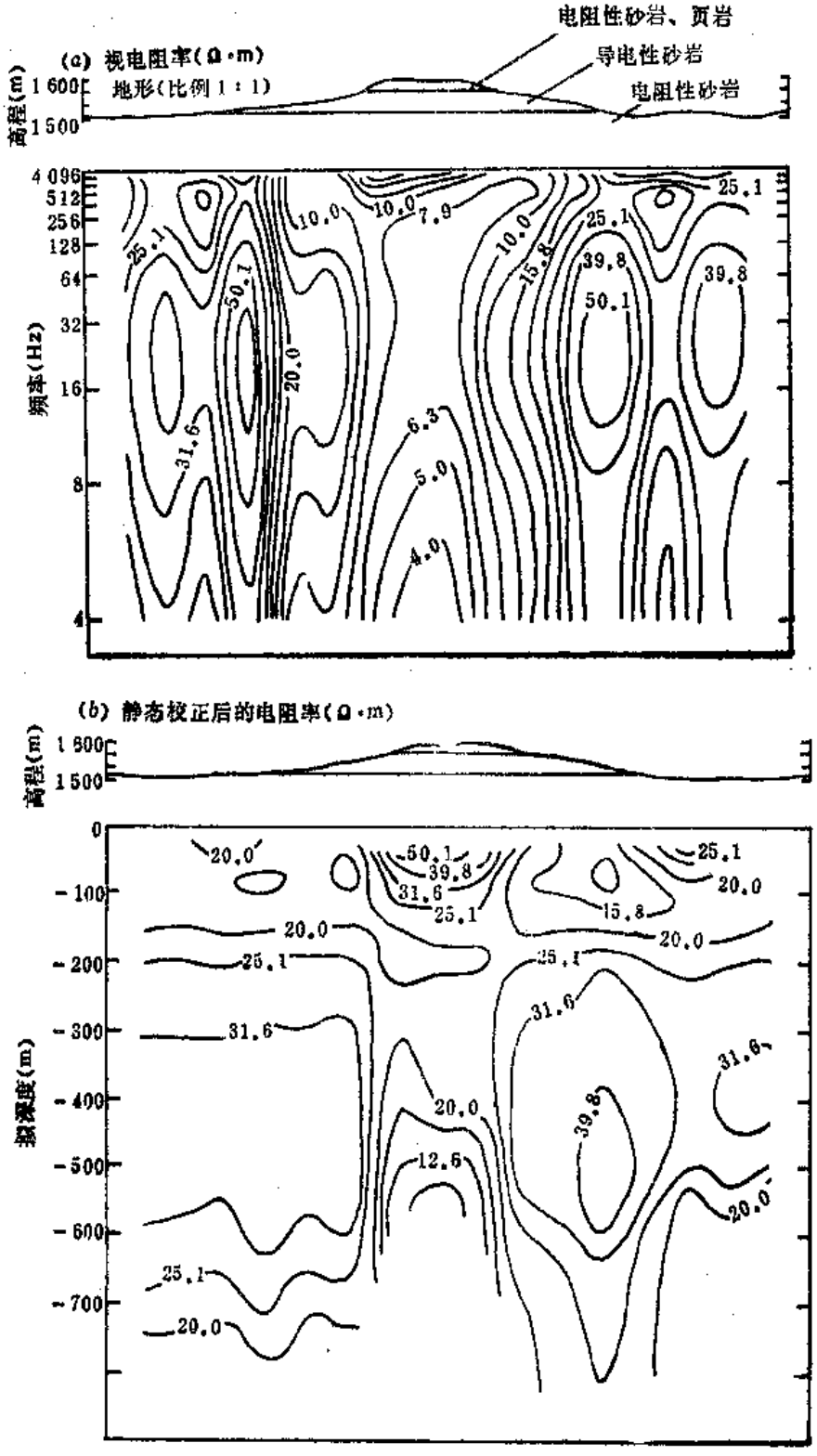


图4.16 某台地上TM方式CSAMT数据地形效应的例子

a) 卡尼亚电阻率数据　　b) 静态改正后的电阻率数据

也是有用的。有几位研究者（Ku等1973；Wannamaker 1983；Redding 和 Jiracek 1984；Wannamaker等1986）已经开发了计算地形影响的二维三维模型。

4.11 CSAMT中的IP影响

激发极化效应（IP）是电荷积聚在金属矿物和电解液的分界面上引起的，或者是粘土或孔隙束缚离子运动而引起的。电荷的束缚引起能量的存储和释放，很象电容器的充放电。

在复电阻率法一类的近场方法中，IP是一种很有意义的参数。因为它可以用来探测有经济价值的硫化矿带的赋存和特点，以及一定的蚀变和地质构造、页岩等。但是，试图从电磁测深中拾取IP信息至今还没有明确的定论。六十年代首次提出关于这个课题的理论研究是令人鼓舞的。Hohmann等(1970)的工作表明，只有在感应数为0.1～10而且是相对强的极化物质才能提取出IP信息。Debroux(1985)所做的补充工作Frischknecht 等以及本书提供了研究该问题的简单而有益的评论，结论是仍需进行大量的研究工作。

IP信息主要包含在CSAMT测量的电场相位数据中，因而也包含在相位差数据中。但是在预计可能有IP响应的大多数地区，地下的任何极化差异都可能有几十毫弧度的相位差，或者比均匀大地相位响应的 5 %还小的相位差。因此，为了提取任何IP信息，数据都必须是真正无噪声的。此外，提取IP信息要求有效的去耦合程序来识别构造的相位和与极化有关的相位影响。目前的分析指出，去耦合是一个困难的问题。

在寻找IP信息的工作中，Zonge已经进行了把实测相位同从电阻率导数得出的相位资料相比较的实验，某些结果是令人鼓舞的，但是仍有许多工作要做。

4.12 文化噪声影响的解释

一般而言，在CSAMT测量中文化噪声的影响相对于近场IP和电阻率法来说还不算太严重。其原因是，第一，IP和电阻率测量中场源到观测点的距离短，它扩大了进入文化设施的电流通道，这些通道起着第二场源的作用，结果引起强烈的文化感应的影响。CSAMT的测量离场源远，此处的电流密度小，电磁场为平面波，在此情况下与文化设施的耦合最小，相应的电流通道效应不怎么强。第二，由于CSAMT的“侧视能力”比IP小，故文化噪声对CSAMT的干扰程度也比IP小。这是因为CSAMT的穿透深度受频率的控制，而IP的穿透深度取决于几何因素，因而文化噪声的旁线影响，对IP 测量影响很强，但对CSAMT 影响较小。第三个考虑是把观测数据获得方式与解释成图直接联系起来，例如，几何因子明显地控制偶极—偶极IP的作图点位，引起IP拟剖面曲线出现“根系分支”特征，这类特点会掩盖掉隐蔽在近地表构造之下的大的楔形良导带，使得在该区解释其它影响带来相当大的困难。相反，CSAMT基本上是从观测点“垂直向下俯视”，结果近地表特征至多影响一两个测深点，而不是影响一个大的三角形带。删除测线中受影响的那些点后，CSAMT 曲线是连续可解释的，但IP线却不行。

尽管如此，文化噪声仍然严重地影响CSAMT的解释。识别文化干扰是极其重要的，最要紧的是要知道文化噪声的类型，它们的精确位置，以及它们相对测线的方位。我们应当提交沿每条拟剖面顶部（沿真实地形剖面）文化噪声的这些分布情况以便有助于解释。

在所有文化噪声中，金属管道在CSAMT中是最为常见的伪效应的原因。它们的影响程度可能取决于多种因素，诸如管道尺寸，它相对于大地的有效电性差异等。此类影响在很大程度上取决于测量的布置，尤其是管道与电极间的绝对距离，电场偶极子相对于管道的位

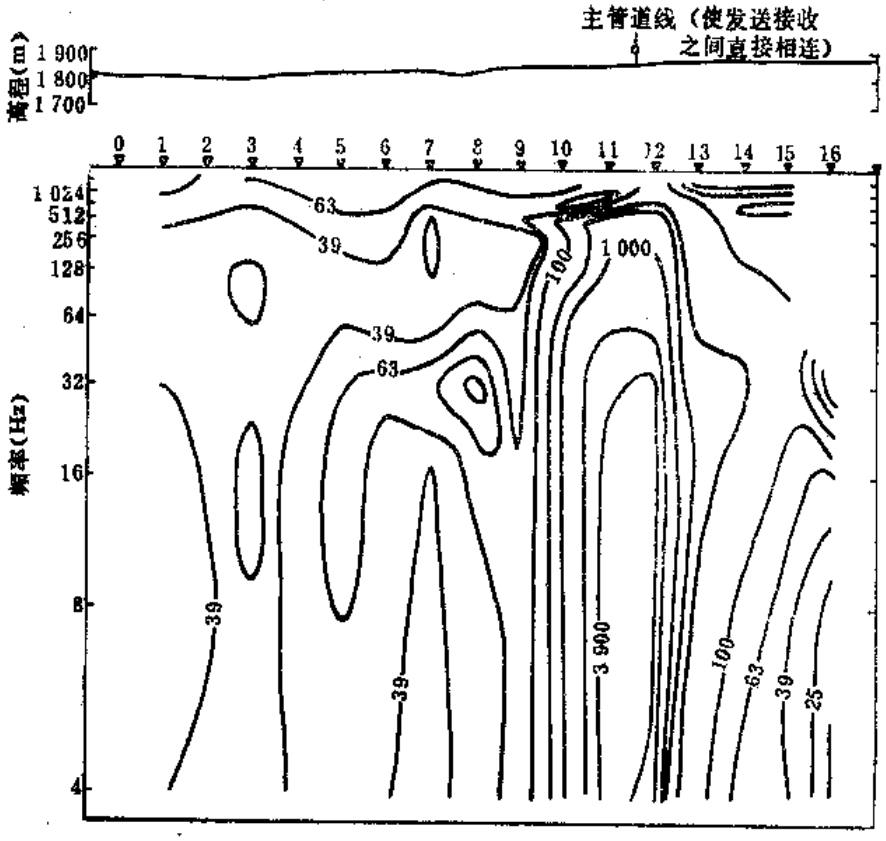


图4.17　由于管道把场源和测深点直接联系起来造成强烈干扰，是文化干扰中最严重的情况

置，它们之间的夹角以及信号频率等。

如果测线上场源和测深点都靠近同一根管道，就会发生最坏的情况，这种靠近产生直接的电流通道并且严重干扰电场响应。图4.17绘出了关于此类影响的一个最好的实例，图中所示为美国西部某项工作的视电阻率拟剖面图。同事们无意中将发射机设置在地下输油管道上，油管与接收线相交，在管道附近引起高异常。特殊的数据提醒野外组长注意这个问题，于是把场源移开，解决了这个问题。

图4.18上的视电阻率曲线反映管道与电场偶极间夹角较大时的伪效应实例。资料来源于Oklahoma中部Arkoma盆地中Ashland油气田(Carlson等1985)，多数管道大体上呈直角跨过测线。资料中反映出地下所有管道的程度不同的干扰影响。大部分影响集中在128Hz处，它是由管道上120Hz阴极保护装置所引起（后来野外操作员切断保护电路再观测时，数据奇迹般地获得改善）。在5—6号点跨过测线的管道引起最大的畸变。在低频段导致一个人为的强的高阻特征。位于3—5号测点处的管道在深部产生相反的影响，一直是偏低的电阻率。无法理解的是其它管道只在深处有较小的影响。该实例表明，极端不同的影响类型和幅值往往与外表相同的文化设施有关。

虽然管道的影响显而易见，但不能总假定已知电阻率的变化都是由文化噪声引起。Zonge检查了一些资料，这些资料初看起来是文化噪声，但是仔细检查后证实是地质和其它原因造成的。

动力线会引起较宽的周期性噪声，同时在数据中产生严重的污染影响。大致情况是，动

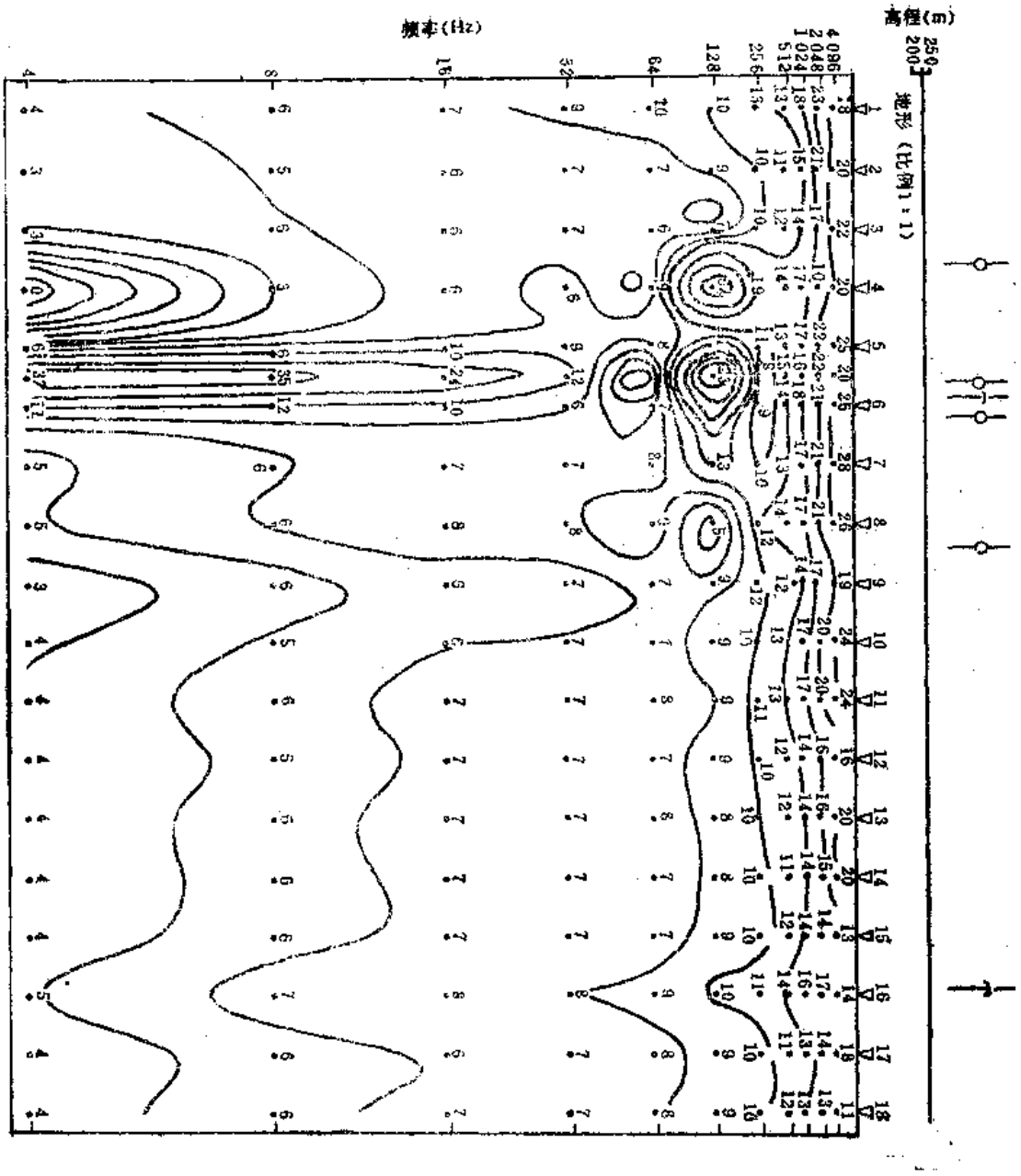


图4.18　在Oklahoma Ashland油气田上获得的管道干扰的实例
注意在128Hz时的阴极保护形成一对“牛眼”

力线的影响在拟剖面图上呈现高阻特性。图4.18是一个典型实例，图中，视电阻率增加15%是16号点附近的动力线造成的。在少数情况下，其影响可能更为严重，并产生强的高阻或低阻影响。

在激发极化资料中，井中套管的干扰影响已由Wait(1952，1977)，Holladay和West(1984)等许多学者论述过。幸运的是，在CSAMT数据中，井套管的影响一般减弱。然而，如果接收偶极太靠近钻孔，套管仍可能影响CSAMT数据。正如第五章所述，钻井可能产生一个指向远离场源方向的“阴影效应”。

栅栏的影响在CSAMT工作中少见。有时表现为栅栏下在高频段出现中等良导体特征。

第五章 源 效 应

与天然场源的 MT 和 AMT 方法不同，CSAMT 法的场源位于与测深点相距有限的距离上，虽然这带来了高的数据质量和效率，但是也引起了解释过程很大的复杂性。这些问题称为发射效应或源效应。此处涉及到三种这样的效应：

（1）由于靠近场源而生产的非平面波效应；

（2）由于场源下的地质情况和场源与测深点之间的地质情况而产生的发射或者是场源附加效应；

（3）阴影效应是地质体的影响被投射开来，像场源的阴影一样。

在本章中继续使用“场源”一词来代表在 CSAMT 中测量的电磁波源的实际位置。CSAMT 的场源包括发送机和接地偶极或者水平线圈，通常仅仅称为“发送机”。所谓“测深点”指为取得电的信息进行测深而放置磁场探测器或电场偶极位置，通常称为“接收机”。

除非特别声明，本章中限于讨论接地偶极源的情况。

5.1 非平面波效应

最普通的源效应是靠近场源时视电阻率和相位差的畸变，正如第一章中所述，这是由于电场和磁场与场源—测深距 r 的关系改变所致。在“远区”，远离场源，E 和 H 都与 $\frac{1}{r^3}$ 成正比，故电阻率与 r 无关；在靠近场源的“近区”，E 按 $\frac{1}{r^3}$ 而 H 按 $\frac{1}{r^2}$ 衰减，使得电阻率是几何因素的函数；在中等距离的“过渡带”，E 按 $\frac{1}{r^3}$ 而 H 按 $\frac{1}{r^2}$—$\frac{1}{r^3}$ 之间的某个比率衰减。

关于“远区”和“近区”的精确定义在文献中有一些含混不清的地方，为了避免误解或含混不清，现规定如下：远区基本上是没有非平面波效应的区域，也就是说，其结果类似于 MT 测深。实际上规定源效应成份在总的卡尼亚电阻率参数响应中不超过 10% 的区域称为“远区”（见图1.6），把 E 和 H 完全饱和并且 H 按 $\frac{1}{r^2}$ 衰减的带称“近区”，二者之间则为过渡带。

图 4.1 概括了均匀大地和层状大地上一个有限的场源对主要的 CSAMT量的影响。在远区，所有参数均表现为随地下真电阻率的变化而变化；在过渡带，电场 E 几乎总是表现为拱起-低谷-回升的特征，在过渡带磁场 H 显示出弯曲。电阻率显示受 E 和 H 二者的综合影响，相位差显示与电阻率斜率有关的明显变化。在近区，E 和 H 饱和，不随频率而变化，并且 H 与电阻率无关。卡尼亚电阻率随频率减小均匀地增长，相位差趋于零。

在第二章中已说明了在近区E和H的饱和使得CSAMT 测深是几何尺寸的函数，这对无论多远的场源都是成立的，也不管是在时间域还是在频率域。近区数据，正如所定义的，并不能经改正或校正来提取出“隐藏的”频率测深信息。但是在过渡带，E和H仍然对频率和电阻率敏感，所以确实含有可恢复的信息。

过渡带效应的解释

过渡带几乎总是表现为相当醒目的“低谷”，即电阻率呈现假的降低，如图 4.1 所示。这个低谷可能从均匀大地的非常平缓的谷变到层状的或 2 维/ 3 维大地的非常尖锐急陡的深谷，在高频一侧常伴有一个假的高阻拱起，而在低频一侧常伴有一个假的斜坡，趋向其近区频段。

在某些情况下，大地电阻率的真实变化，可能具有类似于过渡带行为的特点，因而导致把真实的变化误解为过渡带效应，造成解释错误，这种潜在的问题可以测深测到非常之低的频率来避免，这就使得借助于电场E和磁场H的饱和直接分辨近区成为可能，人们也可以计算过渡带低谷的预期频率，但是如下面将要看到的，场源附加效应可能使低谷向高频或低频方向移动。

地质情况对过渡带低谷的形状有强烈的影响，例如，图 4.1 表示出了均匀大地的平缓的低谷怎样变成了导电层存在的陡峭低谷。图 5.1 上的一维模型结果描绘了这种调谐效应，模型显示由过渡带和导电层引起的效应的相互作用。远离场源时，过渡带低谷和导电层效应彻底分开，可是在近场，二者的效应在频率上相重合。这时，层状介质增大了过渡带低谷的陡度。

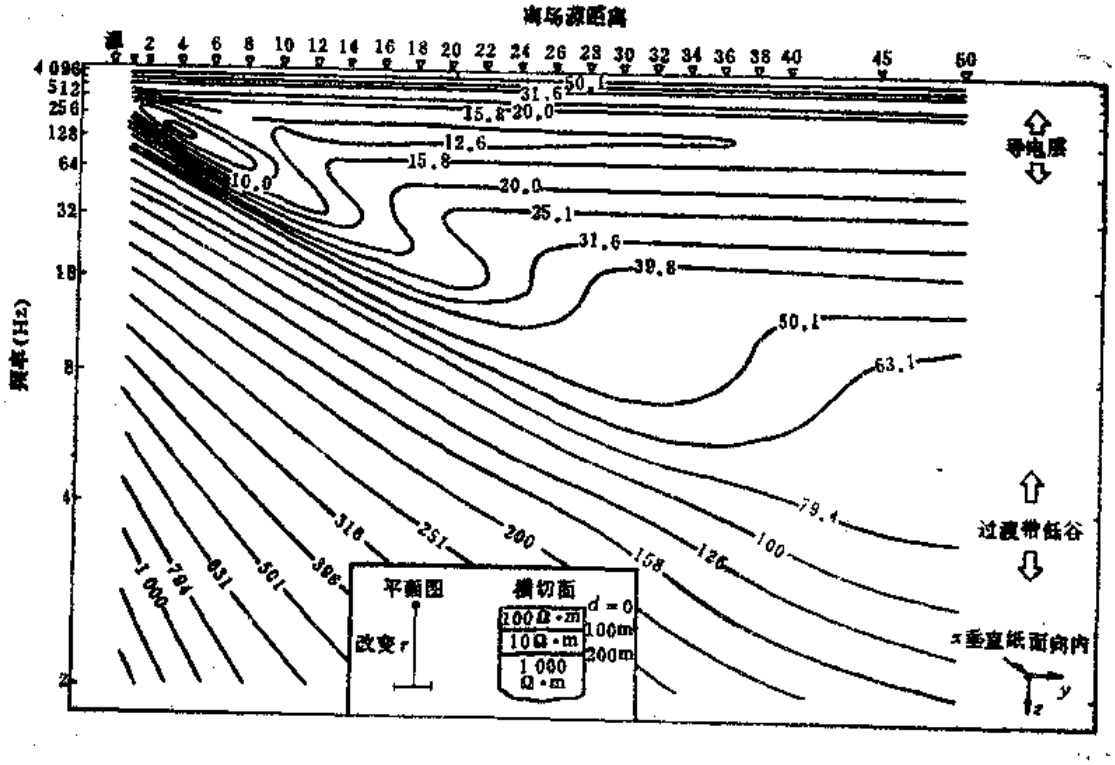


图5.1　过渡带低谷和低阻层之间的调谐效应的图示

调谐效应也反映在图 5.2 (a) 的测深曲线上。该图显示出当 r 改变时对于三层大地的电

阻率响应。图 5.2 (b)为把场源接收距固定为 2km 而改变导电层深度的曲线，曲线显示出对于更深的测深而场源接收距不够的影响。过渡带低谷和导电层响应对较浅层而言叠加在一起。对较深层而言，过渡带低谷和导电层的响应变得看不出来了。图5.2(c)所示为距离较大(20km)时的结果。在该图上过渡带移到了低频段，导电层和低谷对浅层而言分辨得很好，可是，当层的埋深加大时，其效应发生在靠近低谷效应的频率，对深埋的层而言，二者重合在一起。最后，图 5.2(d)显示了改变中间层电阻率的影响。请注意，对10Ω·m 的层而言，导电层和低谷分开得很好，而1Ω·m 的层却掩盖了二者的效应。

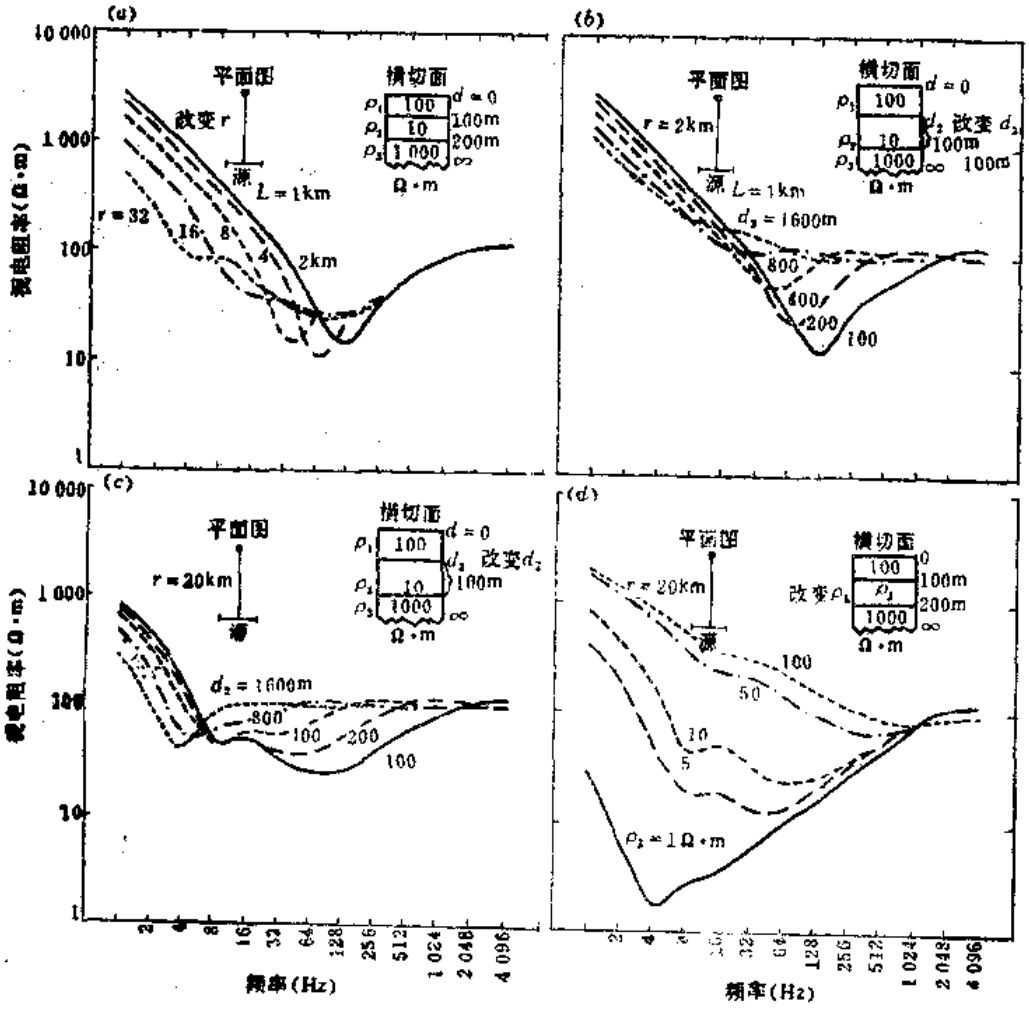


图5.2　调谐效应的模型

(a)　改变距离 r 的结果；　(b)　r =2.0km 改变中间导电层深度的结果；

(c)　内容与 b 相同，但 r =20km；　(d)　改变中间层电阻率，从导电层变为电阻层的结果

注意，曲线的特征可因这些参数的不同组合而迅速改变

研究发现，在基底为电阻性的地区，低谷更加显著，特别是当电阻率差异明显，或者导电层直接位于基底之上。但是对此要寻求一般规律是困难的，因为调谐效应是电阻率、深度、厚度、场源接收距的复杂函数。

一个有趣的现象是，调谐效应能引起负的相位值。例如，图 5.2 中某些电阻率模型显示出从低谷到近区的陡倾斜。在某些情况下，电阻率倾斜小于 $-\frac{\pi}{4}$rad，根据 (1.113) 式，它

产生负相位。我们已经看到由于过渡带极大的倾斜引起负相位的许多野外实例。

在过渡带数据的解释中另一个重要的考虑是测深通道可能改变。在远区，测深通道基本上是垂直的，随频率降低，勘探深度加大。在近区，测深深度仅仅取决于发一收距，而不取决于频率，且研究的体积一般认为是发射和接收的中部。现在假定从远区到近区是使用连续的一系列的一个比一个低的频率，这就表明，测深是从在远区的垂直现象开始；然后，在过渡带，曲线指向场源；最后在近区，测深到达某固定点，直接由距离 r 决定。

测深通道弯曲的意思是测深点下面地质效应被来自源方向的地质效应所"污染"，在图 5.3 中以极简单的形式画出了可能造成错误解释的潜在危险。

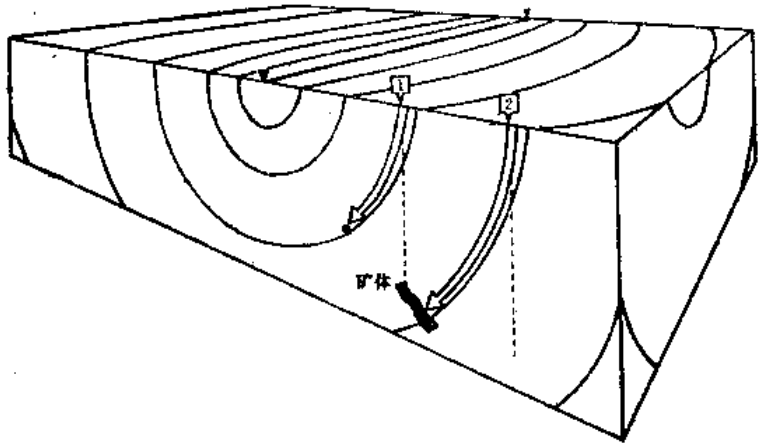


图5.3　测深通道弯曲问题的简化示意结果

虽然测深点 1 在矿体上方，但是并未发现它，测深点 2 发现了它，但并不在矿体上方，不认识这个问题就会导致在 2 号测深点布钻落空。

图 5.4 是力图说明测深通道弯曲效应。这些图显示测深对一个小的导体的灵敏度。模拟的时候将发射源和测深点都固定，而将该导体在地下各点（图中标出的点）移动。不出所料，在所有情况下都是当导体靠近地表直接在测深点下面时产生最强的异常，然而在近区和过渡带［图 5.4 (c)和(d)］异常是歪斜的。图 5.4 (c) 显示在过渡带发射叠加效应的影响。无论导体位于发射和接收点之间的任何地方，它都强烈地影响到测深数据。图 5.4 (d) 显示一个类似但较弱的效应。远区数据也表现有些不对称，但这是归结为阴影效应，本章后面将谈到它。

非平面波效应的校正

就字面上的真实意义而言，理解校正近区效应是不可能的。当然卡尼亚电阻率可以按发一收间的装置系数来校正，但是在近区，结果仍然对地下深处电阻率的变化不敏感，除非改变排列的尺寸。因此，近区数据校正是不必要的，但是往往为了修饰的理由这样做了。我们直接说明较为有用的过渡带数据校正。

为了观测到足够大的信号，必需使距离 r 靠近一些。因此，除了非常浅的测量以外，大多数 CSAMT 数据都会含有某些过渡带的成份。然后人们可用下列三种办法之一来进行粗略的校正。

第一个办法是对数据一个一个频率地作简单的归一化。这是可以实现的，例如，求得在

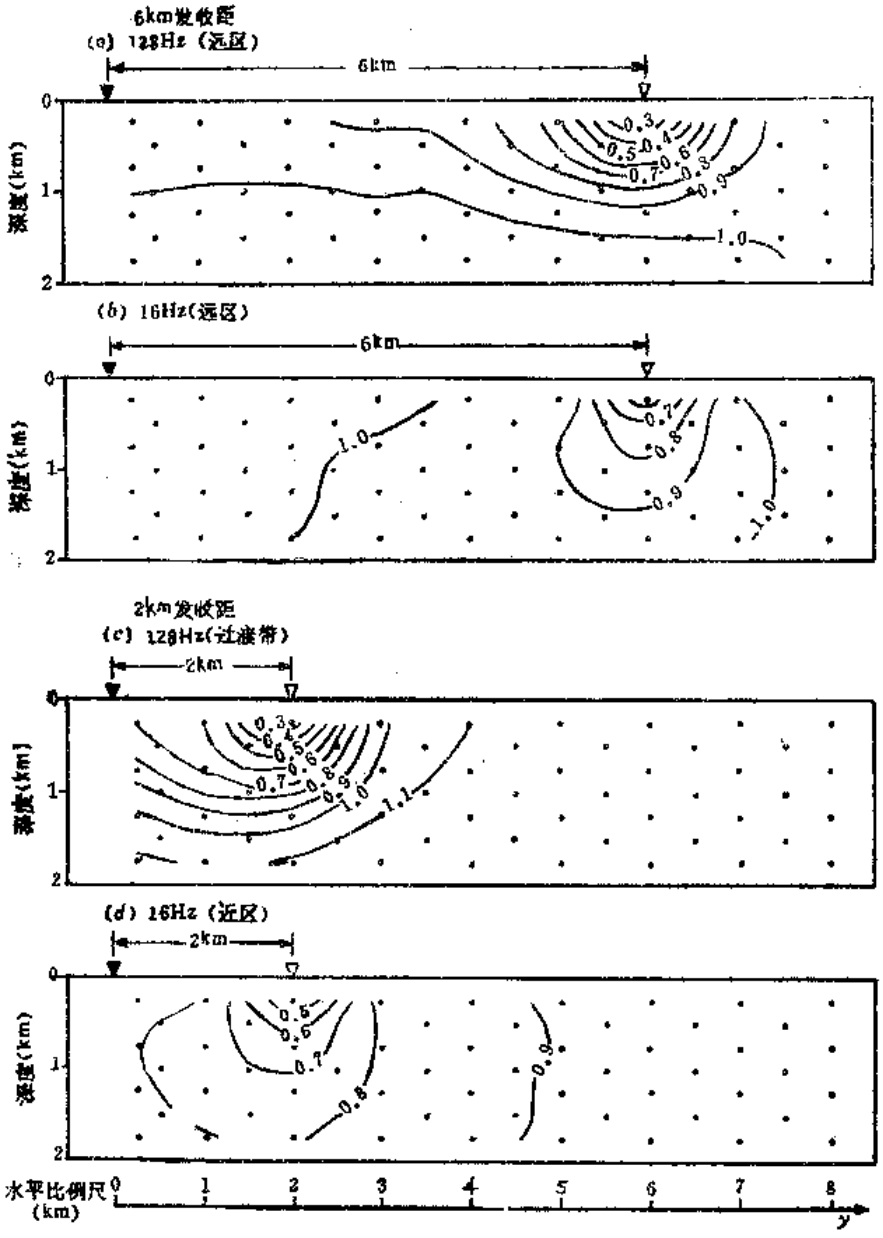


图5.4　二度灵敏模型显示源和测深点之间地质情况

对近场数据的影响，0.5×0.5km，100 Ω·m 的二度导体放在 1000 Ω·m 的半空间中，沿着小圆点所示的每一点移动，发收距分别固定为 6 km（*a* 与 *b*）2 km（*c* 与 *d*）近区数据对靠近场源的物体特别灵敏，这是由于文中所述的测深通道的弯曲，在远区相似的但较小的这种趋势是由于阴影效应

某个频率的卡尼亚电阻率的平均值，用这个频率去除在同一频率时的每点的卡尼亚电阻率，然后对另一个频率施行同样的步骤（Zonge，1981）。最后，可以把这个归一化的、无量纲的结果乘以某个代表性的电阻率值，按比率换算回电阻率单位。这个处理过程去掉了层状，不管是真的层状大地，还是过渡带/近区的变化形成的假层状。这一方法当过渡带低谷沿测线位于同一频率时效果好。

归一化方法的一个实例示于图 5.5。是在密执安州所作的 CSAMT 构造填图。卡尼亚电阻率数据[图5.5(a)]在 8 号点附近显示一个高阻断层和在其东西两侧略为不同的地质带。

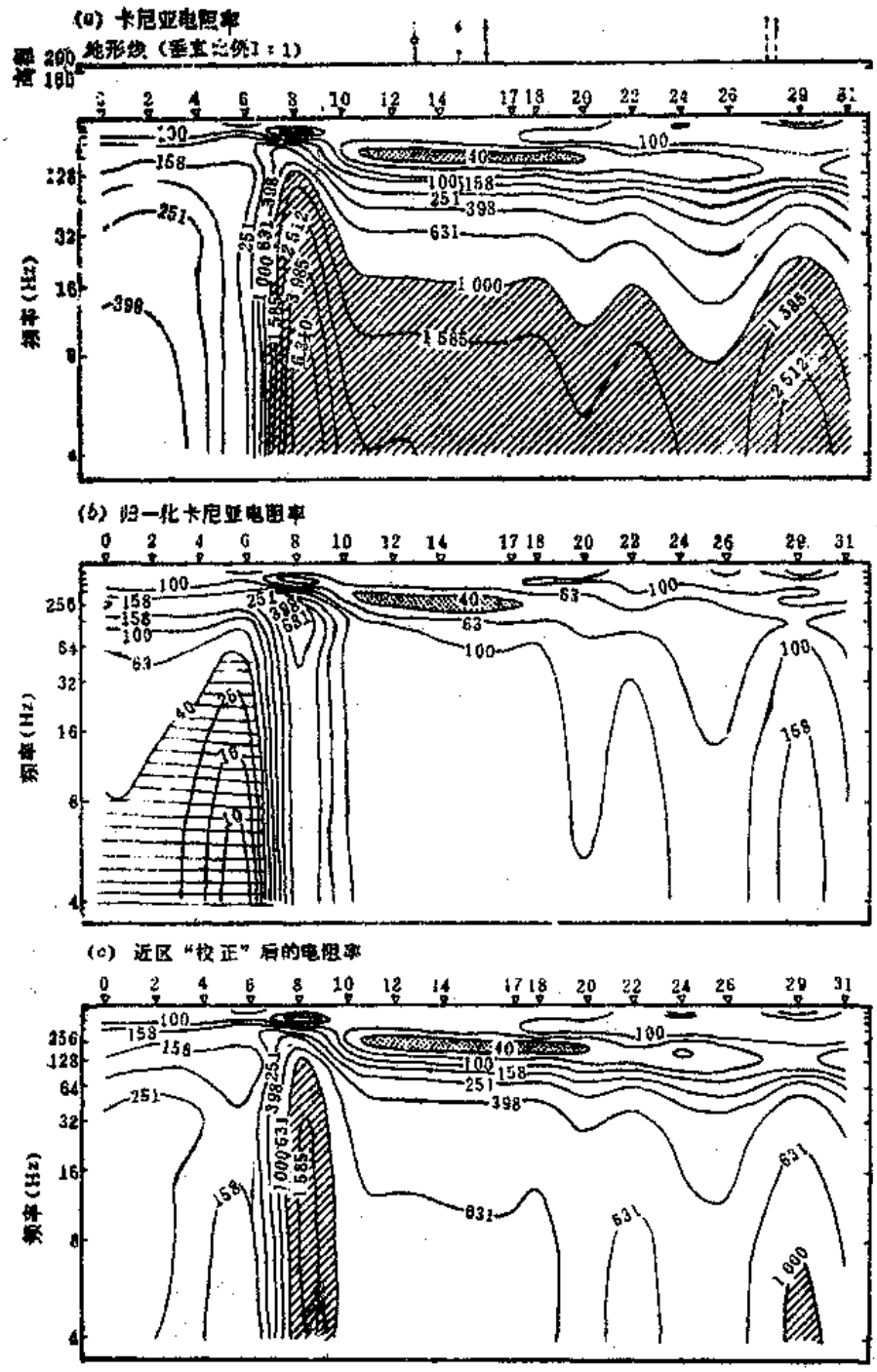


图5.5 在密执安州所作的 CSAMT 数据近区改正的实例，场源离测线 5.5 km

(*a*) 未校正的卡尼亚电阻率；

(*b*) 按近于近区校正的简单归一化结果注意在过渡带低谷校正不足而在 8 号点以西校正过度；

(*c*) 准确的计算结果，注意在低谷象以前一样校正不足，但在 8 号点以西校正较好

东带显示过渡带在 128—256Hz 附近，近区从 4—8Hz 附近开始。图 5.5 (*b*)所示为归一化的数据，用 4096Hz 的平均卡尼亚电阻率（89.1 Ω·m）换算回电阻率。假的电阻率随深度的增长从剖面上消去了，但是过渡带的影响仍然存在，因为在原始数据中，它并不是水平地连续

穿过该测线，而是朝着测线西边移到较低频段。在此情况下，简单的归一化并不能奏效，人们可以用最适合斜线归一化，但是这样的归一化方法将偏移地消除在远区的水平层状。注意到断层西侧的数据校正过头，因为把单一的归一化机械地运用于所有数据，而不顾特点的变化。

第二个方法是直接根据距离 r 计算阻抗，而不是用假设距离为无限大的卡尼亚计算公式，Yamashita等 (1985) 和 Bartel (1987) 描写了这一方法。MacIness (1987) 叙述了一种方法，开始用一个远区卡尼亚电阻率作为解一般阻抗方程的“第一推测”电阻率值，然后把计算的阻抗与卡尼亚阻抗相比较，反复修改推测值直到两阻抗相等达到阻抗相拟合的最终电阻率值即是近区校正后的视电阻率值。

图 5.6 说明了阻抗校正，图 5.6 (a)为均匀大地模型的结果，MacIness 算法校正近区效应非常之好。可是图 5.6 (b) 说明简单的阻抗校正对于改正层状情况下的过渡带低谷却失败了，这是因为该算法并未考虑过渡带的调谐效应。当然把它与模拟 $1D$、$2D$ 或 $3D$ 相互结合可以扩展该方法，这可能使问题解决得更好。可是，由于需要事先知道地质信息，低谷对调谐效应非常敏感，并且要求使用大型计算机，因此这种努力并不总是实际可行的。

MacIness 算法曾用于密执安州的数据，结果[图 5.5 (c)]表明，对消去近区使卡尼亚电

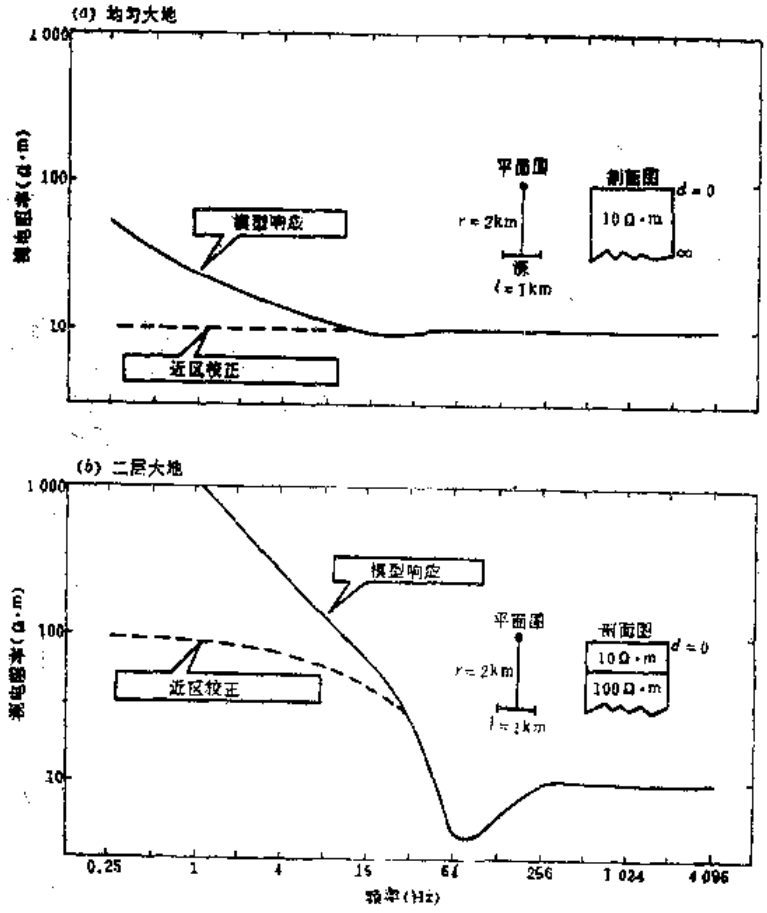


图5.6 说明近区校正的两个模型

(a) 对均匀大地所作的良好校正；

(b) 二层情况在近区校正很好，但对校正过渡带低谷而言算法不成功，低谷因层状而放大了

阻率的假的加倍现象效果很好。但是，如所预料，过渡带低谷仍存在。然而要注意，这一方法比归一化好，因为它在远区并不去掉层状而在断层西带上也未校正过头。

第三个校正方法要求不受非平面波效应影响的独立测量。一个途径是与CSAMT同时求得天然源AMT数据，但是我们认为对于远区频率用CSAMT较好，然后对其余的测深用AMT或MT，否则勘探的费用将比需要的为高。也可以将附近钻孔的测井资料作正演模拟同CSAMT资料对比，但是这要求测深点靠近钻井。因此这些方法在理论上是好的，但是就大多数勘探需要而言，它们并不是处处可行的。

总之，近区数据有其天然的不可解释性，过渡带数据也是很难解释的。对于后者，精确的阻抗计算与模拟相配合，似乎提供了第二个最佳解决办法，而最好的解决办法则是保持在远区观测。

5.2 场源复印效应 (*OVERPRINT*)

Zonge等 (1980) 首次指出了场源下的地质情况可能影响CSAMT测深数据。例如，过渡带有时出现在比预期的更高的频率，有时过渡带低谷的特点出乎意料之外。我们把这些现象和有关的效应称为发射复印效应或场源复印效应，或称场源附加效应。

图5.7所示为 MacIness (1987) 给出的二维模拟结果。模型*A*为位于水平的两层大地上测量，显示出典型的过渡带和近区特点。模型*B*使用的场源位于基底埋藏较浅的地方，显示出很不相同的响应。首先是低谷移到了较高频率，这就造成某种直觉，似乎总的地下电阻

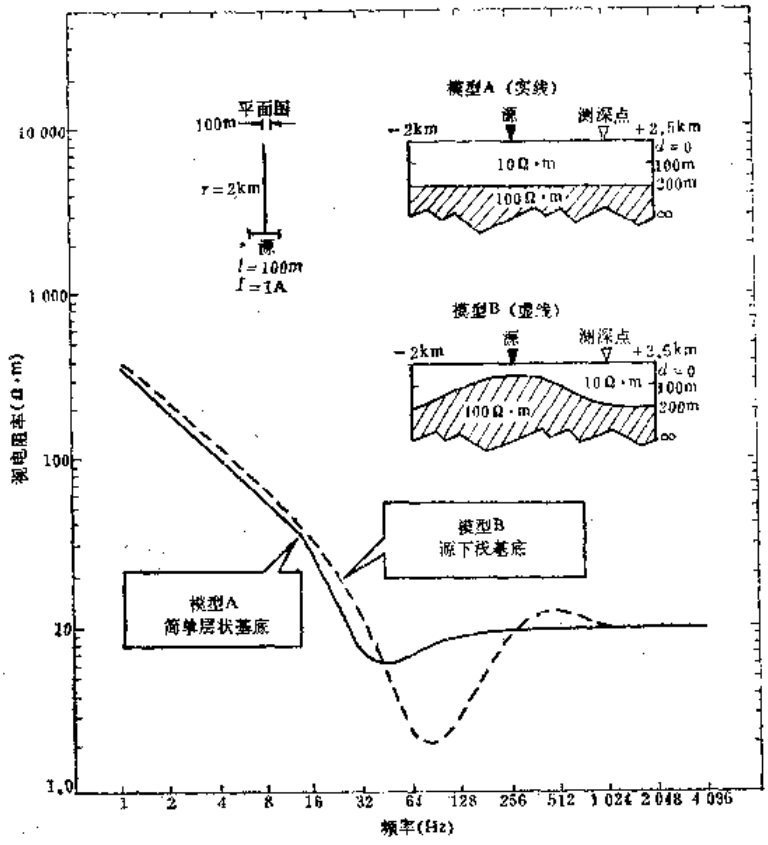


图5.7 场源附加效应的二维模拟

模型B，场源位于基底隆起处，显示放大了的过渡带低谷，低谷向高频方向移动

率抬高了，过渡带向上移动了。如果测深点下方基底变浅也可能产生类似的结果。也要注意到，模型B的低谷要陡峭得多，这也与测深点下基底变浅的效果相类似。因此由场源下具体的地质情况引起的这种附加现象，其响应趋向于与测深点下具有同样地质分布的响应相类似。

图5.8提供了一个CSAMT数据中场源复印效应的野外实例。该实例是在内华达州Trap Spring热田上得到的（Hughes和Carlson，1987）Ex/Hy测深（实线）在8 Hz时进入过渡带。可是根据附近测井获得的地质资料所作的层状反演（虚线）表明过渡带比预期的为高，这似乎是场源下（位于冲积斜坡上）高电阻基底比测深点下（位于冲积谷上）要浅一些所致。

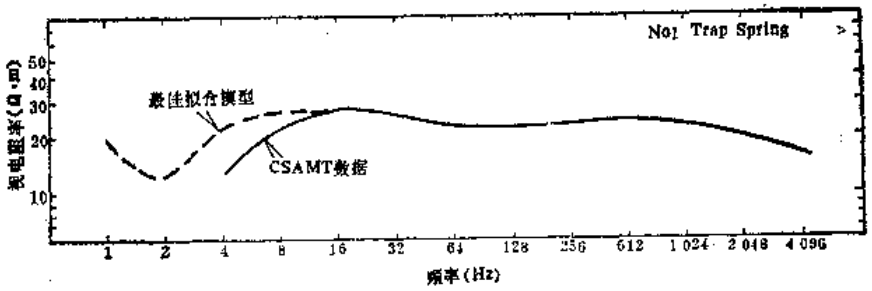


图5.8 Trap Spring 1号油井附近数据和最佳拟合一维模型，
低频时的不一致解释为场源复印效应的结果

场源复印效应的第二个实例示于图5.9，曲线绘出了用两个不同的源在同一点做的测深。源1位于被薄的冲积层覆盖的相对较新的安山岩之上，源2位于较厚的冲积层上，其下为较老的安山岩。两个源的测深曲线在远区几乎是一致的，可是16 Hz以下测深曲线显示分离的特征，覆盖较薄处的场源其曲线低谷位于较高的频率并且陡峭一些，这和图5.7的模拟是一致的。

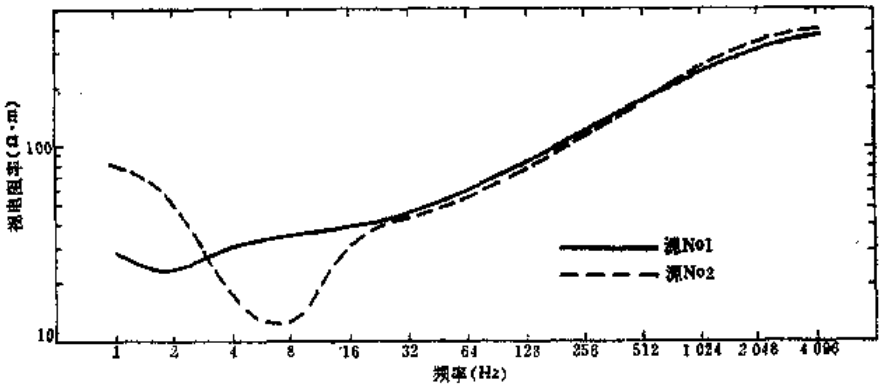


图5.9 同一个测点用二个场源的CSAMT测深，
低频段不重合说明是场源复印效应的结果

至此，已讨论了作为非平面波带现象的场源复印效应，但是图5.10表明远区数据也可能受到影响。数据来自密执安州Stoney Point Oilfield附近（Carlson和Vugteveen

1985)。源 2 高测深点 4.8km，源 3 距 2.9 km，两个源都位于相似的地质条件，并且地形平坦。在远区，用源 2 做的两个测深点的电阻率都比用源 3 做的低20%，认为这很可能是由于测深点和两个源之间地质构造不同引起的静态位移，可能是被电流通道所加强。这就倾向于表明不仅测深点处的非均匀性引起静态效应，而且场源处的不均匀性也引起静态效应。可是应当注意，虽然我们在若干情况下，已观察到这一效应，但它并不是一种普遍发生的效应并且通常较弱。

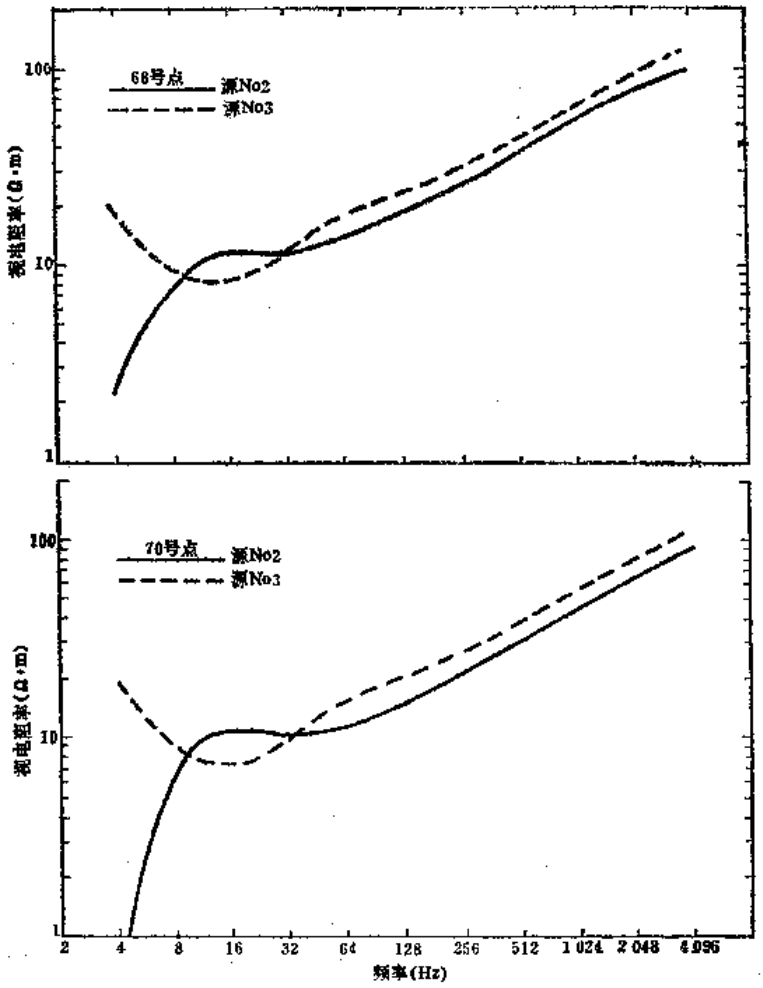


图5.10　在密执安州 Stoney Point Field 用两个源在同一点作 CSAMT 测深
两个点的资料（68与70）都绘于图上，注意在两个点之间这种场源印复效应是相同的

印复效应的最后一个实例取自犹它州 Koosevelt 热泉地热源的部分张量数据（第六章有关于该实例更完整的介绍)。图 5.11 为两个测深点，每一个都用三个不同的源来发送信号，测深点大致位于与三个源相同的距离上，每一个测点的 E 场都平行源方向，源 2 和源 3 为南北向，并且位于山谷沉积物上，源 4 为东西向，并且位于沉积物和山区边界处的地堑式断裂附近。

虽然55号和56号点位于不同的地质条件并且显示出不同的远区结果，但场源附加效应倒是相当一致的。位于地堑断裂上的源 4 产生了强烈的过渡带低谷，源 2 和源 3 位于较深的冲积覆盖物上产生了较平缓的低谷，注意到源 2 和源 3 的响应在形态上是相当类似的，尽管它

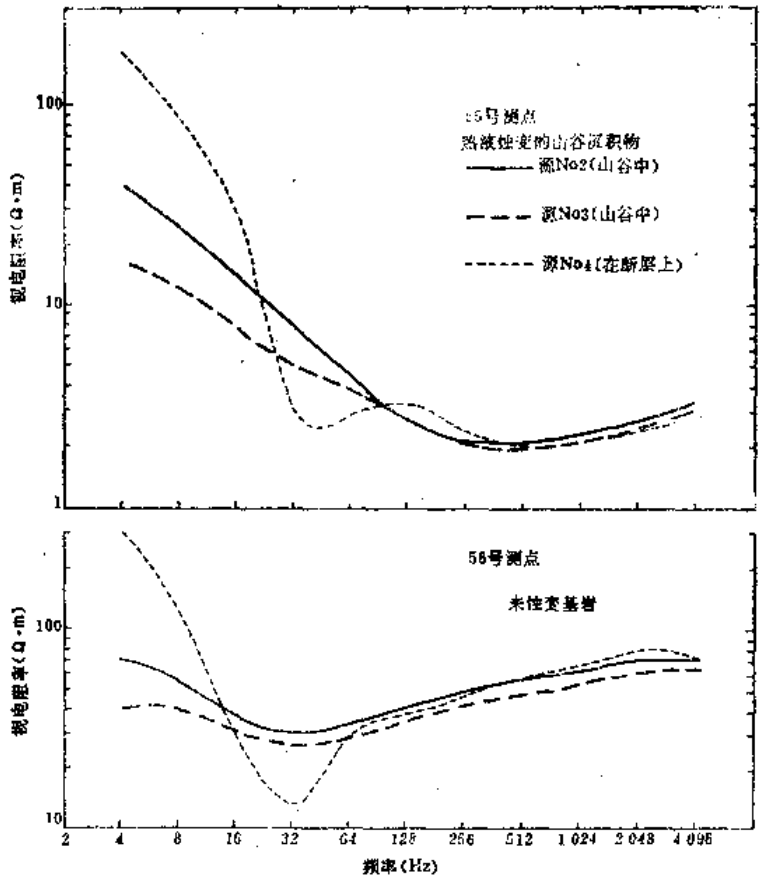


图5.11 同一位置三个场源的 CSAMT 测深在 55、56 号两个测深点曲线如图所示

注意，用源 4 得到的深测与源 2、源 3 得到的测深相比在近区和过渡带曲线特征有根本的变化

们在低频时是分离的。虽然我们觉得这里讨论的差异主要部分是场源附加效应引起的，但是也必须记住这些不同的测量是以接收电场偶极平行于发射偶极来施测的，所以也可能在这些响应中有部分差别是由于 TE 或 TM 方式的响应不同。

在某些情况下，附加效应可能引起低谷发生在同样的频率，而不管在测深点处强烈的地下电阻率变化。通常强烈的电阻率变化会改变低谷的频率，因为以趋肤深度表示的距离 r 随地下电阻率变化。然而，固定的低谷频率趋向于标志复印效应。

校正场源复印效应

场源复印效应几乎不影响到总的远区场解释，但是对这种效应加以校正还是有好处的。可惜，一些校正方法仍处在襁褓之中，要提供足以解决问题的办法还有许多工作需要做。在这一方面，MacIness (1987) 做了一些有价值的早期工作。

可以用来对付场源复印效应的办法有三个：

（1）在野外尽量减小它，不另加改正；

（2）根据多个源位置或者互换测量的数据对测量结果进行归一化；

（3）根据独立的天然场源测量结果作直接改正。

把场源布置在低电阻的地方，或者布置在基岩深度或电阻性基底深度大于测深点的地

方，或者是布在地质条件与测深点位置的地质条件相近的地方，可以减小复印效应的影响。

当几个源的测量结果之间出现常差时，可用反褶积的办法近似地从数据中消去源效应。通过在不同源之间重复几次测量，选择一个参考源，然后把电阻率数据校正到参考源的办法，即可做到这一点。校正最好是这样来进行：对在重复点的每一个源的测深求平均，并对每一场源的数据差求反褶积，这个做法要求至少对两个场源的两个测点进行测量。

归一化方法的一个变种包括互换场源和接收位置的电阻率测深。Zonge 等（1980）提供了一个在亚利桑那州土桑附近试验场地做的 SAMT 测量的实例。该处导电性的冲积层覆盖在电阻性的火山基岩之上，基岩面向西倾斜变深，使用了三个场源/测深位置［图 5.12 (*a*)］，*A* 点位于厚的冲积层上，*C* 点位于火山岩露头附近，该处冲积覆盖层相当薄，在中间的 *B* 点进行测量的时候，场源复印效应出现在源 *A* 和 *C* 之间（实线），我们也许指望图 5.12 (*b*) 的实线比起图 5.12 (*c*) 来更能代表 *B* 点下面的地质情况。

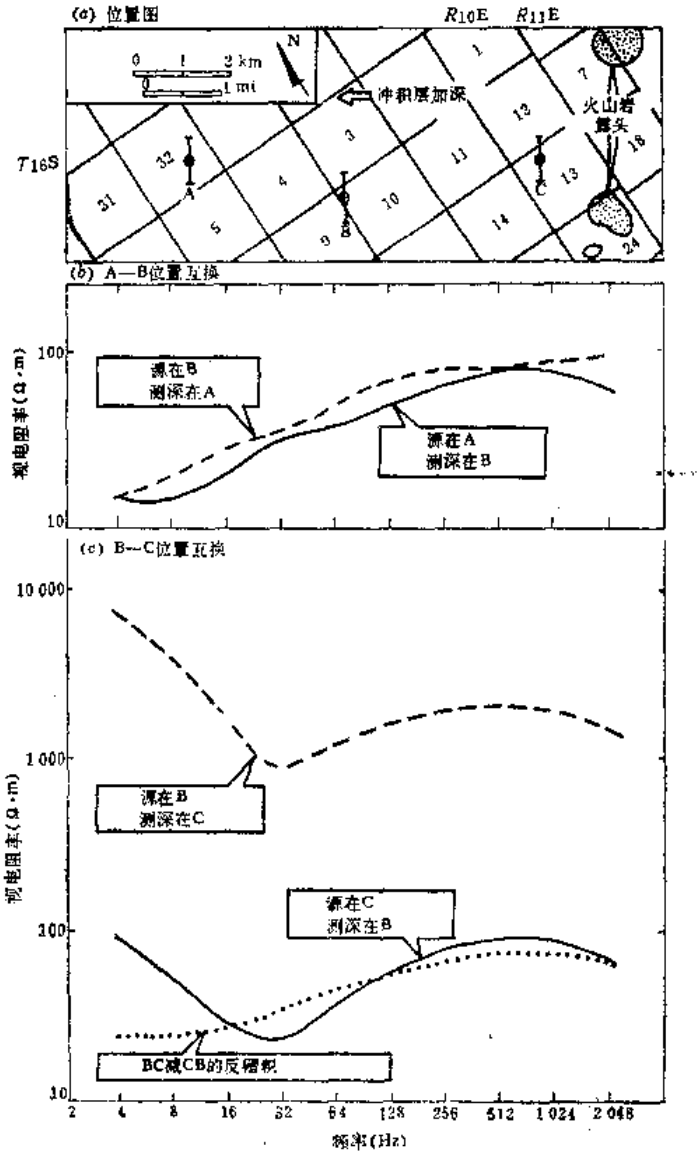


图5.12 亚利桑那东南试验场上场源——接收互换的野外试验注意，点 *A* 和 *B*，位于相似的地质条件上表现出合理的互换性，而 *B* 和 *C*，位于不同的地质条件，在互换测量中表现出强烈的似静态位移，圆点线表示虚线减实线的反褶积结果（图 C 上），如正文中所述

由于 *B*—*C* 互换测量的曲线特点十分相似，我们可以假定在接收点 *B* 进行的测量基本上是受点 *C* 下伏的地质情况的控制。事实就是可以比较两条响应曲线，并且求得某个残数，这个数更加接近 *B* 点实际电阻率测深的近似值，这是通过对两条曲线作反褶积，然后对图5.12 (*b*) 实线所示的 2048 Hz 的相拟合的视电阻率结果进行归一化来实现的。要注意，反褶积结果非常地类似于 *AB*/*BA* 曲线。

5.3 阴 影 效 应

场源附加效应的一个变种是所谓“阴影效应”(Kuznetzov 1982)，这个效应是由场源和测深点之间的地质特点引起的。如图 5.13 所示，尺寸为0.5×0.5km 的二维导体模型埋在均匀半空间中，用 MacIness 算法进行近区改正后的数据显示由于测深通过导体（垂直的阴影带）的影响以及场源投射阴影的影响（斜的阴影带）。阴影从源下斜，离源越远 越 散 开，MT 和 AMT 也显示阴影效应，但 CSAMT 受的影响往往更加强烈，因为场源靠近并且方向性更加明显。

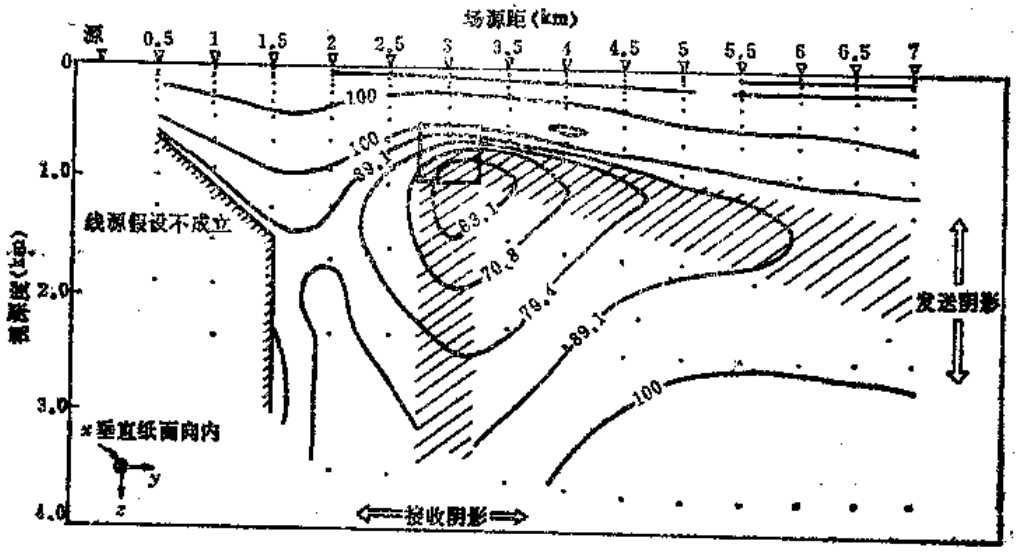


图5.13 埋藏在 100 Ω·m 半空间的 10 Ω·m 二维模型体 (0.5×0.5km) 的阴影效应
在 8 号测点下的方形表示物体位置和大小，电场偶极为 0.5km 长并且沿 y 方向 (TE 方式)，数据作了近场效应校正，阴影效应产生的“影子”用影条线表示

注意到以上效应，甚至离物体很远，阴影仍然存在。因此，测量可以探测到那种即使并不在测深点下方的物体的影响。例如，在图 5.13 上位于 5 号点的测深发现了一个在 1km 深开始的导电异常，在这一位置的钻孔显然是不会成功的。应当注意的是在实际野外测量中，我们还从来没有碰到过这么强的阴影效应。图 5.13 中 强 的阴影效应可能部分是用二维模型来模拟典型的三维问题的人为原因。

一个可能是弱的阴影效应的野外实 例 取 自 于 Tricentrol 2—14 Nancy Unit 的矢量 CSAMT 研究。在犹它州 Paradox 盆地 little Nancy Canyon 油田有一个下了套管乾井，用 76m 的电极距测 量 了 Ex/Hy 和 Ey/Hx，场源 位 于 北 西 7.2 km。图 5.14 所 示 为 4096Hz和 8Hz 的矢量视电阻率，4096Hz 的数据显示区域性的北北西低阻趋势，但 是 几 乎看不出套管效应。可是 8 Hz 数 据似乎既显示区域性的北北西趋势，又有低阻套管效应，套管效应可能产生一个离源而去的可辨别的阴影，需要做进一步的工作，包括第二个场源位置以证实这一点。

解决场源阴影效应的最好办法是获得一张良好的测点分布平面图，下倾并离源而去的楔形异常便是阴影效应的明显指示。也有可能，从不同的源来“照射”测深点以有助于分辨出

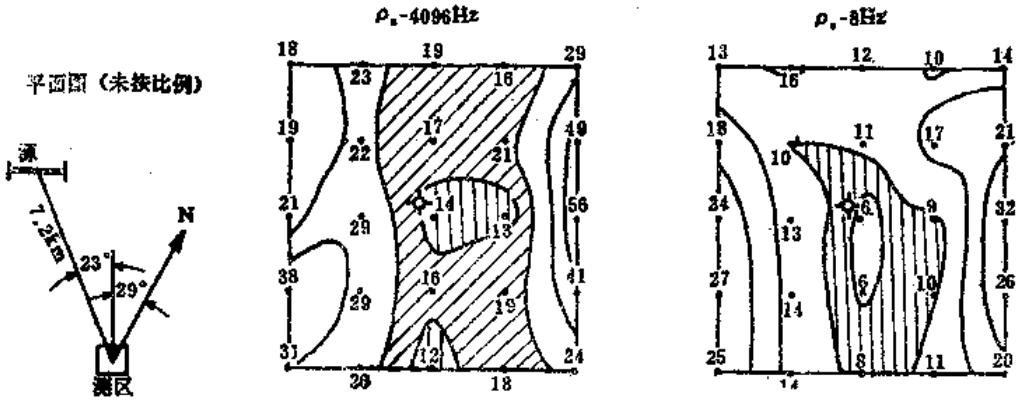


图5.14　在犹它州 little Nancy Canyon 油田下了套管的干井引起的似阴影效应，视电阻率是根据矢量资料计算得来的

该效应，虽然这样做不怎么方便。最后，有可能模拟这种效应，可是，这需要预先知道初次勘探的地方的地质构造，因此限制了模拟的应用。

第六章　应 用 与 实 例

6.1　石油勘探（构造填图）

反射波地震法比所有电法（包括 CSAMT）的分辨率高，但或许是由于地质的原因，或许是由于经济的原因，在有些条件下使得电法较地震法为好或者是可以代替它。CSAMT 用于地下构造填图的一个实例绘于图 6.1，6.2。其资料是获自 Trap Spring 油田（Hughes 和 Carlson 1987）。油田位于内华达中东部的 Railraod Valley，石油产自渐新统熔结凝灰岩

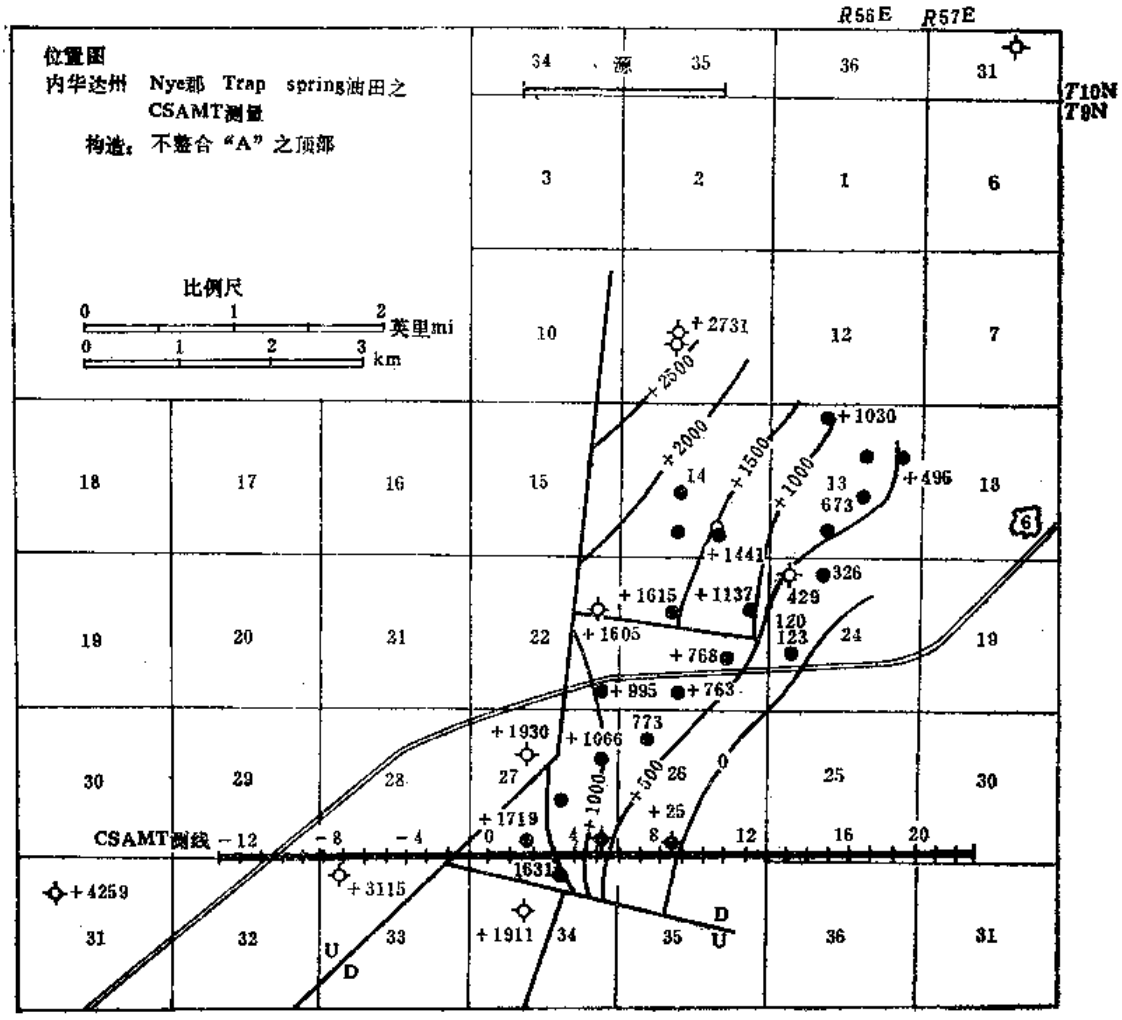


图6.1　在内华达州中东部铁路谷（Railraod Valley）石油产地Trap Spring油田进行的CSAMT测量的位置图

据Duey（1979）构造显示为火山顶（呈不对称"A"字形）

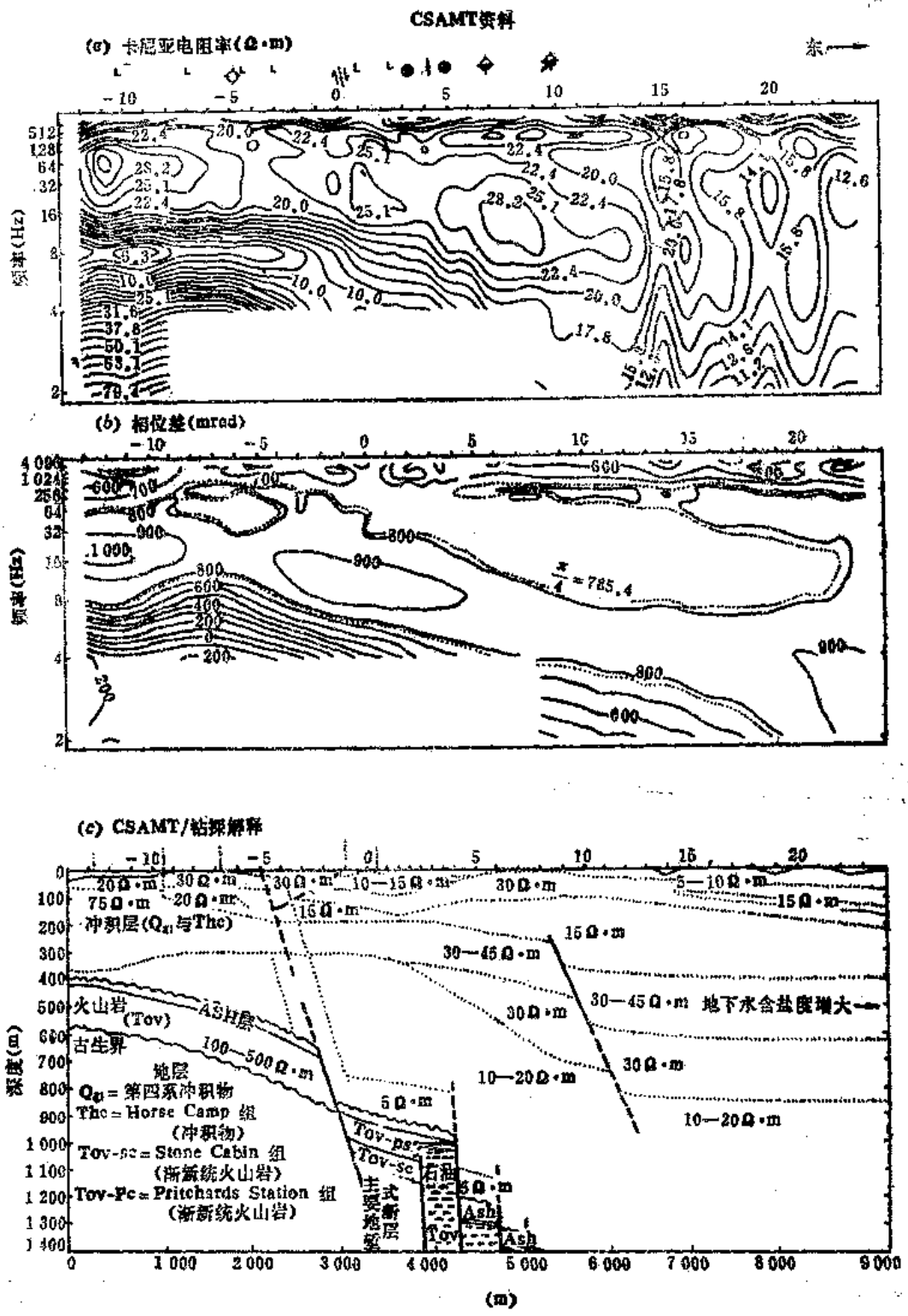


图6.2 Trap Spring油田的视电阻率、相位差资料和解释的地电断面

解释的有些细节系由独立的地质地球物理数据确定，而另一些细节，例如某些地下断层是由CSAMT提供的新信息。

中。凝灰岩是当地火山多次喷发的岩流形成。储油构造是火山岩斜上方的断裂，盆地边缘断层的结果。火山岩顶部非熔结的致密泥质岩构成密封顶，火山岩被300到3000 m 疏松物质所覆盖，而其下面则是古生代页岩、白云岩和灰岩。油田至今已获得 6 百万桶以上的石油，许多油井产量仍相当好。

内华达的勘探工作是非常困难的。那里有很多地堑型盆地，每个盆地都有它独特的岩性、构造、储油岩层、生油岩层、地热史等等。整个该地区的钻孔是稀少的，地震勘探面临许多困难。如许多火山岩透镜体，不能分辨的复杂构造，有利目标构造形态的不可预见性，以及一些地区的弱信号耦合。由于这些问题，地震工作通常是十分昂贵的。在这个地区用一种花费较少的构造填图的方法来取代昂贵的地震工作无疑是需要的。

一条标量CSAMT测线横过油田的南部（图6.1），图6.2*a*和6.2*b*给出了CSAMT视电阻率

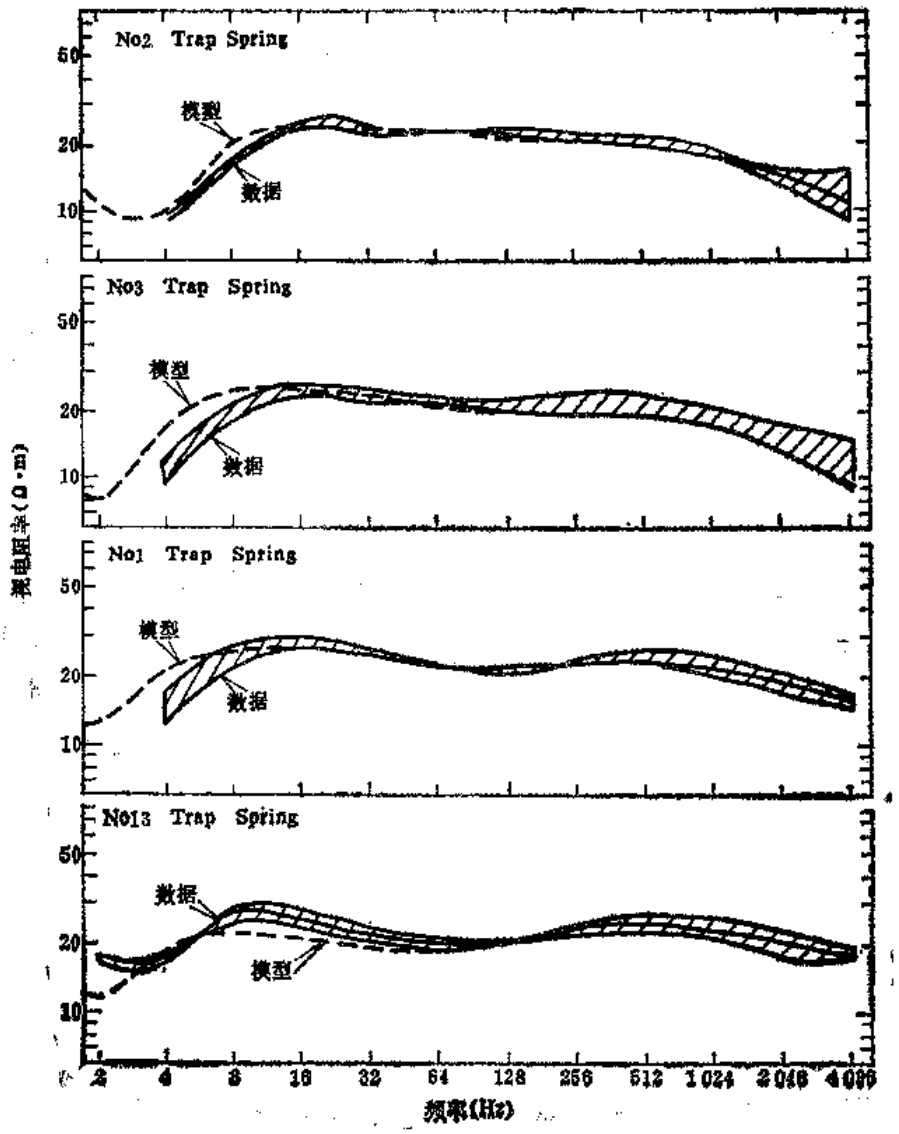


图6.3 Trap Spring 油田 CSAMT 数据与测井得出的电阻率模型的比较

虚线表示测井电阻率和CSAMT地面电阻率联合反演的一维模型结果，实线表示井旁测深，阴影带表示在紧靠钻孔附近地区内测点上数据范围。

资料。如低频特有的低谷所指出的，低于 16 Hz 的数据大都在过渡带上。低谷出现在高于预期的频率是由于场源附加效应（场源处基底比测深点处要浅）。由于火山岩顶部极低阻盖在高阻之上的电性差异（导电的泥岩盖在电阻性的熔结凝灰岩之上），引起调谐效应，低谷也非常之陡。CSAMT 数据的电性“标志”对于地层变化和区域断裂的横向位移特别敏感，并为高阻基底填图提供了一个有效方法。

在－2号测点过渡带上数据存在明显的横向不连续。这种不连续与邻接油田西部边界的主盆地边缘断层是对应的。经过解释的电剖面图（图6.2c）资料指出：（1）断层以中等陡度向东倾斜；（2）东部相对于西部大约低 200 m；（3）连续阶状断裂的结果使东部基底稳定地向东加深；（4）主断层很可能延伸到地面。这些探测结果与地震、钻井和航空照片分别获得的资料基本一致。

浅部资料看出Trap Spring地区的地层复杂。这些地层表明沉积环境变化，如盆地充满下沉的沉积物。这些资料与测线附近深感应测井得到的资料符合得很好。我们直接将感应测井数据作为一系列正演一维模型的输入对数据进行比较，然后再把模型与 CSAMT 实际测量的资料比较。因为测井是在 100 m 或更大深度进行的，故反演浅部的 CSAMT 数据来完善正演模型上层部分的图。图 6.3 所示为测井得的模型与实际的 CSAMT 电阻率资料的对比。在四口钻井中，远区 CSAMT 数据与电测井数据对比相当顺利。过渡带的不符是由于场源附加效应。

研究表明，CSAMT 是一种在地震勘探之前勘查基地进行构造填图的有效工具，它的成本在该例中是地震法的 1/4 。

6.2 地热填图与地热监测

近年来，CSAMT 法 已成了填绘与地热液有关的卤水含水层和构造的得力工具。这方面的一些典型实例在Sandberg和Hohmann（1982）、Bartel和Jacobsen（1987）以及Hughes和Mass（1987）等人的文章中可以找到。本法对导电地热区顶部 2 km的填图特别有效。

Hughes和Mass（1987）提供了在Roosevelt热泉地热区上监测含水层的资料。该地区位

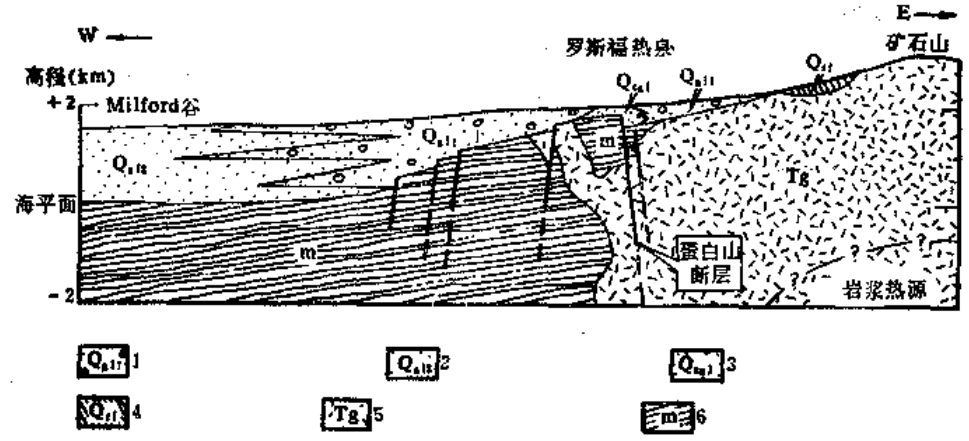


图6.4 穿过 Roosevelt 热泉含水层的综合地质剖面（东西向）

资料取自Ward等（1978），在断层及与Opal Mound断层有关的破碎带中发现了地热流体，一般深度在300m以下。

1．砂、砾石　2．粘土、细砂　3．硅质胶结的冲积物　4．流纹岩流　5．花岗—花岗闪长岩　6．变质岩

于犹它州南西部的Milford北东19km处。热源是一个高温的、以水为主的热液系统，在一个与沉积的、沉积变质的以及与Mineral Mountain Range侵入体有关的宽广的断裂破碎带中发现有良导性的流体。图 6.4 所示为地质横剖面图，基岩之上覆盖有冲积的砂和粘土。图 6.5 所示为KGRA地区地表地质图。主要构造是南北向的 Opal Mound 断层和与之相交的东

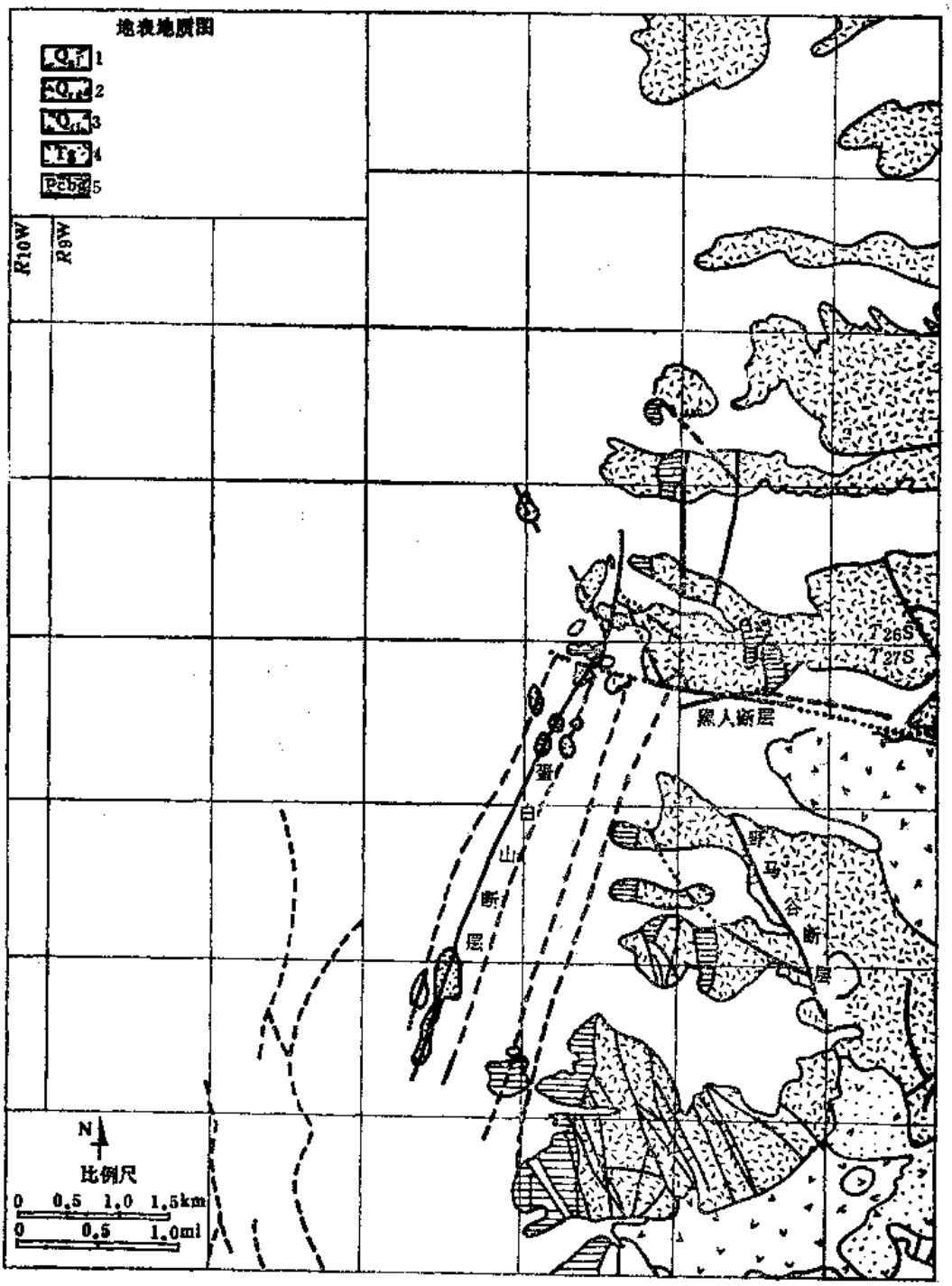


图6.5 Roosevelt热泉地表地质图，据 Sibbett 和 Nielson (1980)

多种地球物理研究都显示在冲积层覆盖之下的新发现的断层

1.冲积层、硅质胶结 2.流纹岩帽 3.流纹岩流 4.花岗岩、石英二长岩、正长岩 5.条纹片麻岩

西向 Negro Mag 断层。Opal Mound 断层控制了地热流体。其深度从300m到至少2200m。该区有广泛的热液蚀变，其中包括粘土化。

根据热流图（图6.6）判断，含水层是宽广的。100 mw/m²热流等值线（Ward等1978）表明热源区接近于 175 km²。Wright等（1985）也注意到，该热流指示超过 60 mw的连续的可更新的能源，显著超过正常标准。

1984年10月和1985年11月两次在野外进行了部分张量的 CSAMT测量。两次测量使用相

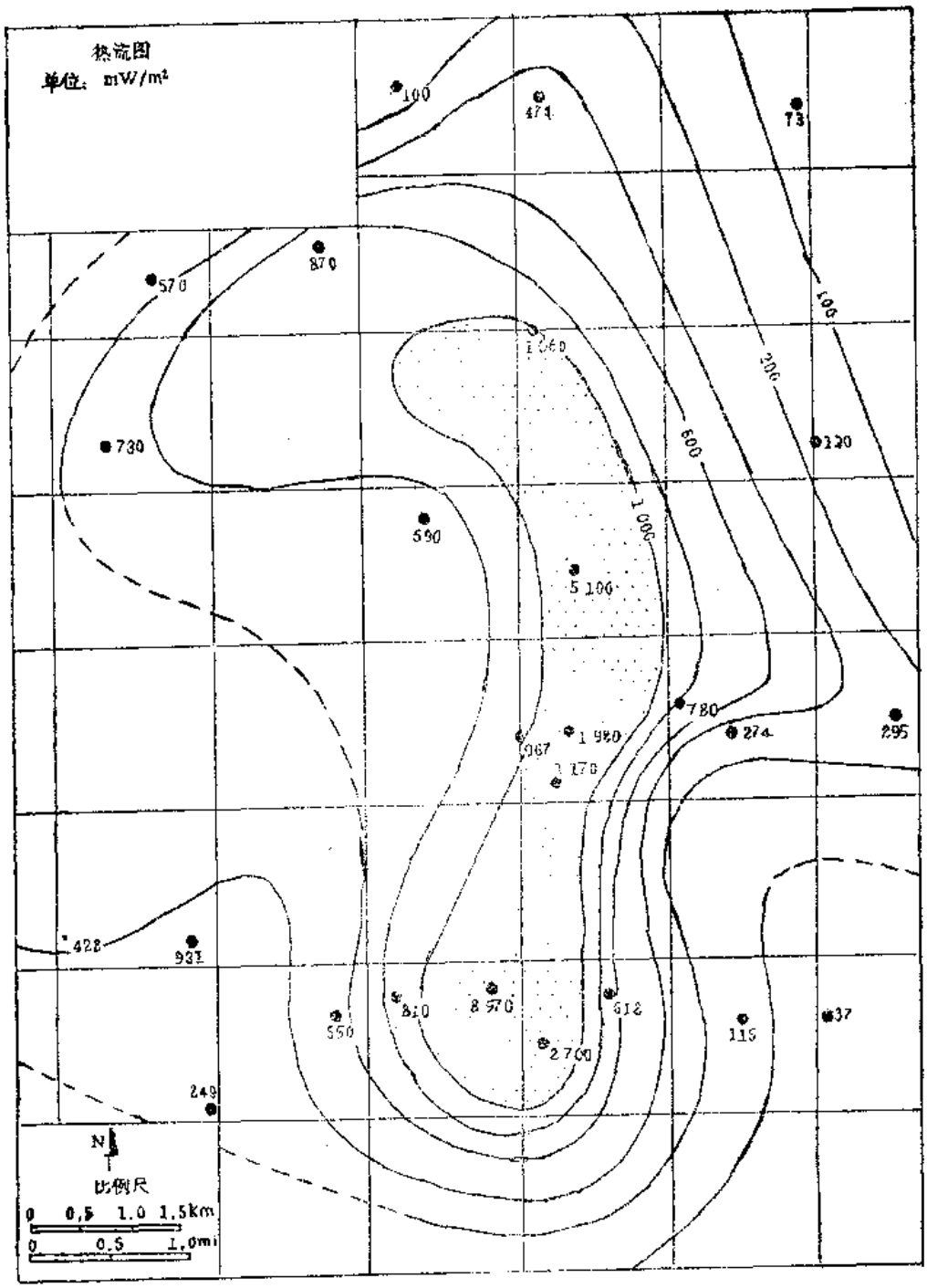


图6.6 Roosevelt 热点热流图，据 Ward 等 (1978)

同的源。源 1 和源 4 呈东西向，靠近热源层的南北向的构造轴；源 2 和源 3 呈南北向。测区西部在深谷中充填有沉积物。测量偶极平行于正在供电的源偶极敷设，测量偶极的间距为 152 m，工作频率范围为 4～4096 Hz。

两次测量的数据精度都非常之高，第一次测量数据的平均偏差为 ±1.3%，第二次的则为 ±1.5%。大多数单个测点的偏差值都不超过 ±1%。往往在 64 Hz 和 128 Hz 记录到噪声

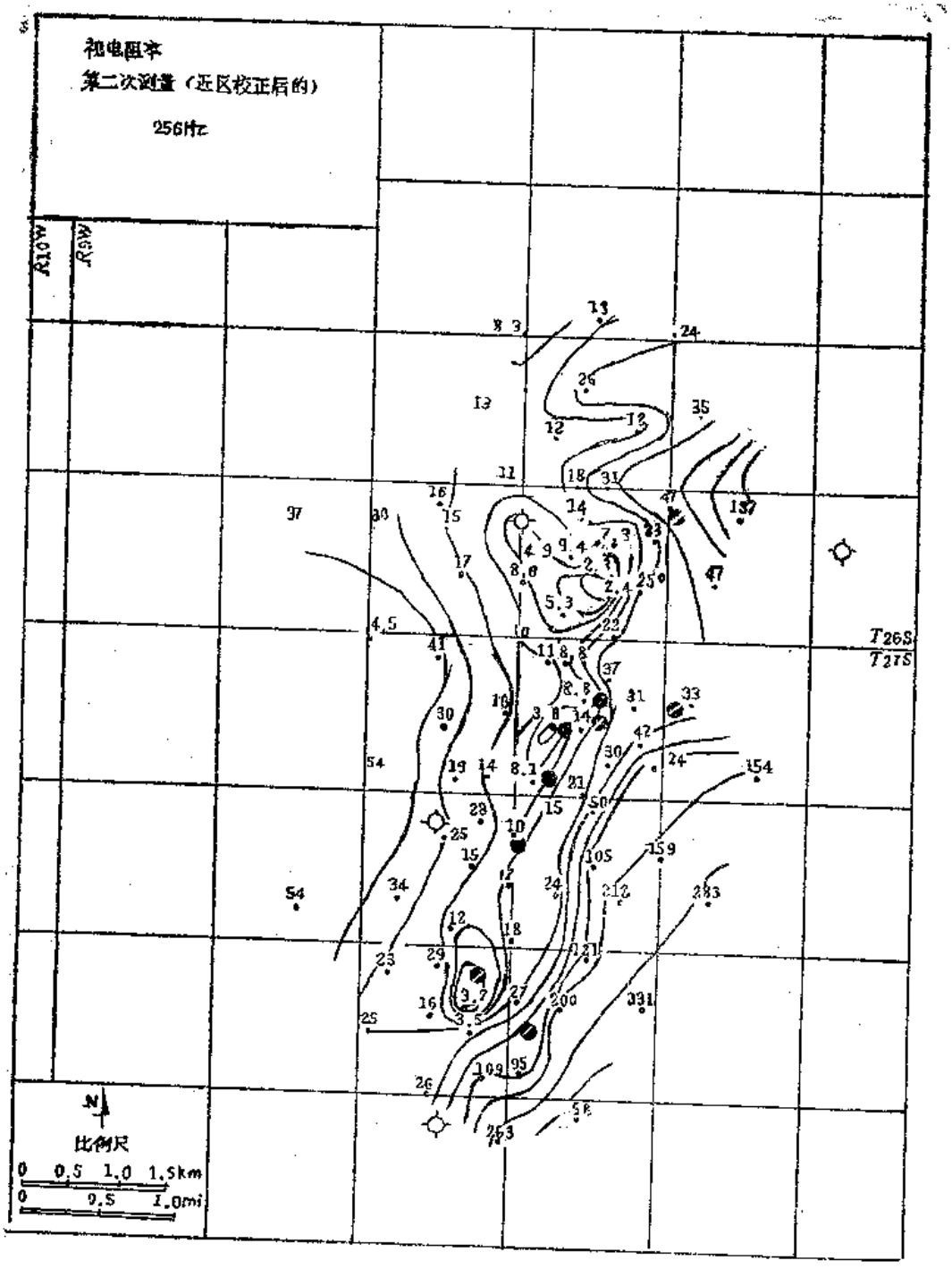


图6.7 用源 1 和源 4 做的第二次测量的 256 Hz 时的视电阻率

注意沿Opal Mound断层轴向有 3 个良导体，黑圆点表示生产井，以前的或最小的生产井打了斜杠，注入井打了箭头，干井为加十字的闭圈

有些偏大的数据，这常常是由于在发电厂附近60 Hz的动力线路的强大干扰所致。而4096 Hz时误差偏大是高频时大气噪声引起。周期性的重复测点测定的绝对重现性平均为 ±5%，引起这种现象的原因尚不清楚，虽然我们怀疑在半冰冻天气地表条件的改变而且或许还有文化噪声水平的改变导致了整个噪声水平的变化。我们认为电阻率的任何不到±5%的变化在统计上是不可信的。

正如在源效应的讨论中所提到的，数据显示出在东西向源和南北向源之间有场源附加效

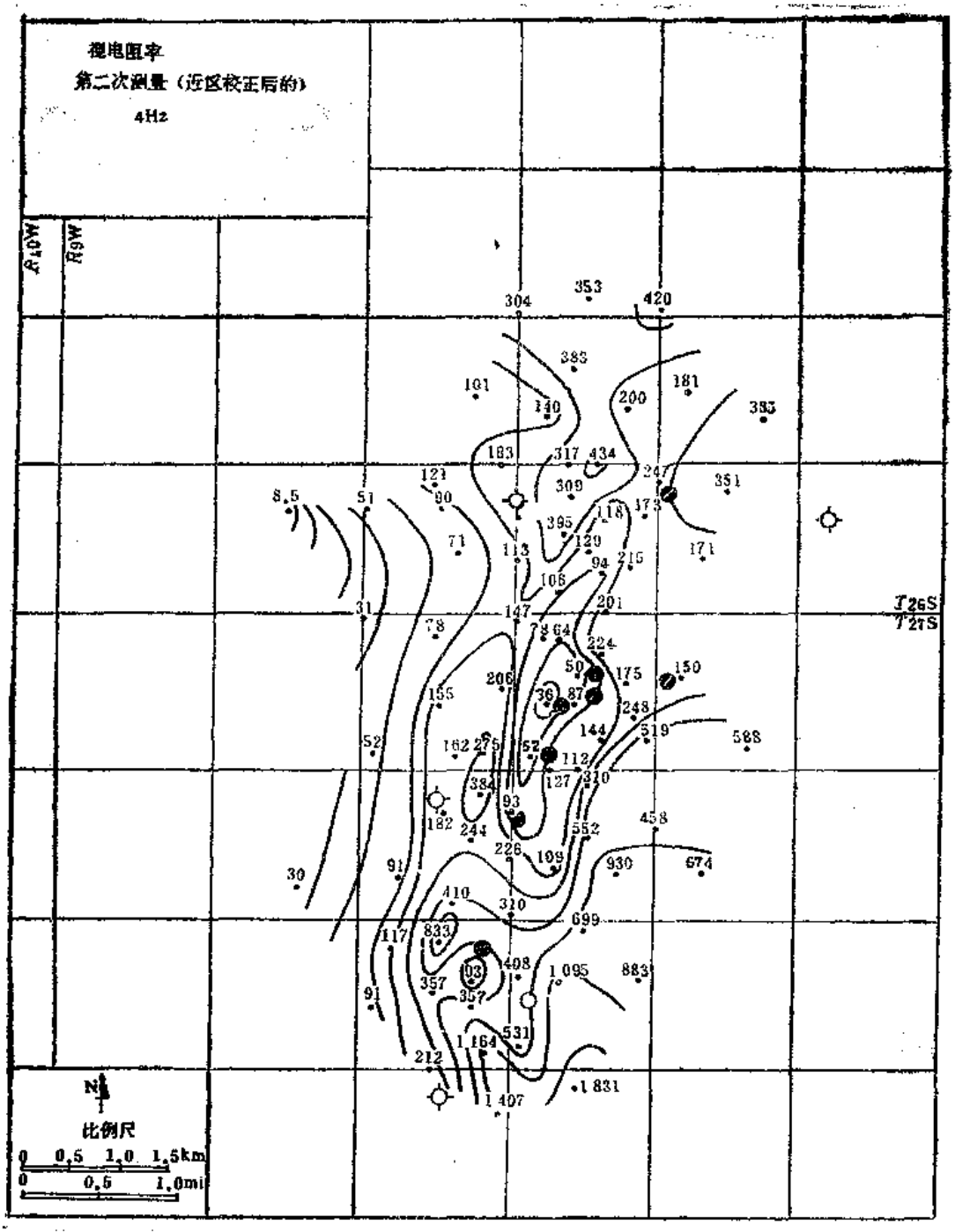


图6.8 用源1和站4第二次测的4 Hz的视电阻率
在这些较深的数据中只有中部的良导袋状异常仍然存在

应的迹象。Hughes 和Mass（1987）对此作了详细一些的说明。因而在此处讨论提出的数据中只包括从源 1 和源 4 得到的资料。此外，数据也显示明显的非各向同性，但这仅限于在断裂的基岩地区的那些测点。Hughes 和Mass的分析表明，在这种特殊情况下，对于地热填图和监测热场的变化来说，标量 CSAMT 就足够了。

图 6.7 所示为第二次测量的 256 Hz 频率的视电阻率结果。良导异常与地热田以及控制热田的 Opal Mound 断层有关。在朝向Milford谷的冲积物上观测到中等电阻率值，在热田以东的山上测到高的电阻率值。沿良导带走向有三个导电袋状异常。 4 Hz 测的数据(图6.8)表明，只有中间的良导袋状异常有相当深的延深，而南面的良导袋状异常和北面的良导袋状异常是浅部性质的。

图 6.9 的拟断面图很好地绘出了三个异常的概貌。出于本文的目的，拟断面图只给出了 64 Hz 及其以上的数据，在电阻率数据上清楚地显示出北边的异常体是最浅的而中部的是最深的。图6.9*b*的相位数据也很好地表明了这一点。注意南部和北部的异常体是怎样地以相位降低为特征，说明良导带已经穿过，在深部见到电阻率较高的或者至少是均匀的物质。相形之下，中部异常体以 $\pi/4$ rad 以上的高值为特征，表明到深部电阻率一直都低。

这些结果与我们当前对该热田的地质认识很好地一致。浅部的北部异常体位于 Roosevelt 热泉蒸汽出口附近，其异常源是相当浅的热液蚀变，主要是粘土蚀变。延伸到地表的复杂的断层和裂隙系统，很可能也是这种浅部响应的来源。

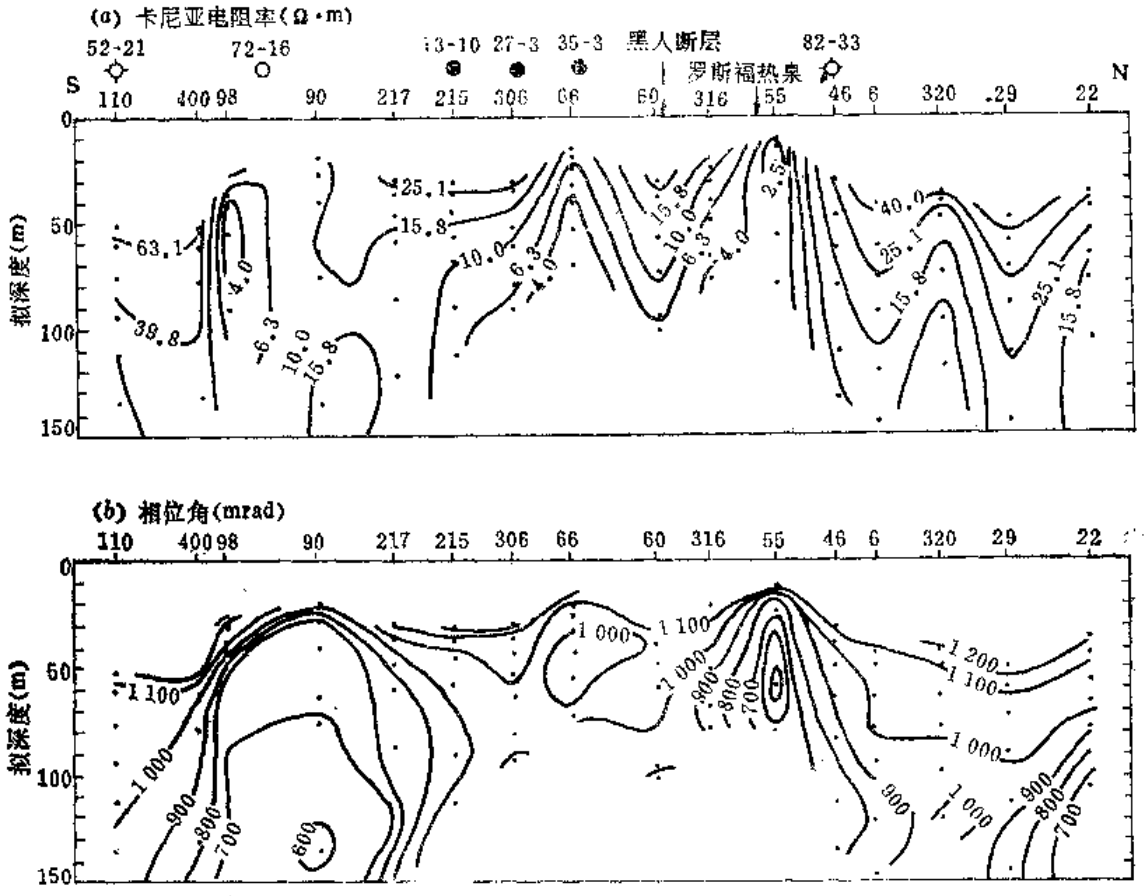


图6.9 a）沿地热田轴向视电阻率拟断面图；b）相位拟断面图，注意用相位查明相对深度只绘出了远区数据（64 Hz～4096 Hz），因此拟断面仅相当于顶部100～150 m以内的效应。比例垂向放大 20：1

深部来源的中部良导异常体靠近开采区的中心，该区在大约 800 m 到 1600 m 的深度发现有储热含卤水层。异常与生产井的关系很密切，高电导的值与所有现在的和过去的生产井有关，而电阻带与干井相对应。构造特点，特别是Opal Mound断层，以及蚀变产物很可能也对响应起作用。

中浅的南部袋状异常似乎是几种影响的结果。在这个区域含水层液体埋藏浅（有一口井仅仅在 382 m 深就遇到了 243℃ 的热水）。由于在井之间记录到强的水渗透性，该液体被认为是含水层系统的一部分。南部异常体的大部分响应很可能是该液体引起，最导电的值位于以前是生产井而现在用作观察井的那些井附近，而电阻性的值与干井有关。电阻率等值线在含水层的南部边界恰好趋于封闭，简直和热流等值线图（图6.6)一模一样。但是某些良导值

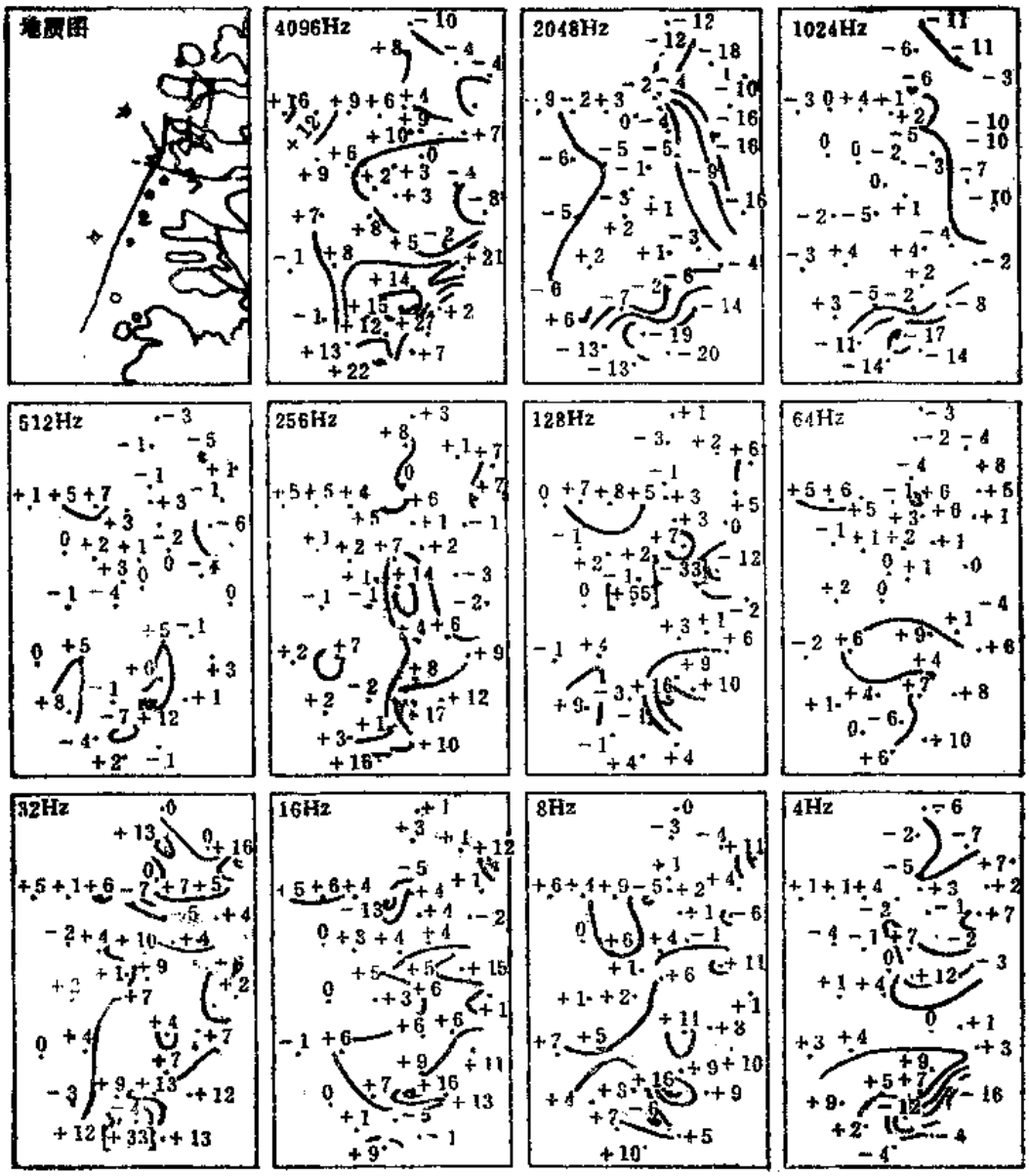


图6.10　第一次和第二次测量电阻率作为频率的函数的变化百分率

正值表示第二次测量的电阻率高于第一次的，一种解释是蒸汽相使视电阻率增大，但是改　　点。

沿Opal Mound断层经过含水层延伸到SSW方向，显示出也存在有强烈的构造影响。

高的数据质量和细心地进行重复测量恰好使我们能够把两次测量的结果做直接的对比。图6.10所示为在每一频率上第一次和第二次测量的电阻率的变化百分率。正数表示两次测量时隔一年后电阻率变高，负数表示电阻率变低。许多（点）的变化都小于±5%，符合我们所采用的关于统计显著性的标准。高频数据的变化很可能与时隔一年后两次测量间冲积层中水饱和程度的变化有关。在82—33号注入井中卤水的注入可能引起了 8 Hz～32 Hz 在该处记录到更加导电性的数值。

特别有趣的是，较深部数据，主要是低于 32 Hz 的数据在含水层上观察到电阻率增高，（曲线）类型从一曲线到另一曲线都有变化，但总趋势是向正值变化。在Negro Mag 断层，电阻率增高的变化向北突然中断，特别是 4 Hz 的数据显示电阻率沿该断层方向增加。向南，含水层上的变化同基岩地区的正变化合并，在平均电阻率为 20Ω·m 处，电阻带的顶部估计为 250 m 左右。总的来说，地热开采带上的变化在 +5%到+10%之间。

不难想象，热田上的电阻率变高可能反映了含水层中蒸汽帽的形成。据水储工程师们反映，在两次测量间，蒸汽确已渐渐形成，CSAMT 法所反映的电阻率改变的位置和深度与已知的关于含水层的资料相一致。但我们目前尚不能作出任何肯定的结论，本次监测研究的下一阶段打算进一步彻底调查这个问题。

6.3 块状硫化矿的勘探

Crandon 块状硫化矿体位于威斯康星北部 Rhibelclader-Ladysmith 绿色砂岩地带。如 Schmidt 等（1978）评论文章中所叙，矿体储量约6200×10^4t，含 5 %的锌，1 %的铜和低品位的银、金和铅。矿带中硫化物含量平均约65%，硫化物主要是黄铁矿，并含适量的闪锌矿和黄铜矿，少量的方铅矿、石英、绿泥石和绢云母。矿带是椭圆形、透镜状的，近乎垂直板状结构。平均约 30 m 宽，长约 1500 m，向下延伸到约 500 m 的深度。矿带上面覆盖 50 m 厚的冰川沉积物。图 6.11 示出了理想地电断面图。Zonge 得到了此矿体上复电阻率（CR）和CSAMT的资料。CR 视电阻率资料（图6.12*a*）在矿体上表现出强导电特性，比较大的90m极距使异常变宽和强度降低，但异常仍明显显示出来。中等极化强度也是与矿体硫化物含量高有关。标量 CSAMT 数据是利用测量极距为30m沿CR测线得到的，发射源极距765m，

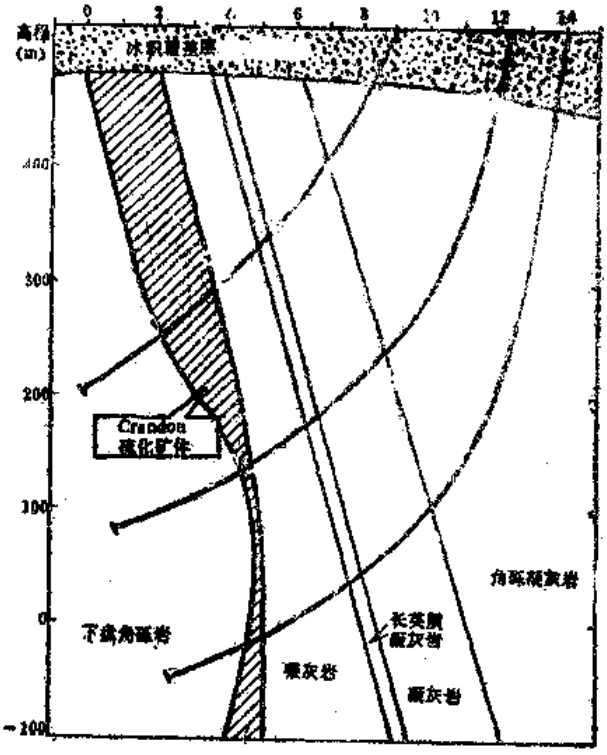


图6.11 Crandon 矿体地质断面，据 Schmidt 等（1978）

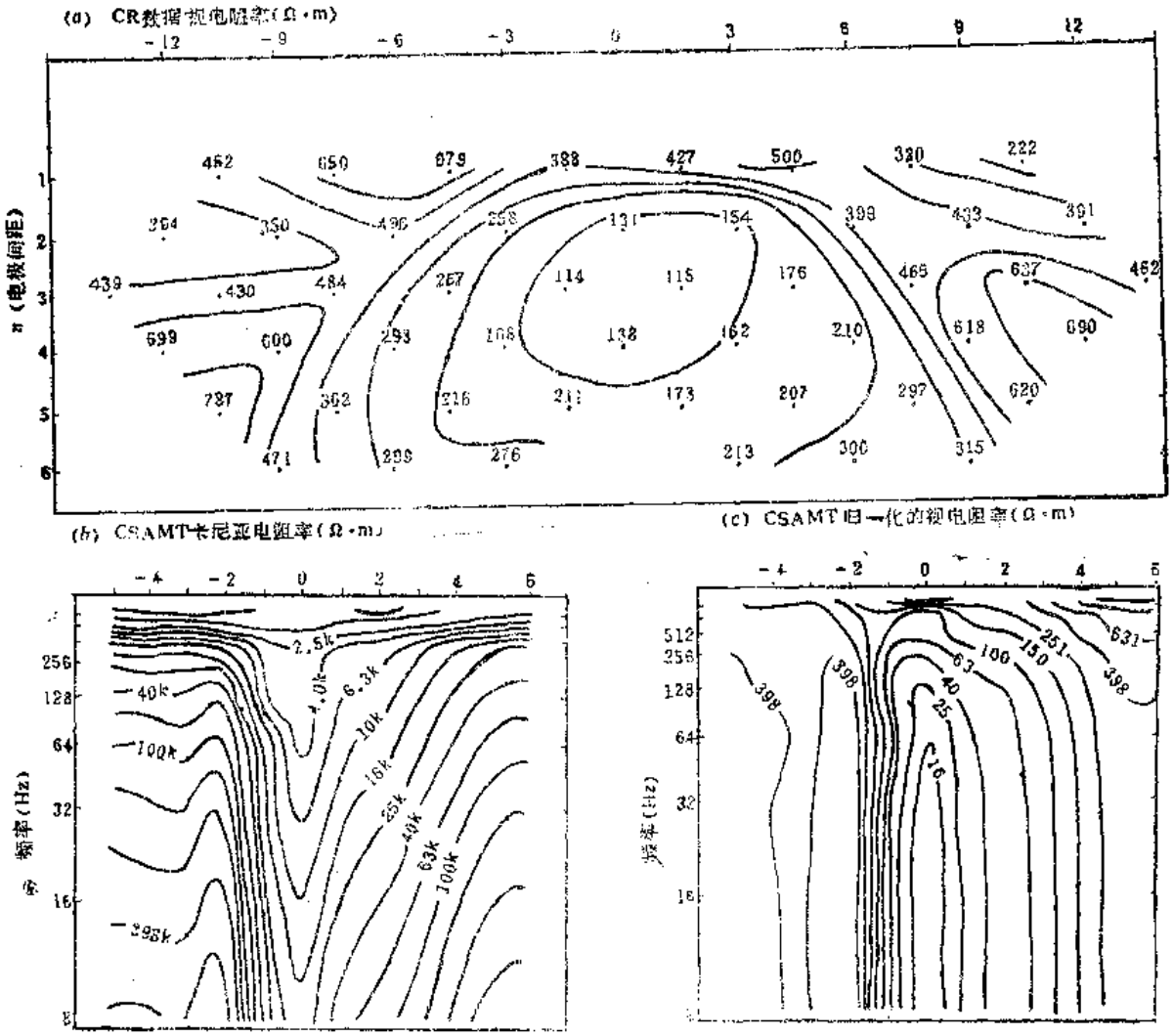


图6.12 Crandon矿体上得到的电场数据

a) 偶极—偶极测量的CR视电阻率，$a=91$　b) CSAMT标量测量的卡尼亚电阻率，$a=30$ m，$r=3.3$ km

c) 归一化CSAMT卡尼亚电阻率

距测线2.8 km。卡尼亚电阻率资料（图6.12b）显示假的近区高电阻率，这是由于发—收距太近引起的（当时还是CSAMT的早期，对场源效应还不十分理解）。近区饱和约出现在64 Hz附近，0号测点附近的强导电性特征叠加在近区效应上，导体与硫化矿体位置对应得很好。资料显示一个明显的南部边界，指出在南部硫化矿体和断层下盘角砾岩间电阻率差别很大，由－2号测点上的高电阻率突然增大现象表明了这种接触。北部边界是非常平缓的，部分是由于矿体向北倾。

图6.12c给出了归一化视电阻率数据，它表现出一种经过修饰的真实感的拟剖面图。并且由于导电性较好的表层，使得浅的层状也除去了。

6.4 金矿勘查：低温热液蚀变填图

80年代早期以来，日本金属矿产机构（Metal Mining Agency of Japan）一直致力于

用CSAMT法勘查金矿。Yokokawa（1984）和Kawasaki等（1986）报导了在日本南部九洲岛世界级的Hishikari金矿床上做的工作。Hishikari是一个低温热液脉型的矿床，由于近代的火山活动，矿床中热液活动仍然起主导作用（Abe等1986，Ikeda 1987）。富含硅和贵金属的热液沉淀在安山质的基岩裂缝和张性裂隙中，构成了一系列富含金银的石英脉。主矿脉有4条，还有若干小脉。主脉宽度从数厘米至十米不等，整个走向长度超过700m。含量极高，最高金含量近于1500 g/t（54 oz/t），平均含金80 g/t（2.9 oz/t），平均含银约50 g/t（1.8 oz/t）。

Abe等（1986）介绍了该矿床的勘查史。从1975年到1981年，早期的区域性普查是由日本金属矿产机构做的，包括重力、对称四极测深以及航空电磁法（EM）和磁法。这些方法的资料指示出一个低阻高重力带，需要进一步详查。然后做了一条线的标量CSAMT法来详查异常。

图6.13为随后得出的矿带上的地质横断面和标量CSAMT资料。高阻带与地表岩性特别是Kurozonsan流纹岩和Hokusatsu shinki火山岩有关。在大约100m深处，低温热液引起电阻率全都下降。在16号和18号点之间强大的垂向电阻率异常是最早打钻验证的对象。正如Abe等在地质评论中所指出的(1986)，这个异常与古安山岩中宽广的垂向裂隙有关，裂隙中充填有热液并具有广泛的粘土(化)蚀变。在Shimanto组岩石中，以上这些裂隙中含矿。因此CSAMT法直接查明了含金构造。

接下来做的工作提供了视电阻率平面图，图中导电带同含金脉以及地质构造对应得很

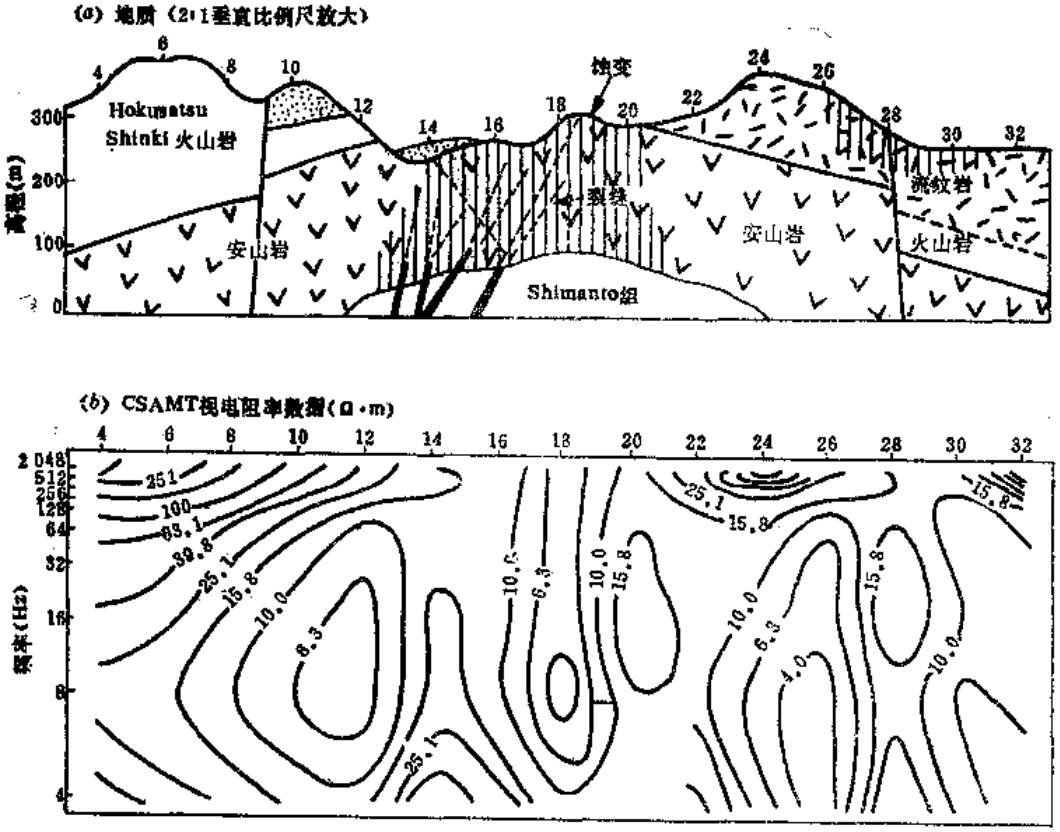


图6.13 Hishikari Mine普查的CSAMT结果（Yoko kawa 1984）

a）地质剖面（Abe等1986，Yokokawa 1984） b）CSAMT视电阻率

好。Kawasaki等（1986）叙述了一维反演的结果，得出的电性断面同Abe等（1986）提出的当前知道的地质情况符合得很好。

随着查明CSAMT对象的精确位置，一个由Sumitomo矿产公司执行的钻探计划开始了。开头的岩心钻探试验是成功的。1982年见到了几条高含量的脉，于是准备地下开采。Sumitomo公司做了数量相当可观的跟踪地球物理勘查，包括3个CSAMT研究、重力、大地电磁，还有激电等方法。开采于1983年开始，到1986年达到了满负荷生产。

Hishikari是一个真正的世界级矿床。据最近估计矿石储量为5 Mt（百万吨），平均回采约200 t/d，这就提供了一个具有100年寿命的矿山，单是金的总储量就有40×10^4kg（1400×10^4 oz）。开采的有效价值(利润)目前约占整个年收入的20%(Stocks和Hodinott 1987)，按目前比价（430美元/oz），该矿山在其整个开采期内将创造大约每年50亿美元的纯收入。

这一计划的成功激励了日本和澳大利亚的公司在日本勘查金矿中广泛应用CSAMT法（Yokokawa 1984；Ikeda 1987；Austpac 1987）。

6.5 金矿勘查：硅化脉填图

Cannon矿山是美国华盛顿州中部一个主要的黄金产地，金矿化赋存于Swauk层中的热液蚀变硅化带中。Swauk层由长石砂岩和页岩组成，硅化带呈半连续的、线形长条状产出，其走向为南东向。构造呈陡倾斜状并常常被地表覆盖物所掩蔽。

图6.14为CSAMT视电阻率拟断面图，剖面穿过一个已知的向南东延长数千米的含矿硅化露头。在硅化脉上直接观察到强的电阻性特征，电阻体两侧为导电带所夹，认为是导电性

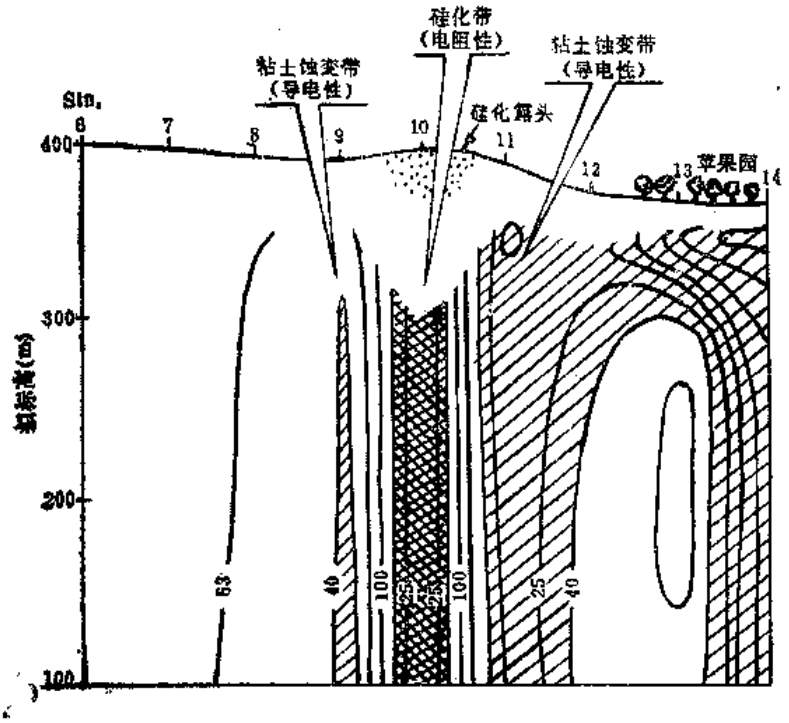


图6.14 华盛顿州Cannon矿南东出露的硅化脉上CSAMT视电阻率数据
硅化带为高阻，而两侧粘土蚀变为低阻，进一步在埋藏的脉上作了填图，叙述见正文。

的粘土蚀变带围绕着硅化带所致。因此，CSAMT资料在硅化带上显示出清晰的电性特征。

追加的CSAMT测线布置在地表覆盖的地区，填绘出了电阻带的走向，它沿着主要南东向的已知硅化露头的方向。这一资料直接指明了具体的钻探对象，减少了勘查的钻探计划开支。

跟踪的钻探验证了CSAMT异常，证实有些异常是含金硅化带，而另一些则是由别的电阻性特征例如炭质胶结的沉积物引起。但是在已钻的60个钻孔中，有42个孔穿过了含金银的硅化沉积物，剖面上平均矿化厚度达60 m，其品位约为8.5 g/t（0.28 oz/t）。早期的估计表明，新的发现较原先已知的Cannon矿山的储量（560×10^4t，7.8 g/t）扩大了6倍多。

6.6 金矿勘查：冲积覆盖下的构造填图

填绘冲积物覆盖下含金构造的一个出色的例子取自凤凰地球科学机构所做的工作（私人通讯1988）。测量是在内华达州的中北部进行的。图6.15*a*所示的地质图表明，冲积物覆盖在硅化的古生代沉积物之上，由于以Great Basin为代表的断陷作用，基岩界面的深度是变化的（见本章前段的Trap Spring实例）。在显示粘土蚀变（泥质蚀变）的裂隙带中发现有金矿层。在内华达州中部，矿化是典型的热液式卡林型金矿床。矿床已经为钻探所证实，但截至88年为止尚未开采。

图6.15(*b*)为用60 m偶极距获得的CSAET视电阻率资料，资料绘出的冲积物和基底接触界线相当好。电阻率数据的一维反演结果与由钻探得到的基底深度密切相符。

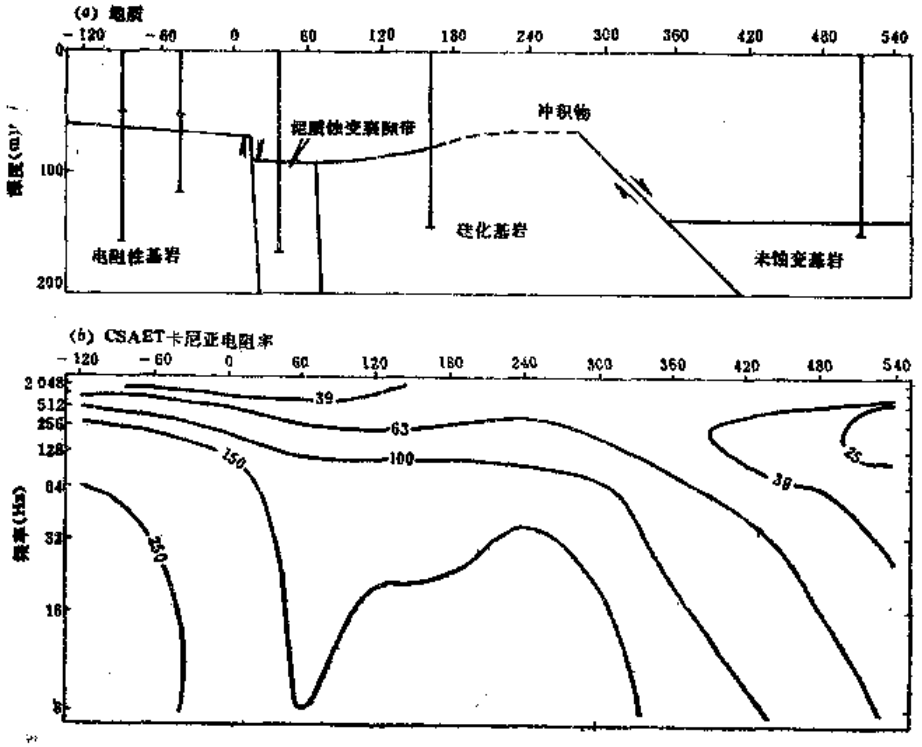


图6.15 内华达中北部与热液金矿有关的埋藏的基底构造上的CSAET成果

a）由钻探得到的地质图，加入了某些CSAET结果 *b*）CSAET卡尼亚电阻率

地质和物探资料蒙凤凰地球科学机械提供（私人通讯1988）

观察到两个主要的断陷型断层。西部断层似乎是陡倾斜的，在其下降一侧显示有导电物质，与蚀变裂隙带相对应。东部断层显示向东下降和明显的错动。正如所预料的，由于未受蚀变（无硅化），断层东边的基底是低电阻性的。

6.7 铀 矿 勘 查

在Saskatchewan 的 Mclean 湖的铀矿床提供了一个良好的CSAMT法的对象。其地质概况是近乎 170 m 的高阻的前寒武纪Athabaska砂岩覆盖于疏松风化层之上。在高裂隙和蚀变的风化层中发现有铀矿和硫化矿体。

凤凰地球科学机构在两个矿体上用 30 m 和 60 m 两种偶极距进行了广泛的 CSAET 测量（Yamashita和 Hallof 1985），资料显示出不同地质资料良好的对应关系。工作中穿过的两个矿体在视电阻率资料中反映非常清晰。

图 6.16 所示为矿体之一上的 60 m 偶极的资料。正如Yamashita和Hallof 所描述的，这些资料是近区改正后的视电阻率数据。在最高频率很容易看到 170m 处的地质分界线。矿体位于 700 s 和 800 s 之间，记录到同导电体很好的对应关系。导电体似乎向上伸展到风化层的顶部，但其最强的响应很可能在大约 300 m 的深度就开始了。由Yamashita和Hallof做的二维有限元模拟得出的异常同野外结果非常一致。

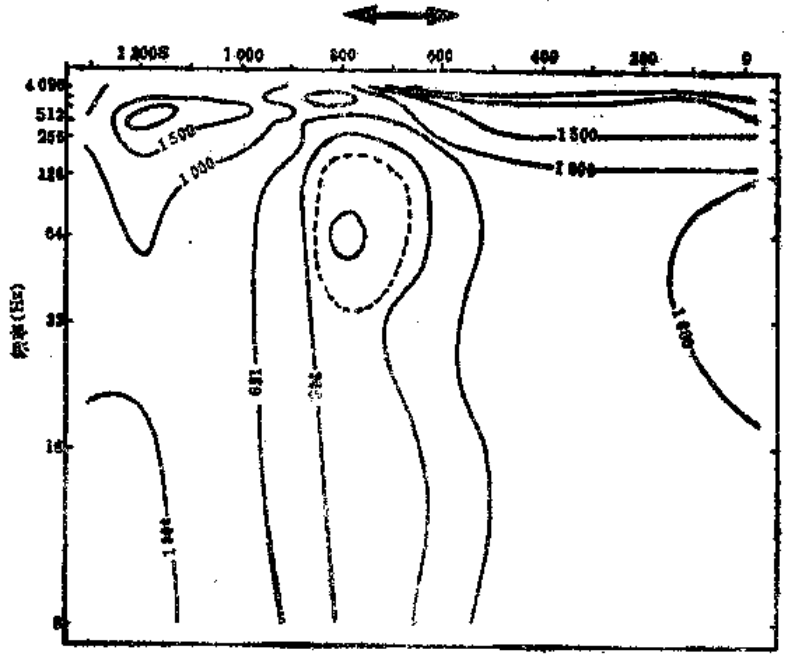


图6.16 Mclean 湖铀矿上近区改正后的 CSAET 资料
（据 Yamashita 和 Hallof 资料重绘，1985）

6.8 CSAMT在我国某铜镍矿上的应用

矿区出露地层以中-上石炭系地层为主，局部有二迭系，新老第三系盖于基底之上，第四系分布于干谷、洼地之中。

区内经历过多次构造运动，褶皱、断裂十分发育，以东西向断裂最明显，大断裂常构成岩浆侵入的通道，沿断裂有基性-超基性岩体分布，岩浆岩主要是花岗岩及闪长岩，基性超基性岩次之。

基性-超基性岩与铜镍的成矿有关。铜镍成矿作用主要是形成硫化物流体的熔离作用。铜镍矿赋存部位常位于入侵于石炭系岩层中的橄榄岩、辉石岩与辉长岩相接部位，两岩相过渡带及混杂相中。均与岩相构造有关，特别是与二辉辉橄岩相有关。二辉辉橄岩分布于侵入体底部与辉长闪长岩接触部位，该部位易形成就地熔离型铜镍矿体。所以，圈定有利的岩体底部构造对寻找铜镍的赋存部位是有用的。

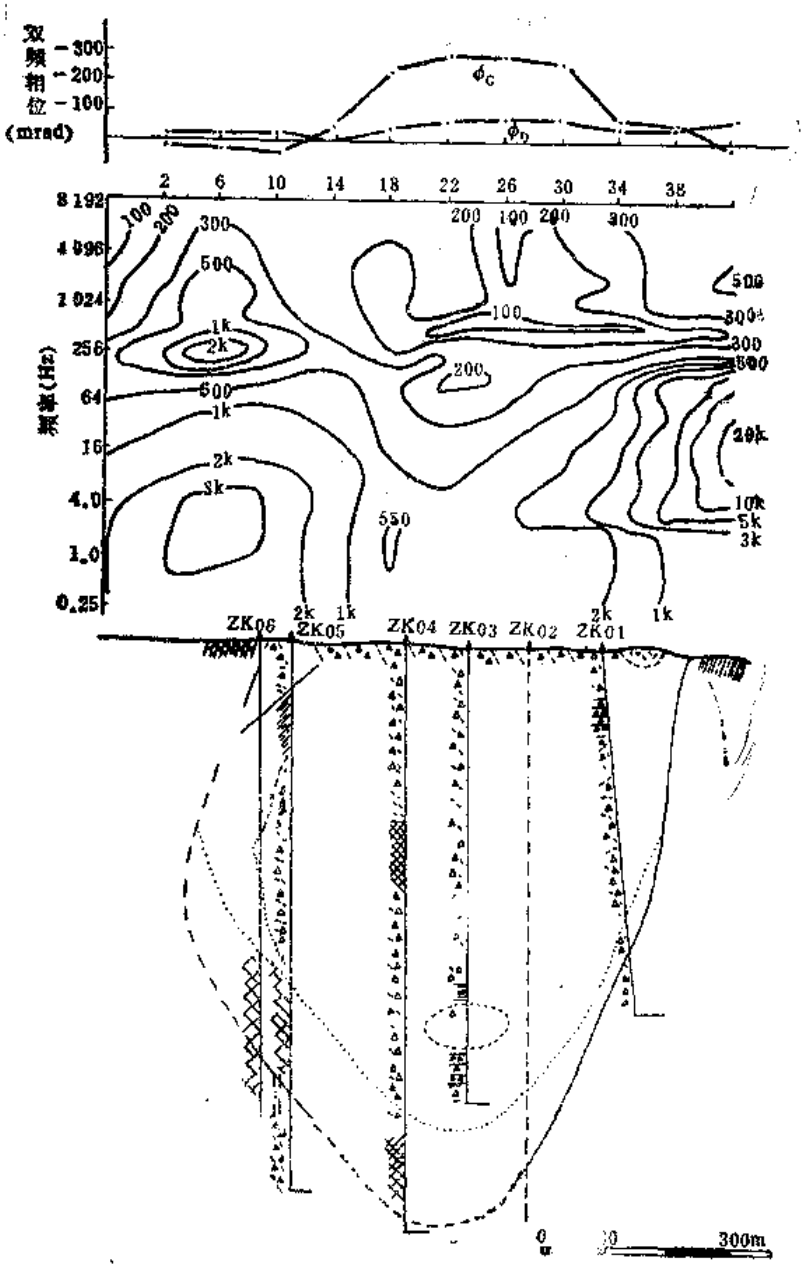


图6.17,a CSAMT视电率拟断图

接收偶极：100 m，收—发 ：4.8 km

本区磁法工作对圈定基性-超基性岩是有效的。由磁法能很好地圈出基性-超基性岩的平面分布，但是无法确定岩体的含矿性，由于辉橄岩填深大，铜镍矿呈浸染状以及侵入体的围岩为石炭系地层（碳化程度高）给物探方法直接寻找铜镍矿带来很大困难。

矿区电性参数测定表明：辉橄岩电阻率为1000Ω·m左右，辉橄岩的含矿性对电阻率影响很大，含矿辉橄岩的电阻率约150Ω·m，比不含矿辉橄岩电阻率低6—8倍。辉长闪长岩的电阻率为5000Ω·m左右。硫化铜镍富矿电阻率为88Ω·m，硫化铜镍贫矿电阻率150Ω·m左右。各种岩、矿石的电阻率差异为用电阻率参数圈定含矿岩体及其底部构造提供了物性前提。

由于CSAMT具有比较高的水平层分辨力、横向分辨能力、勘探深度大和生产效率高的优点，在该矿区投入了面积性和剖面的研究工作。

图6.17(*a*)为该铜镍矿122线的CSAMT、IP相位和地质综合剖面图。由图可见，CSAMT ρ_s（卡尼亚视电阻率，经近场改正后）曲线在325N、975N突然变化，曲线变陡且密集，表现为典型的断层界面。这二个断层界面把电阻率分成三个区域：325N以南和1050N以北为高阻区，325N与1050N之间为低阻区。激电ϕ曲线在275N～975N之间高频相位ϕ_G（f_G=4 Hz）大于低频相位ϕ_D（f_D=0.308Hz），而这个范围之外为ϕ_G小于ϕ_D。本区铜镍矿体的时间常数小于碳质岩层的时间常数。所以ϕ特征和ρ_s曲线从电阻率参数和频谱激电参数说明325N～1025N之间为下伏含矿岩体的反映，而其两侧为含炭质地层，这与地质剖面一致。

CSAMT ρ_s曲线垂直方向的变化反映了岩体的垂直变化情况。在375N～1025N之间的低阻反映了与含矿有关的辉橄岩（φ_2）、角闪-辉橄辉石岩等一套岩相，其深凹部与矿密切。ρ_s曲线与ZK_{06}、ZK_{05}、ZK_{04}、ZK_{03}、ZK_{02}、ZK_{01}的钻探地质结果一致，特别是圈2、3与成矿密切相关的辉橄岩φ_2和闪长岩$\gamma\delta$的界面（即含矿岩体底部的构造形态）。图6.17*b*是该铜镍矿122线CSAMT视电阻率实测曲线与理论拟合曲线的对比图。由图可见，两者的分布特征相似，并且理论计算所采用的地质模型及参数与实际地质断面的情况相似。因此，CSAMT视电阻率实测曲线较好地反应了该区的地质情况。

图6.18为该铜镍矿区CSAMT ρ_s

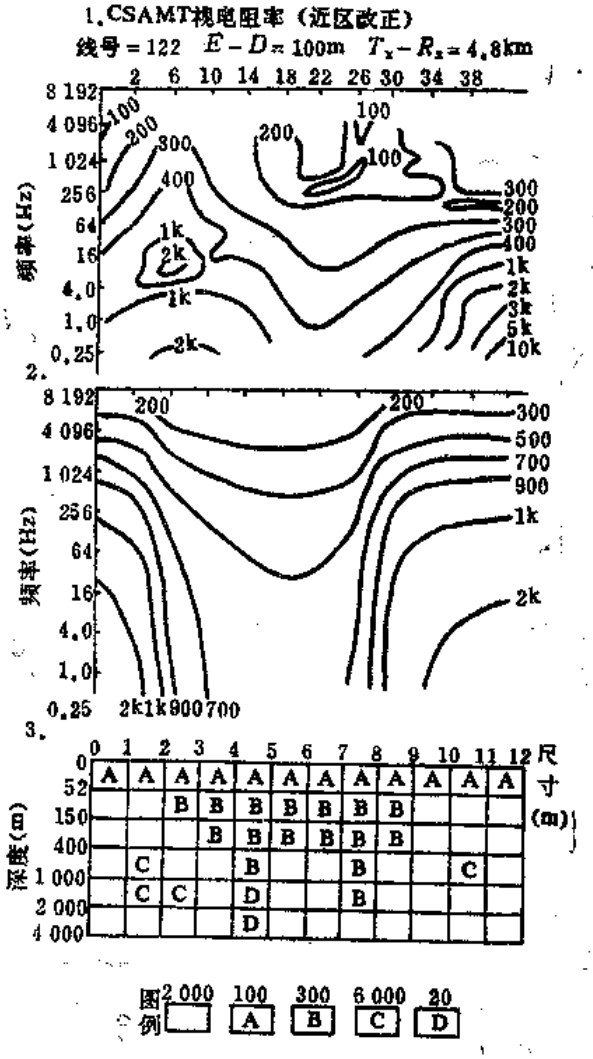


图6.17,b CSAMT视电阻率实测曲线与理论拟合曲线对比图

1 实测曲线 2 拟合曲线 3 地质模型及参数

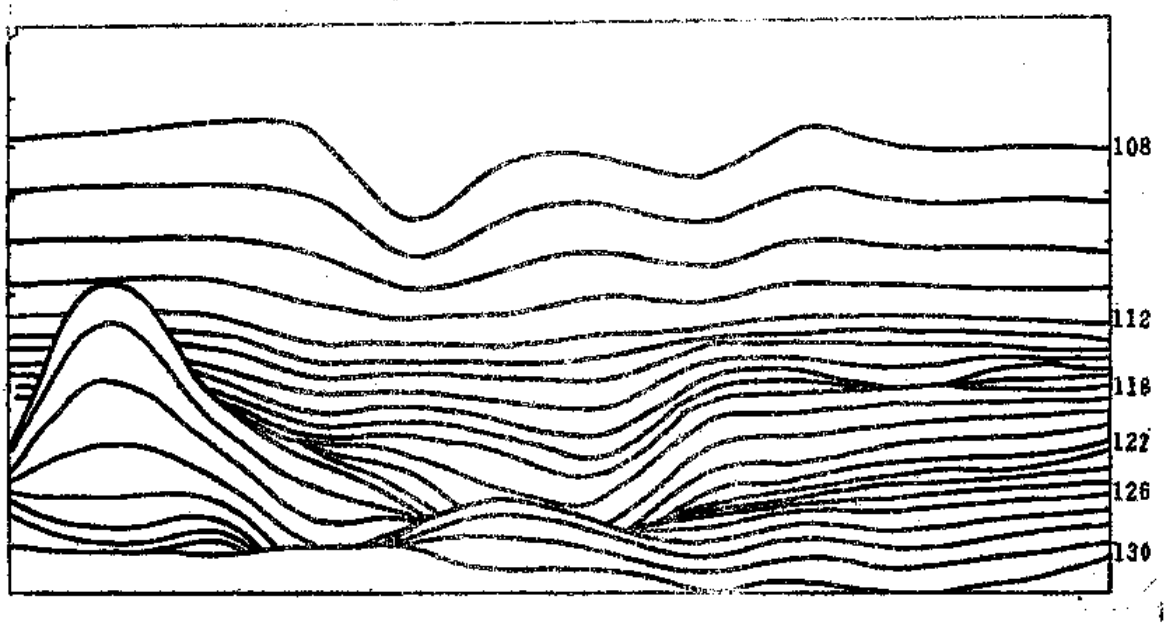


图6.18 CSAMT视电阻率300Ω·m立体图视角绕30°俯视

300Ω·m的立体图。由图可见122线岩体与闪长岩$\gamma\delta$的接触面底部为凹陷最深部位，中心在550N附近。向东126线，凹陷变浅和变窄，中心向南移至350N附近。128线凹陷仍然存在，但已变得很浅和更窄了，已不利熔离作用成矿。至130线含矿岩体与闪长岩分界面变成直线，凹陷趋于消失。从122线向西至118线116线凹陷仍然明显但宽度变窄。114线凹陷已很不明显对成矿不利。至112线凹陷已不存在，再往西108线是近地表的起伏，变化也是对成矿不利的。从图6.18看出该铜镍矿有利于熔离成矿空间是以122线为中心，在118线—126线之间，这一结果与该区钻探结果是一致的。这说明CSAMT在该铜镍矿区的有效性。

6.9 TEM和CSAMT的比较

在澳大利亚Queensland东北部 Brittania 勘探区上得到的资料可直接将TEM和CSAMT进行比较，平面图（图6.19）和综合地质横断面图（图6.20(a)）所示为Brittania 地区的地质情况。此区由 Campaspe 沉积物（一种良导性的冲积沉积物）所覆盖，其厚度向南变厚，呈楔形。在其下为安山岩和变质沉积岩地块，它与更老的、受热液蚀变的、弱矿化的流纹质火山岩相毗邻。本区勘探对象是与安山岩—流纹岩陡倾斜接触带有关的硫化矿，早期的冲积钻探资料表明近接触带铜、铅、锌异常集中。

Irvine 和 Staltari（1984）叙述了在 Brittania 做的一系列 TEM 试验工作。分离线圈 SIRCTEM 测出的一个强异常，解释为流纹岩与安山岩接触带附近陡倾斜的基岩良导体引起，解释导体的平面形态示于图6.19，10000E线的数据示于图 6.20(b)。EM37测深使用发射线框 1（位于冲积层上），显示相似的结果（图6.20(c)）。尽管Iriven 和 Staltari 怀疑原来的解释是否完善，还是对解释的良导体打了钻验证（钻孔 Brit-1），但是仅仅见到弱的硫化矿。SIROTEM 的井下测量，在钻孔附近没有见到明显矿化，使得对良导基岩的解释产生了怀疑。为了研究由地表导电沉积物边界效应引起 TEM 响应的可能性，用三种以上方法进

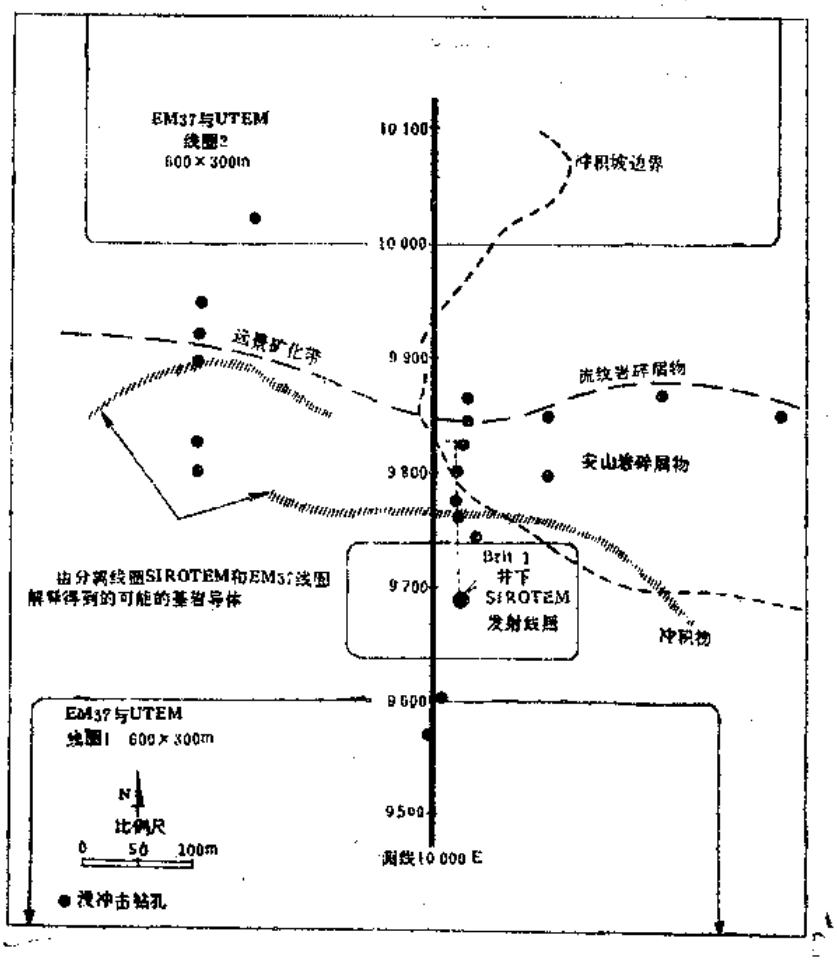


图6.19 在 Queensland Brittania 勘探区 TEM 和 CSAMT 试验的平面图
资料摘自Irvine和Staltari (1984)
数据是地表上测得的，图中所列数据为 10000 E 线上的

行测量；SIROTEM 重叠回线，使用一个新的在基岩上的发射线框作的 EM37 第二次测量；以及利用线框 1 和 2 的 UTEM。第二次 EM37 测量的数据示于图6.20*d*。这些追加的测量肯定了地表导体造成了原始数据中的假异常。随后用施伦贝尔热装置和温纳装置的电阻率测量更加证实了这个结论。

作者在相同测线上做了CSAMT想看看在TEM假异常上它的响应如何。测量使用 25m的电场偶极，发射偶极为 1100m，沿南北向，东距测线 3.6 km，图6.21*b*所示为卡尼亚电阻率数据。在9800号测点以南观察到一个良导区域，导体形似“双叶”状，如象图6.22中所示平均测深响应一样，高频响应的向下倾斜与地表导体有关。256Hz 时的下斜很可能是导体的效应加上过渡带低谷上“低盖高”的电阻率层的调谐效应二者的综合影响（注意其中假的负相位）。

图6.22的平均响应曲线表明数据中存在静态偏移。对比相位差数据的相对分层形态（图6.21*c*)和卡尼亚电阻率“上到下”的横向变化支持了这一看法。采用第 4 章中讨论过的相位积分方法，对数据进行了静态校正。其结果示于图 6.21(*d*)，是用计算的假深度点在垂直轴

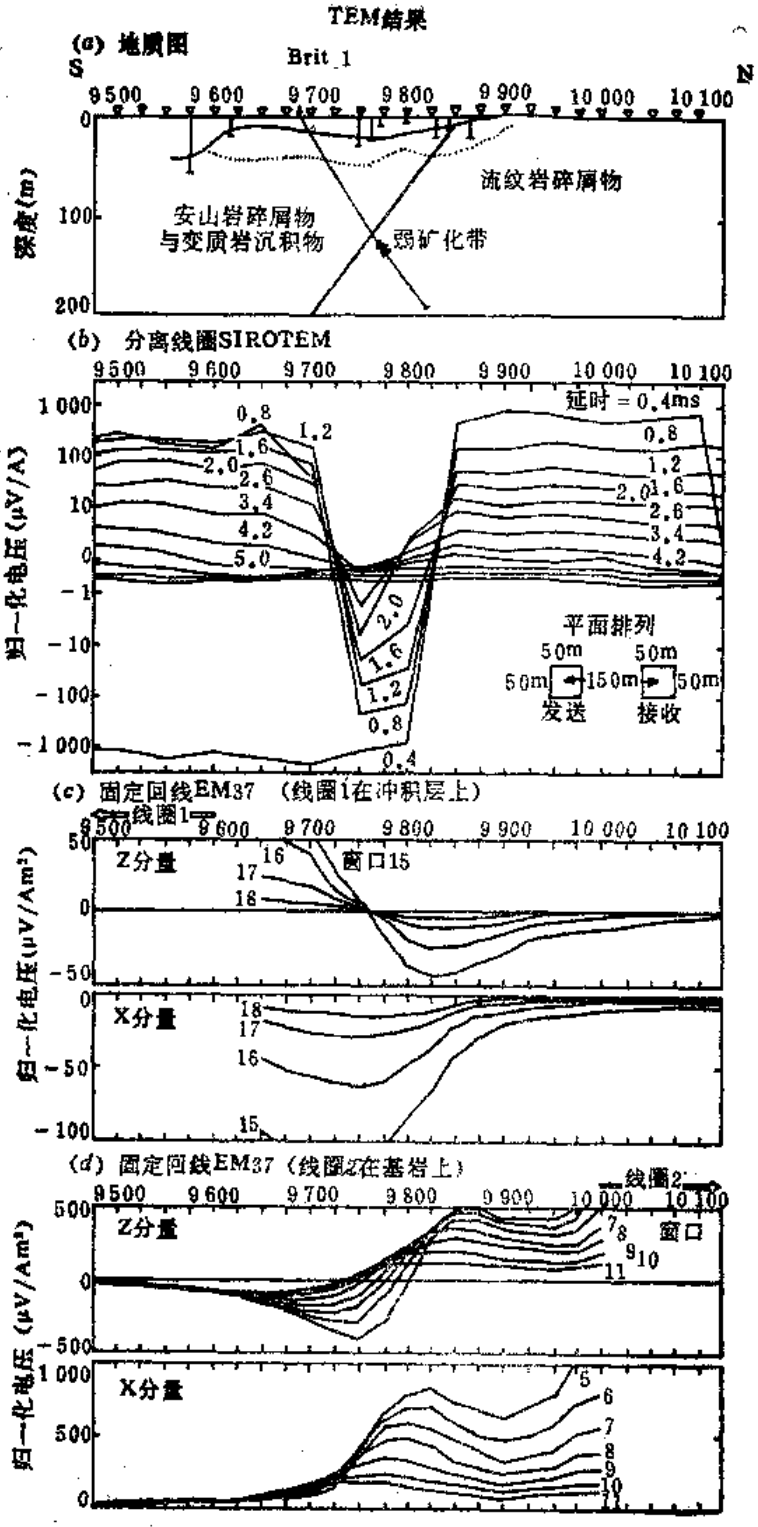


图6.20 从Irvine和Staltari (1984) 在Brittania勘探区的试验中选出的TEM结果

a) 地质剖面， b) 分离线圈SIROTEM显示陡斜基岩良导体，

c) 固定线圈EM37 (源线圈在冲积层上)，显示垂直导体，

d) 固定线圈EM37 (源线圈在基岩上)，显示与近地表层变化相一致的导体，注意与C中线框位于冲积层交点固定的情况不一样，Z—分量与水平线交点随延时增大而位移。

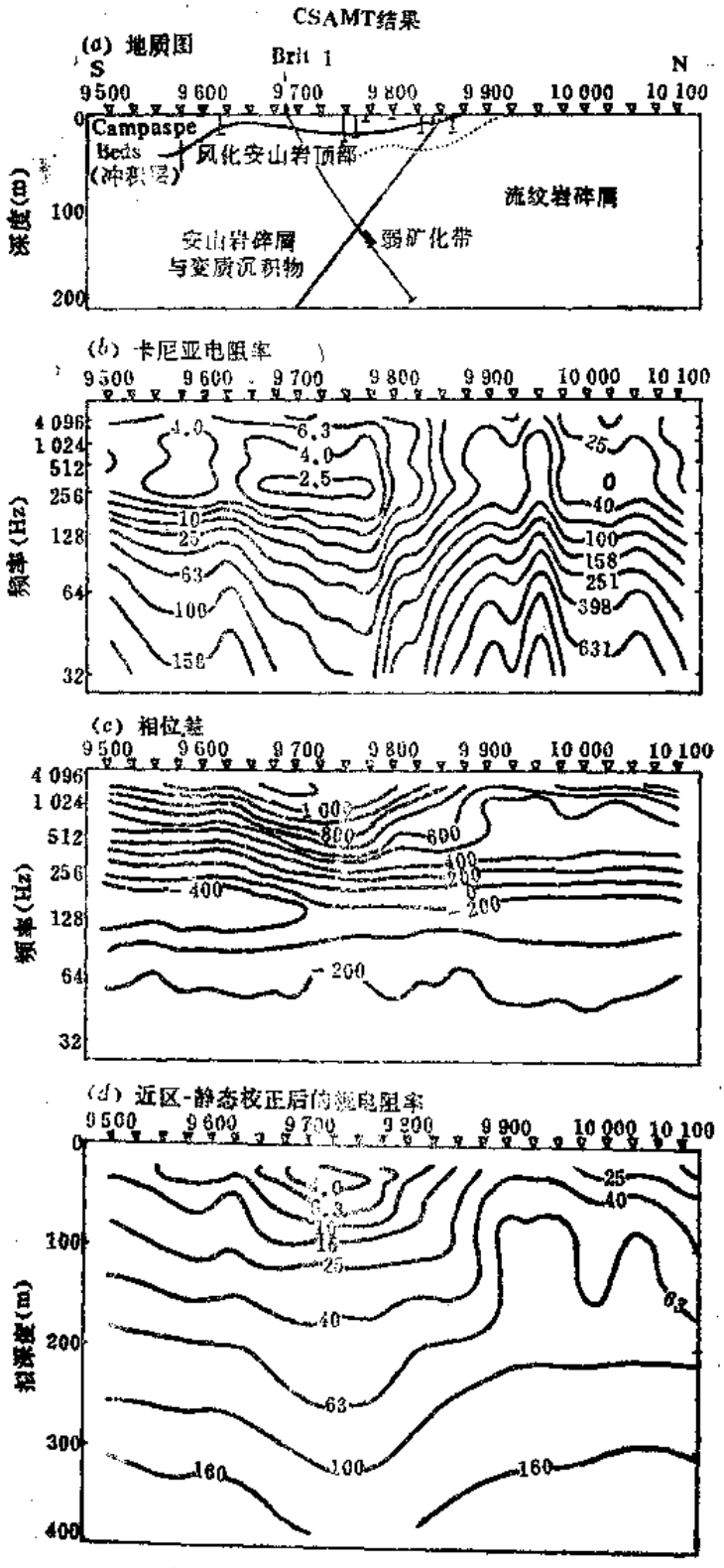


图6.21 Zonge 工程 Australia Pty 公司同意提供的 Brittania 勘探区CSAMT结果

a) 地质剖面， b) 卡尼亚电阻率显示冲积层和风化安山岩顶部上面的地表导体，

c) 相位差数据显示基本上是层状，在地表有小的横向效应，

d) 逐个频率归一化并用32、64、128 Hz 数据修正的近区的，静态改正后的数据，注意南边的导电物质和近地表的高阻层。

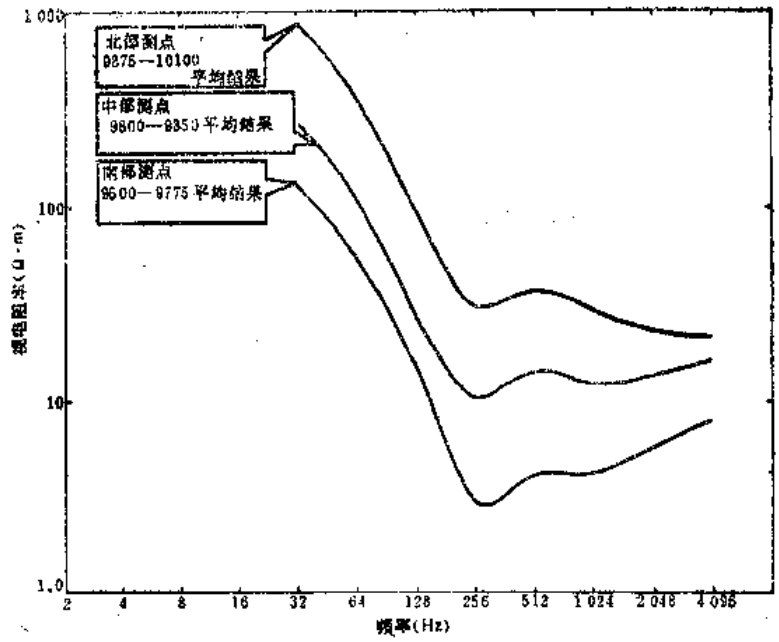


图6.22 Brittania 的 CSAMT 测量的平均卡尼亚测深曲线

注意存在似静态偏移，也存在高频时的层状效应。

上，且垂直比例尺没有夸大。校正后数据的平缓层状面貌和它们与相位数据的相似性表明静态校正是成功的。

静态校正后的数据显示低阻覆盖高阻的环境，在测线南半部地表电阻率特别低，是由于导电的冲积层和安山岩基底顶部20m良导风化带的综合反映。校正后的 CSAMT 资料与已知的地质情况和由Irvine和Staltari作的TEM最终解释结果非常一致。

这个例子的非常重要的要注意之点是，分离线框TEM资料可能会混淆浅的水平良导体和较深的陡倾斜良导体，而CSAMT解释则非常直接。此外，人们注意到固定线框的TEM结果受发射位置的影响很大，比较EM37 测深线框 1 和线框 2 的结果可得到证实。这种受发送装置影响的特性对TEM解释效果的影响比发送装置的附加效应对CSAMT解释的影响要严重得多。最后，浅的良导体和深的良导体之间，重叠线框的 TEM 是有差别的，由重叠线框装置进入垂直良导体的耦合信号没有CSAMT天线的耦合那样有效。

第七章　CSAMT的观测系统

国内尚没有定型生产用于CSAMT法的仪器。西方国家常用的有：美国Zonge工程和研究组织的GGT发送机及GDP-12接收机或GDP-16接收机；加拿大凤凰公司的IPT发送机和V-4接收机或V-5接收机；美国Geotronics公司EMT-5000发送机和EMR-1型接收机；加拿大Terra-Geotervex公司607B发送机和607A接收机；等等。本章简要介绍Zonge的GGT加GDP-12系统和GDP-16系统。

7.1　GDP-12地球物理数据采集系统

7.1.1　概况

本系统包括GDP-12双通道接收机及与之相配的GGT系列发送机。

GDP-12接收机是一般用途的宽频带，数字控制的数据采集系统。它适用于CSAMT（可控源音频大地电磁法）、CR（复电阻率法）、TEM（瞬变电磁法）、IP（时域激发极化法、频域激发极化法）等地球物理勘探。在不改动硬件的情况下，只要输入不同的操作程序，便可完成所有的上述测量。

本系统由两个6100微处理机及其硬件组成。通过外围控制和接口电路，包括计算机接口，标准的RS 232或20 *ma*线圈（具有可变波特率）、磁带机/打印机（8位平行）或数据存储记录器（460 k），和模数转换器。

接收机有两个模拟通道，每一道有它自己的采样保持和12位的A/D转换器。

扩展存储容量最大为32k，这种设计在微机范畴也属于高效数据采集系统。

7.1.2　模拟单元

1．放大器

放大器增益变化为2的0～15次方，由计算机控制增益码，可编程。由12位A/D转换，满量程输出信号为300 μv～9 v。

放大器输入阻抗：160 GΩ直流 4 MΩ(2 kHz)

放大器共模抑制：≥60 *db*(2 kHz)

道间隔：≥80 *db*(2 kHz)

系统输入噪声：　< 1 μv (0～10Hz)

< 3 μv (2 kHz)

最小分辨信号：　0.2 μv (长的平均)

直流偏置调整范围：±1.5 v (输入端)

保护：用开关保护输入放大器，它限制共模输入电压到±9 v，该线路都承受超过1000v的瞬间脉冲（1 ms）。

2．滤波单元

(1) 去假频滤波器

具有小于±0.5db通带插入损耗的四级低通，75 μv噪声（50kHz通带）。截止频率f_C采用程序控制，在三个级次上10位可选。f_C从0.05Hz～51.2kHz可用5个不同滤波范围。每个滤波器有1024：1的调谐范围。超过工作温度范围，切断频率± 3 %。

(2) 工频陷波器

陷波器接入否由软件控制，对工频抑制优于40 db。

(3) 高通滤波器

为二级滤波器，在软件控制下有三个可选的截止频率：0.02～20 Hz；0.2～200 Hz；2～2000 Hz。

3．模／数转换器

模数转换器的精度为12位±1/2最低位，每秒转换16000次，每次63 μs。在微机指令下有效的转换。

7.1.3 数字单元

数字单元由两个带有专用接口的6100微处理机组成，可执行数据、指令、操作程序的输入和计算参数的输出。

存储器采用12位的CMOS RAM，最小12k字节，可扩展到32k字节，ADD直接时间为6.5 μs。

7.1.4 时基

用两个高稳定性的石英晶体振荡器来提供给发送机和接收机之间的参考，一个晶体振荡用来控制发送机输出频率，另一个与前者同步，用于控制接收机采样间隔和检测操作。

晶体振荡器精度1×10^{-9}/24 h（加热后），由电位器调准振荡器频率。

本系统有16个合成频率$f=a2^N$，a是比例系数，N是整数。16个频率可用前面板上的一个开关选择其中任一个频率。例如IP工作所提供的标准频率是1/128，1/64，1/32，1/16，1/8，1/4，1/2，1，2，4，8，16，32，64，128和256 Hz，不同频率范围的选择可通过内部开关控制。

16个频率与发送机控制器保持一致，用石英晶体振荡器同步，无需导线和无线电联系。

可选的占空系数：时域12.5%，25%和50%，频域100%

采样率：在软件控制下，由所用频率按100k-UP表自动确定，最大采样率为1024/s。

发送机控制单元与接收机控制单元相同。

7.1.5 软件系统、检测

1．软件

可控源音频大地电磁、时域IP或频域（相位）IP、复电阻率、瞬变电磁的采集软件由接收机提供。程序语言是D、E、C的PAL语言。

2．系统检测

为确定系统单元的固有功能和操作程序的诊断软件，由EPROM、纸带或磁带提供。

3．数／模转换器

D/A转换器可用作显示数字波形的选件，或作为实验室或井下测量的低电流发送源。

7.1.6 控制和显示

1．模拟控制

所有增益、滤波器和DC偏置调准，由操作员控制。

2．数字控制

所有可变的数字功能，包括频率、采样率、占空比、程序形式以及参数分析，都由软件控制。软件测定功能可以在前面板上选择。

3．模拟显示和输出

用两个密封的凸电表显示每一道的输出。数模转换器的转换精度是12位+1/2最低位，转换速率≥10 kHz，输出±10V（1 mA），*DC*偏置调到满量程的0.1%以下。

两个微处机可以同时工作，这样UPI可产生一个模拟波形激励岩石样品或井中探头；用UPI数字记录接收信号，接收机此时形成一个完整的低功率发送一接收系统。

4．数字显示和输出

计算出的参数是在三个$4\frac{1}{2}$位的液晶显示器上显示，由软件控制。

输出连结器和接口可由磁带/打印机、数据存储记录器、EPROM辅助程序和控制面板／辅助程序提供。

在盖板上的BATT/RESET插头也提供输出信号，并对时间域或频率域发送机控制，与发送机控制器同步。

7.1.7 电源和箱体

装在密封的铝盒中，用可充电的12V电池，为系统提供连续工作至少10h的功率容量，也可用外部电源接入。总的电源消耗取决于不同的状态，典型值如下：

高精度晶体振荡器，1.6W（加热30分之后）或0.4W（用低耗晶体）。

数字单元平均0.3W（两个处理机，用TTY接口12k系统）。

模拟单元信号道3.5W以上。

接收机箱体尺寸：长11.75″，宽13.75″，高9.5″。

箱体重量15kg（包括电池）。

7.2 GDP-16地球物理采集系统

GDP-16多功能接收机是美国Zonge工程和研究机构于1986年推出的新仪器，是GDP-1^2接收机的换代产品，它可以与GGT系列发送机配套组成或独立组成地电数据采集系统。

GDP-16的内部操作软件使它能进行下列方法：

可控源音频大地电磁法（CSAMT），频率范围为0.25到12*K*Hz，可做标量、矢量或张量测量，同时测量振幅与相位。

瞬变电磁法（TEM）。多种工作周期，多窗口，自动增益范围。

大地电磁法（MT）。在带有附加的扩展数据存贮器、MT模拟卡和参考时间道的情况下，可进行0.001到512Hz，5分量的MT测量。

音频大地电磁法（AMT）。在MT法的基础上，将频率扩展到8kHz。

复电阻率法（CR）。频率范围为0.0625到704 Hz。

时间域激电法（TDIP）。从直流到1 Hz，有多种工作周期。

频率域（相位）激电法。工作频率为直流到8192 Hz。

可以在野外改变方法。改变通道数目。内部的诊断程序用来检查故障。除了机内已有的软件外，用户可以借助带有MS-DOS的微机来开发自己的软件。借助键盘可以改变程序。

用一台便携式计算机和Zonge提供的软件，可以在野外直接从存贮器中取出数据，改善数据编辑，进行数据处理，反演及打图。这些工作可以在汽车上，或者在野外住地，或者在基地办公室进行。

在GDP-16中装有固体存贮器，可以存贮一个星期野外工作的数据，操作员在工作过程中可以调看前面的数据。

GDP-16具多种滤波功能，可用多极、低通及相位稳定的去假频滤波器来抑制高频噪声，多陷波点滤波器保证对电力线噪声至少衰减40 dB。数字式大地电磁滤波器用来除去由于天然大地电流造成的低频位移。

当存在高电平的随机噪声时，采用叠加和平均的办法来提高数据质量。实时显示相位和主要数据的方差可监测低频的数据质量。

GDP-16的外形如图7.1所示。在面板上除电表面、键盘而外是液晶显示屏，其大小为16行×40个字，它除了可以显示文字、数字外，还可以显示图形。液晶屏还以菜单的方式显示操作方法，操作员可根据液晶屏上提示的方法进行下步操作，因此，很容易掌握。一个不懂得操作的人可以在很短时间内学会操作。

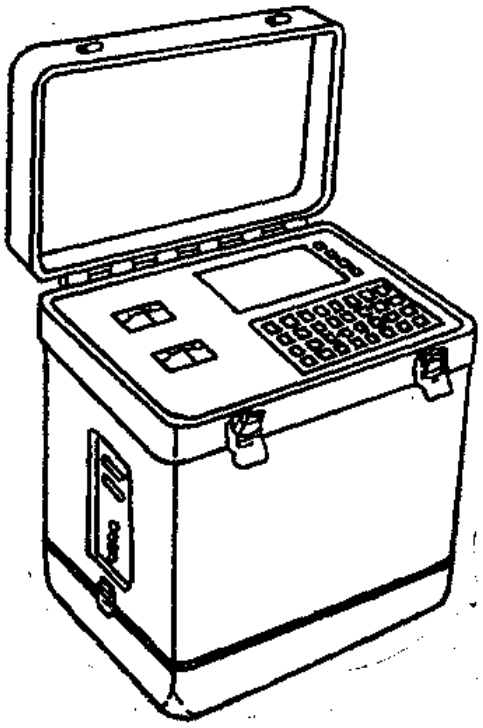


图7.1 GDP—16多功能接收机外形图

GDP-16接收机的主要技术参数如下：

输入阻抗：10MΩ(直流)。

动态范围：140 dB。

最小检测信号：0.03 μV。

最大输入电压：±32 V。

自动自然电位补偿范围：±2 V。

增益：按2^n倍增，从1到4096。

频率范围：从直流到12 kHz。

通道数：2至8道任选。

模数转换：16位，转换时间20 μs。

微处理器：两个16位CMOS微处理器，512k内存给程序用，512k作数据存贮器。

石英钟精度：$<5\times10^{-10}$/24小时。

温度范围：-20°C到+65°C。

湿度范围：0到100%，可直接在雨中使用。

尺寸：40×20×33 cm。

重量：15 kg（包括电池）。

7.3 GGT系列发送机及电源

GGT系列发送机包括GGT-25、GGT-6、GGT-2.5三种，其功率分别为25kW，6.5kW和2.5kW。对于CSAMT而言，主要是用前两种之一。

这三种发送机都分别可以与GDP-12或GDP-16接收机相配，其功能是相同的，只是发送功率不同。它们的主要特点和性能如下：

1．具有稳流功能。稳流精度为±0.1%～±0.2%。

2．可用于CSAMT，TEM，CR及IP。

3．频率范围：直流到10 kHz（GGT—2.5为直流到5 kHz）。

4．关断时间：当负载为300 m×300 m的回线时，关断时间125 μs。

5．可用对大地或回线供电。

6．输出能力：GGT-25的最大输出功率为25kW，最高输出电压为1000V，最大输出电流为40 A。

GGT-6的最大输出功率为6.25 kW，最高输出电压为1000V，最大输出电流为20 A。

GGT-2.5的最大输出功率为2.5 kW，最高输出电压为1000 V，最大输出电流为10A。

7．输入电源：三种发送机均为三相，120V，400Hz交流电源。

8．工作温度：－30℃到＋55℃。

9．工作环境湿度：0到90%。

10．重量：从大到小依次为102kg，51.4kg和30kg。

后　　记

尽管在重写第一章和第二章时将理论部分的分量增加了，然而，在建立CSAMT的概念时，我们仍然是从均匀半无限介质入手的。这似乎是过份简单化了，但权衡之后还是这样做好些。因而，严格地说，在第一章中建立的一些基本概念只对均匀半无限介质是适用的。但在实际运用中，我们不得不面对复杂情况。特别是在解决与金属矿有关的一些地质问题时，矿体、围岩、构造以及地形都很复杂。实际上，所面对的是三维问题。在这种情况下，要特别注意不能将均匀半无限介质或一维介质中所得的概念无限制地推广，否则就很容易犯错误。

五年来，我们的野外实践除了解决工程地基、水文问题外，大量地是解决有色金属矿的问题，所遇到的问题确实比我们预想的要复杂得多。然而，只要紧密地结合地质情况，解释结果仍是很令人满意的。不少例子都证明，CSAMT法不失为解决深部构造的一种好方法，而效率高、探测深度范围大和横向分辨率高则是其重要优点，也是其生命力所在。

在重写第一、二两章时，主要依据了：

Zonge K. L. and Hughes L. J. Controlled Source Audio-Frequency Magnetotellurics, 1988

Kaufman A. A. and Keller G. V. Frequency and Transient Soundings. Elsevier Science Publishers, 1983.

并参考了：

萨波洛夫斯基 A H。地球物理勘探专业用特殊函数，北京：石油工业出版社，1957。

薛琴访。场论，北京：地质出版社，1978。

任怀宗和师先进。特殊函数及其应用，中南工业大学出版社，1986。

将Zonge K.L.和Hughes L.J.的书稿中所列的参考文献列在后面以供读者查阅：

1 Abe I., Suzuki H., Isogami A. and Goto T. Geology and development of the Hishikari mine. Mining Geology (in Japanese) 36, 1986. 117-130.

2 Andrieux P. and Wightman W. Ed. The so-called static corrections in magnetotelluric measurements. Technical program and biographies. 54th Annual International SEG Meeting and Exposition, 1984. 43-44.

3 Austpac Gold N.L. Quarterly report to 31st December 1987.

4 Anderson W.L. Electromagnetic fields about a finite electric wire source. PB-238-199. US Dept of Comm. NTIS. 1974.

5 Bannister P.R. Quasi-static fields of dipole antennas at the earth's surface. Radio Science, 1, 1966. 1321-1330.

6 Bannister P.R. and Williams F.J. Results of the August 1972 Wisconsin test facility effective earth conductivity measurements. J. Geophys. Res. 79. 1974. 725-732.

7 Bartel L.C. Results from using the CSAMT geophysical technique to map oil recovery processes. 56th Annual Fall Technical Conference and Exposition of the Soc. of Petroleum Engineers of AIME, San Antonio, Texas. 1981.

8 ——. Potential use of the CSAMT geophysical technique to map UCG processes. Proceedings of the 8th Underground Coal Conversion Symposium. 1982. 59-70.

9 Bartel L.C. and Dobecki T.L. Geophysical applications in coal exploration and mine planning: electromagnetics. SME-AIME annual meeting, Dallas, Texas. SME Reprint 82-97. 1-9. 1982.

10 Bartel L.C. and Jacobson R.D. Results of a CSAMT survey at the Puhimau Thermal area. Kilauea Volcano, Hawaii. Geophysics. 52, 1987. 655-677.

11 Bartel L.C. and Wayland J.R. Results from using the CSAMT geophysical technique to map oil recovery processes. 56th Fall Conference of the Society of Petroleum Engineers of AIME. San Antonio, Texas. SPE Reprint 10230, 1-9. 1981.

12 Berdichevskiy M.N. and Dmitriev V.I. Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves. in Adam, A., Ed., Geoelectric and geothermal studies. Akademini Kiado, 165-221. 1976

13 Bostick F.X., Jr. A simple almost exact method of MT analysis. Proceedings of the University of Utah Workshop on Electrical Methods in Geothermal Exploration. 175-188. 1977.

14 ——. Electromagnetic array profiling (EMAP). Expanded abstracts. 56th Annual International SEG Meeting and Exposition, 1986. 60-61.

15 Butterworth N.A. Controlled-source audio-frequency magnetotelluric responses of three-dimensional bodies. M.S. thesis. University of Utah. Salt Lake City. 1988.

16 Cagniard L. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. Geophysics. 18, 1953. 605-635.

17 Carlson N.R., Hughes L.J. and Zonge K.L. Delineation of oil and gas fields using a high-resolution electrical technique. NSF/SBIR Grant #EAR-8460562. 1985.

18 Carlson N.R. and Vugteveen R.Wm. Report on CSAMT measurements, alternate transmitter test, Little Nancy Canyon/Patterson Canyon Fields, Paradox Basin, San Juan County, Utah. Zonge Engineering & Research Organization Inc. 1984.

19 —— Final report on CSAMT survey at Albion-Scipio and Stoney point fields, Hillsdale and Jackson counties, Michigan, 1985.

20 —— the evaluation of CSAMT for petroleum exploration in southern Michigan. Zonge Engineering & Research Organization, Inc. 1985.

21 Carlson N.R. and Zonge K.L. Report on CSAMT measurements, alternate transmitter test, Little Nancy Canyon/Patterson Canyon fields, Paradox Basin, Utah. Zonge Engineering & Research Organization, Inc. 1984.

22 Carlson N.R., Zonge K.L. and Hughes L.J. Application of CSAMT to oil and gas exploration. a case history. Technical programme and abstracts of papers. 48th Meeting of the European Association of Exploration Geophysicists, 1986.

23 Debroux P.S. The influence of induced polarization in inductive methods of electrical prospecting. M.S. thesis, University of Arizona, Tucson, Arizona. 1985.

24 Duey H.D. Trap Spring Oilfield, Nye County, Nevada. Rocky Mountain Association of Geologists/Utah Geological Association Basin and Range Symposium, 469-476. 1979.

25 Duff B.M. and Lepper C.M. A high-resolution controlled-source audio magnetotelluric system for mining applications. Technical papers, 50th Annual International SEG Meetiny and Exposition, 1980. 3449-3467.

26 Eadie E.T., Silic J. and Hungerford N. Marionoak——a very deep conductive target (abs.). Exploration Geophysics, 18, 1987. 39-41.

27 Frischknecht F.C., Spies B.R. and Labson V. Electromagnetic sounding, in Nabighian, M.N. Ed., E.M, methods——theory and practice. vol. 2: 1988. Society of Exploration Geophysicists.

28 Fryberger J.S. and Tinlin R.M. Pollution potential from injection wells via abandoned wells. Proceedings of the 1st National Conference on Abandoned Wells. Problems and Solutions, 84-117. 1984.

29 Goldstein M.A. Magnetotelluric experiments employing an artificial dipole source. Ph.D. thesis. University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada. 1971.

30 Goldstein M.A. and Strangway D.W. Audio-frequency magnetotellurics with a grounded electric dipole source. Geophysics, 40, 1975. 669-683.

31 Hjelt S.E., Heikka J.V., Lakanen M.E., Pelkonen R. and Pietila R. The audiomagnetotelluric (AMT) method and its use in ore prospecting and structural research, in Hjelt, S.E., and Fokin, A.F., Eds., Electrical prospecting for ore deposits in the Baltic Shield. Issue 2. Electromagnetic methods. Rep. of investigation. Geol. Survey of Finland. 1986.

32 Hohmann G.W. The magnetotelluric method. Geophysical workshop notes.

Electrical Methods in Oil and Gas Exploration, University of Utah Research Institute. 1. 1983.

33 Hohmann G.W., Kintzinger P., Van Voorhis G. and Ward S.H. Evaluation of the measurement of induced polarization with an inductive system. Geophysics, 35, 1970. 901-.

34 Hohmann G.W. and Ting S.C. Three-dimensional magnetotelluric modeling. Earth Science Laboratory, University of Utah Research Institute, DOE Contract #EY-76-S-07-1601. 1978.

35 Holladay J.S. and West G.F. Effects of well casings on surface electrical surveys. Geophysics. 49, 1984. 177-188.

36 Hoover D.B., Frischknecht F.C. and Tippens C. Audiomagnetotelluric soundings as a reconnaissance exploration technique in Long Valley, California. J. Geophys. Res., 81, 1976. 801-809.

37 Hughes L.J. Case histories of an electromagnetic method for petroleum exploration. Zonge Engineering & Research Organization Inc. 1983.

38 ——Final report on CSAMT survey at Trap Spring Field, Nye County, Nevada: an evaluation of CSAMT for Great Basin petroleum exploration. Zonge Engineering & Research Organization Inc. 1984.

39 Hughes L.J. and Carlson N.R. Structure mapping at Trap Spring Field with controlled source magnetotellurics. First Break, 5. 403-418. 1987.

40 Hughes L.J., Carlson N.R. and Ostrander A.G. Applications of CSAMT in mapping structure and petroleum associated with petroleum. Expanded abstracts and biographies. 54th Annual International SEG Meeting and Exhibition, 1984. 102-104.

41 Hughes L.J. and Maas J.L. Geothermal reservoir delineation and monitoring with CSAMT. Presented at the 49th Meeting of the European Association of Exploration Geophysicists, Belgrade, Yugoslavia. 1987.

42 Hughes L.J., Zonge K.L. and Carlson N.R. The application of electrical techniques in mapping alteration due to hydrocarbon accumulations, in Davidson, M.J., Ed.,Unconventional methods in exploration for petroleum and natural gas. Southern Methodist University, 5-26. 1986.

43 Ikeda Y. Report on 1986 mining in Japan, in Mining Annual Revne 1987. The Mining Jonrnal Ltd. 1987.

44 Irvine R.J. and Staltari G. Case history illustrating interpretation problems in transient electromagnetic surveys. Exploration Geophysics, 15. 155-167. 1984.

45 Jones A.G. On the equivalence of the "Niblett" and "Bostick" transformations in the MT method. J. Geophys. 1983. 53, 72-73.

46 Jones F.W. and Vozoff K. The calculation of magnetotelluric quantities

for three-dimensional conductivity inhomogeneities. Geophysics, 1978. 43. 1167-1175.

47 Jupp D.L.B. and Vozoff K. Discussion on "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins" by Keeva Vozoff. Geophysics, 41. 1976. 325-328.

48 Kato Y. and Kikuchi T. Sci. Rep. Tohuko Univ. Ser. V. Geophysics, 2. 139. 1950.

49 Kaufman A.A. and Keller G.V. The magnetotelluric sounding method. Elsevier Science Publishing Co. 1981.

50 ——. Frequency and transient soundings. Elsevier Science Publishing Co. 1983.

51 Kawasaki K., Okada K. and Kubota R. Geophysical surveys in the Hishikari mine area. Mining Geology (in Japanese) 36. 1986. 131-147.

52 Keller G. V. and Frischknecht F.C. Electrical methods in geophysical prospecting. Pergamon Press. 1966.

53 Ku C.C., Hsieh M.S. and Lim S.H. The topographic effect on electromagnetic fields. Canadian Journal of Earth Sciences, 10, 1973. 645-656.

54 Kuznetzov A.N. Distorting effects during electromagnetic sounding of horizontally non-uniform media using an artificial field source. Izvestiya. Earth Physics, 18. 1982. 130-137.

55 Lakanen E. A comparison between natural field and controlled source AMT in a geologically complex environment. Presented at the 4th Scientific Assembly of the International Association of Geomagnetism and Aeronomy. Edinburgh. 1981.

56 ——. Scalar audiomagnetotellurics applied to base-metal exploration in Finland. Geophysics, 51. 1986. 1628-1646.

57 Larsen J.C. Low frequency (0.1-6.0 cpd) electromagnetic study of deep mantle electrical conductivity beneath the Hawaiian Islands. Geophys. J. Royal Astronomical Society, 43. 17-46. 1975.

58 ——. Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves. Acta Geodaet.. Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 1977. 12. 183-186.

59 ——. A new technique for layered earth magnetotelluric inversion. Geophysics, 46. 1981. 1247-1257.

60 Lawler T.L. and Vadis M. Mineral potential evaluation of an iron-rich volcanogenic metasediment, Glen Township, eastcentral Minnesota: Technical abstracts and biographies. 56th Annual International SEG Meeting and Exposition. 1986.

61 Leighton A.J. and Wayland J.R. Diagnostic tools for mapping California

EOR processes. California Meeting of the Soc. of Petroleum Engineers of the AIME, Long Beach, California, Reprint SPE 12813. 599-603. 1984.

62 ——. Techniques for mapping and diagnosing EOR processes. Journal of Petroleum Technology. 129-136. 1987.

63 Macinnes S.C. Lateral effects in controlled source audiomagnetotellurics. Ph. D. dissertation. University of Arizona, Tucson, Arizona. 1987.

64 Montgomery G.E. Geophysical Activity in 1986. Leading Edge, 6. 25-49. 1986.

65 Nabighian M.N. Quasi-static transient response of a conducting half-space ——an approximate representation. Geophysics, 44. 1979. 1700-1705.

66 Niblett E.R. and Sayn-Wittgenstein C. Variation of electrical conductivity with depth by the MT method. Geophysics, 25, 1960.998-1008.

67 Ngoc P.V. Magnetotelluric survey of the Mount Meager region of Squamish Valley (British Columbia). Report of the geomagnetic service of Canada. Earth Physics Section of the Dept. of Energy, Mines, and Resources of Canada. Contract OSQ79-00045. 1980.

68 Ostrander A.G. 1981. CSAMT——application and advantage. Presented at the 87th Annual Northwest Mining Association Convention. December 4. Spokane, Wa.

69 Ostrander A.G., Carlson N.R. and Zonge K.L. Further evidence of electrical anomalies over hydrocarbon accumulations using CSAMT: Expanded abstracts with biographies. 53rd Annual International SEG Meeting. 60-63. 1983.

70 Ostrander A.G., Vugteveen R. Wm., Hughes L.J., Carlson N.R., and Zonge K.L. Hydrocarbon exploration and step-out drilling using CSAMT: Volume I —— a case history, Little Nancy Canyon/Patterson Canyon Fields, Paradox Basin, Utah. Zonge Engineering & Research Organization Inc. 1984.

71 Phoenix Geophysics. Personal communication. 1988.

72 Raiche A.P., Jupp D.L.B., Rutter H. and Vozoff K. The joint use of coincident loop transient electromagnetic and Schlumberger sounding to resolve layered structures. Geophysics, 50. 1985. 1618-1627.

73 Ranganayaki R.P. An interpretive analysis of magnetotelluric data. Geophysics, 49. 1730-1748. 1984.

74 Reddig R.P. and Jiracek G.R. Topographic modeling and correction in magnetotellurics: Expanded abstracts and biographies. 54th Annual International SEG Meeting and Exhibition. 1984. 44-47.

75 Rititake T. Bull. Earthquake Research. Inst. Tokyo University. 28. 1950.
——. Bull. Earthquake Research. Inst. Tokyo University. 29. 1951,

76 Sandberg S.K. and Hohmann G.W. Controlled-source audiomagnetotellurics in geothermal exploration. Geophysics, 47. 1982. 100-116.

77 Schmidt P.G., Dolence J.D., Lluria M.R. and Parsons G. III Geology of Crandon massive sulfide deposit in Wisconsin. Skillings Mining Review. May 6. 8-11. 1978.

78 Shoemaker C.L., Shoham Y. and Hockey R.L. Interpretation of natural source electromagnetic array data: Expanded abstracts. 56th Annual International SEG Meeting and Exposition, 1986. 63-65.

79 Sibbett B.S. and Nielson D.L. Geology of the central Mineral Mountains, Beaver Co., Utah. University of Utah Research Institute. Earth Science Laboratory. Report 33. 1980.

80 Sims W.E. and Bostick F.X. Methods of magnetotelluric analysis. University of Texas at Austin technical report 58. 1969.

81 Spies B.R. and Eggers D.E. The use and misuse of apparent resistivity in electromagnetic methods. Geophysics, 51. 1986. 1462-1471.

82 Sternberg B.K., Buller P.L., Kisabeth J.L. and Mehreteab E. Electrical methods for hydrocarbon exploration II, magnetotelluric (MT) method, in Davidson, M.J., and Gottlieb, B.M., Eds., Unconventional methods in exploration for petroleum and natural gas III. Southern Methodist University press. 202-230. 1984.

83 Sternberg B.K., Washburne J.C. and Anderson R.G. Investigation of MT static shift correction methods: Expanded abstracts and biographies. 55th Annual International SEG Meeting and Exhibition, 1985. 264-267.

84 Stocks J. and Hodinott P.J. Underground mining in Mining Annual Revue 1987. The Mining Journal Ltd. 1987.

85 Strangway D.W., Swift C.M. and Holmer R.C. The application of audio-frequency magnetotellurics (AMT) to mineral exploration. Geophysics, 38. 1973. 1159-1175.

86 Strangway D.W., Ilkisik O.M. and Redman J.D. Surface electromagnetic mapping in selected portions of northern Ontario, 1982-1983. Ontario Geological Survey miscellaneous paper 113. 1983.

87 Syed T., Zonge K.L., Figgins S.J. and Anzzolin A.R. Application of the controlled source audio magnetotellurics (CSAMT) survey to delineate zones of groundwater contamination — a case history. presented at the Surface and Borehole Geophysical Methods in Ground Water Investigations. 2nd National Conference and Exposition. Fort Worth, Texas, February 12-14. 1985.

88 Swift C.M. A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States. Ph.D. dissertation. Mass. Inst. Technology. 1967.

89 Tikhonov A.N. Determination of the electrical characteristics of the deep

strata of the earth's crust. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 73. 295-297. 1950.

90 Ting S.C. and Hohmann G.W. Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response. Geophysics, 46. 1981. 182-197.

91 Tinlin R.M., Hughes L.J. and Anzzolin A.R. The use of controlled source audio magnetotellurics (CSAMT) to delineate zones of ground-water contamination——a case history: in Collins, Ag. and Johnson, A.J., Eds., Field methods for ground-water contamination studies and their standardization. American Society for Testing and Materials. 1988 (in press).

92 Uchida T., Yokokawa K. and Nishikawa N. Test survey of tensor CSAMT at the Akenobe Mine, central Japan: Expanded Abstracts. 57th Annual International SEG Meeting and Exposition. 217-219. 1987.

93 Valla P. A test field survey using the Melos electromagnetic method: Expanded abstracts with biographies. 52nd Annual International SEG Meeting and Exposition. 395-397. 1982.

94 Valla P. and Gasnier S. Broadband frequency electromagnetic soundings with absolute phase reference: Expanded abstracts with biographies. 54th Annual International SEG Meeting and Exposition. 121-123. 1984.

95 Van Blaricom R. and O'Connor L.J. The geophysical response of the Red Dog deposit. presented at the Third Decennial International Conference on Geophysical and Geochemical Exploration for Minerals and Groundwater (Exploration 87). Toronto, Ontario. Sep. 21-Oct. 1. 1987.

96 Vozoff K. The Magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. Geophysics, 37, 1972. 98-141.

97 ——.(Ed.)Magnetotelluirc methods.Society of Exploration Geophysicists.1986.

98 ——. The magnetotelluric method, in Nabighian, M.N., Ed., E.M. Methods

99 ——theory and practice, vol. 2. Society of Exploration Geophysicists. 1988 (this volume).

100 Vugteveen R.Wm. and Zonge K.L. Report on CSAMT vector measurements, Little Nancy Canyon/Patterson Canyon Fields, pipeline test, Paradox Basin, Utah. Zonge Engineering & Research Organization, Inc. 1984.

101 Wait J.R. The magnetic dipole over the horizontally stratified earth. Canadian Journal of Physics, 29, 1951. 557-592.

102 ——. The cylindrical orebody in the presence of a cable carrying an oscillating current. Geophysics, 17,. 1952.

103 ——. Propagation of radio waves above a stratified ground. Geophysics, 18, 1953. 416-422.

104 ——. The electromagnetic fields of a horizontal dipole in the presence of a conducting half-space. Canadian Journal of Physics, 39, 1961, 1017-1028.

105 ——. The propagation of electromagnetic waves along the earth's surface,

in Langer, R., Ed., Electromgnetic waves. University of Wisconsin Press. 243-290. 1962a.

106 ——. Electromagnetic waves in stratified media. Pergamon Press. 1962b.

107 ——. Multiple scattering between a buried line conductor and the earth's surface. Geophysics, 42, 1977. 1470-1472.

108 ——. Geo-electromagnetism. Academic Press, Inc. 1982.

109 Wannamaker P.E. Interpretation of magnetotelluric data: Geophysical workshop notes, Electrical Methods in Oil and Gas Exploration. University of Utah Research Institute. 1. 1983.

110 Wannamaker P.E., Ward S.H. and Hohmann G.W. Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths. Dept of Geology and Geophysics. University of Utah. DOE contract #DE-AC07-80ID12079. 1982.

111 Wannamaker P.E., Hohmann G.W. and San Filipo W.A. Electromagnetic modeling of three-dimensional bodies in layered earths using integral equations. Geophysics, 49, 1984. 60-74.

112 Wannamaker P.E., Hohmann G.W. and Ward S.H. Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths. Geophysics, 49, 1984. 1517-1533.

113 Wannamaker P.E., Stodt J.A. and Rijo L. PW2D finite element program for solution of magnetotelluric responses of two-dimensional earth resistivity structure, user documentation. Earth Science Laboratory. University of Utah Research Institute. DOE contract #DE-AC03-84SF12196. 1985.

114 ——. Two-dimensional topographic responses in magnetotellurics modeled using finite elements. Geophysics, 51. 1986. 2131-2144.

115 Ward S.H. and Hohmann G.W. Electromagnetic theory for geophysical applications, in Nabighian, M.N., Ed., E.M. methods——theory and practice. vol. 1. 131-311. Society of Exploration Geophysicists. 1987.

116 Ward S.H., Parry W.T. Nash W.P., Sill W.R., Cook K.L., Smith R.B., Chapman D.S., Brown F.H., Whelan J.A. and Bowman J.R. A summary of the geology, geochemistry, and geophysics of the Roosevelt Hot Springs thermal area, Utah. Geophysics, 43, 1978. 1515-1542.

117 Warner B.N., Bloomquist M.G. and Griffith P.G. Magnetotelluric interpretations based upon new processing and display techniques: Expanded abstracts and biographies. 53rd Annual International SEG Meeting and Exposition. 151-154. 1983.

118 Wayland J.R., Jr. Lee, D.O. and Cabe T.J. Mapping of a streamflood in a Utah tar sand by controlled source audio magnetotelluric survey. SPE/DOE 4th Symposium on Enhanced Oil Recovery. April 15-18. Tulsa, Ok. 1984.

119 Wayland J.R., Jr. and Leighton A.J. Mapping technology: a key to EOR