地信网
WWW.3S001.COM

中华人民共和国地质矿产部

地质专报

七 普查勘探技术与方法 第4号

攀西地区爆炸地震测深和深部地壳结构与构造

中国地质科学院五六二综合大队 崔作舟 卢德源 等

地质出版社

地信网
WWW.3S001.COM

前　言

电磁法是五十年代初开始发展起来的一种新的物探方法。由于它具有区分异常的能力和生产效率高等优点，所以得到较快的发展。在初期主要是研究总和场观测方法，但因这类方法有受地形和覆盖层影响较大、探测深度较浅等缺点，故适用地区的局限性较大。在地形和地电条件较好的国家，如瑞典、加拿大等国，该方法取得了良好的找矿效果。而在我国，地形和地电条件均较复杂，观测总和场的方法未能取得好效果。为了研制一种适用于我国条件的电磁法，原北京地质学院物探系低频感应法科研组于1962年开始研究虚分量电磁法。这是一种纯异常绝对测量的方法，它具有受地形影响小，发现异常能力强和资料便于解释等优点。曾先后研制了回线场多频虚分量-振幅仪、同点偶极仪，并于1976年研制成功无参考线虚分量仪，后者已小批量生产。由于该仪器接收机与发射机之间没有参考导线相连接，故可采用压制覆盖层影响较好的旁线（ϖ、z）装置进行工作，而且还可采用多种场源形式和多种工作装置，所以比较机动灵活，适应性强。实践表明此仪器能适用于我国的条件。

在方法理论方面，1964年完成回线场虚分量异常的解释方法，1971年在偶极场的模型实验结果基础上总结出“似作用中心”的近似理论，并依此理论建立了偶极场虚分量异常的定性和半定量解释方法。最近几年又开展了计算机模拟和数值解释的研究，已完成虚分量异常的数值正演和数值反演，三维导体和导电导磁体电磁响应的数值解，以及复杂地电条件下电磁响应的数值计算。

曾在不同类型矿区和不同地区进行过野外试验，都取得了良好的效果，并在广泛实践的基础上总结出一套较合理的工作方法。

本专报将这些研究成果进行了系统的总结，包括方法理论、仪器、野外工作方法、资料解释方法和部分实例，同时也对一些基本理论作了简要介绍。

长期参加虚分量电磁法科研组的同志有许洪海（Xu Honghai）、王守坦(Wong Shoutan)、杨旭（Yang Xu）、孙正纲（Sun Zhenggang）等。潘玉玲、鲁永康、宁淑敏等也曾参加科研组工作。张胜业、杨庆锦、俞黎明等参加了数值计算工作。本专报的第七、八章和附录由王守坦编写，其余均由许洪海编写。由于我们水平有限，难免有错误之处，请同志们批评指正。

在整个研究过程中，始终得到地质矿产部科技司和物化探局的积极支持，在此表示衷心的感谢，并对协助过我们进行野外试验的物探队和地质队表示感谢。

本专报摘要由靳职理、安海忠译成英文，韩晓泉校。

地02720号

地信网
WWW.3S001.COM

目　　录

第一章　概论…… 1
第一节　低频电磁法的物理基础…… 1
第二节　虚分量电磁法及其特点…… 4
第三节　电磁场的基本方程…… 4
第二章　均匀场…… 8
第一节　导电导磁水平圆柱体和球体的异常场…… 8
第二节　板状导体的异常场……16
第三节　参数与导体几何形状的关系……23
第四节　异常源电性不均匀性的影响……25
第三章　偶极场……29
第一节　磁偶极子场的一些特性……29
第二节　磁偶极子场中导电球体的异常场……32
第三节　薄板状导体电磁响应的数值解及各种装置的异常……34
第四节　三维导体异常的数值计算……49
第五节　线框装置及其他……52
第六节　三维导电导磁体电磁响应的数值解……60
第四章　复杂地电条件下的磁偶极子场……65
第一节　无限均匀介质中的偶极子场……65
第二节　均匀大地上垂直磁偶极子场……69
第三节　二层介质上的垂直磁偶极子场……73
第四节　均匀大地上水平磁偶极子场……76
第五节　存在导电围岩和导电覆盖层时二度导体的异常场……81
第五章　解释推断……86
第一节　均匀场资料的解释……86
第二节　偶极场资料的解释……91
第六章　无参考虚分量仪…… 101
第一节　无参考线虚分量观测方法的原理…… 101
第二节　整机设计…… 102
第三节　发射机部分…… 104
第四节　接收机部分…… 108
第七章　野外工作方法…… 118
第一节　回线法的一次场及各种影响…… 118

第二节　工作地区及方法的选择…… 128
第三节　回线法的野外工作方法…… 129
第四节　偶极场的野外工作方法…… 132
第八章　应用实例…… 138
附　录　物理模拟实验…… 157
参考文献…… 163
英文摘要…… 165

CONTENTS

Chapter 1 Introduction 1
1.1 Physical principles of EM methods at low frequency 1
1.2 Quadrature EM method and its characteristics 4
1.3 Fundamental EM field equations 4
Chapter 2 Uniform EM field 8
2.1 The responses of a conducting and permeable horizontal cylinder or sphere 8
2.2 The responses of conducting plates 16
2.3 The relationship between the response parameter and the shape of a conductor 23
2.4 The effect of the inhomogeneity of a conductor 25
Chapter 3 The EM field of a magnetic dipole 29
3.1 Some behaviors of a magnetic dipole field 29
3.2 The response of a conducting sphere in the field of a magnetic dipole 32
3.3 Numerical solution of the response of a thin plate conductor and some results in various configurations 34
3.4 Numerical modelling on the response of a three-dimensional conductor 49
3.5 Loop source and some other configurations 52
3.6 Numerical solution of the response of a three-dimensional body with both conductivity and permeability 60
Chapter 4 The EM field of a magnetic dipole in a complex geoelectric situation 65
4.1 The EM field of a magnetic dipole in an uniform infinite space 65
4.2 The EM field of a vertical magnetic dipole on the surface of an uniform Earth model 69
4.3 The EM field of a vertical magnetic dipole on the surface of a two-layer Earth model 73
4.4 The EM field of a horizontal magnetic dipole on the surface of an uniform Earth model 76
4.5 The response of a two-dimensional conductor in the presence of conducting host rock and overburden 81

Chapter 5 Interpretation of data ····86
5.1 Interpretation of data in an uniform EM field····86
5.2 Interpretation of data in a magnetic dipole field ····91
Chapter 6 Quadrature component instrument without interconnecting cable ····101
6.1 The principle of measuring Quadrature component without interconnecting cable ····101
6.2 The design of the solid instrument ····102
6.3 The transmitter ····104
6.4 The receiver ····108
Chapter 7 Field techniques ····118
7.1 The effects of primary EM field and other factors in a loop source field ····118
7.2 The choice of work site and method ····128
7.3 The field techniques for loop source method····129
7.4 The field techniques for magnetic dipole source method ····132
Chapter 8 Some examples of application ····138
Appendix Physical modelling experiments ····157
References ····163
Abstract in English····165

第一章 概　　论

第一节　低频电磁法的物理基础

电磁法找矿的基本原理是基于物理学中的电磁感应定律，它可用图1.1.1来作扼要的说明。

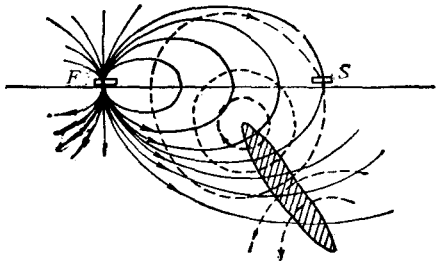


图 1.1.1　电磁法原理示意图
实线——一次场磁力线；　虚线—二次场磁力线；
F—发射线圈；　*S*—接收线圈
Fig.1.1.1 General principle of electromagnetic methods ("——" , lines of magnetic force of the primary field, "——" , lines of magnetic force of the secondary field, *F*, transmitting coil, *S*, receiving coil)

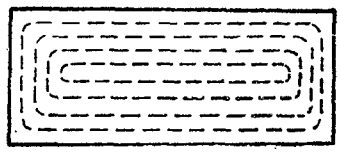


图 1.1.2　薄板状导体内感应电流示意图
Fig.1.1.2　Eddy currents within a conducting sheet

在地面放有一发射机，它供给发射线圈（*F*）以交变电流，此交变电流在发射线圈四周建立了交变磁场，通常叫做一次场。若地下有良导电矿体存在，则矿体被一次场所激发，在矿体内便产生感应电流，这是一种涡旋电流（涡流）。矿体内的涡流也在空间产生交变磁场，叫做二次场或异常场。在离发射线圈一定距离的地方放有接收线圈（*S*），它接收一次场和二次场，再用接收机把所接收的场强大小读出来。通过分析二次场的变化规律来达到找矿和其它目的。

研究矿体所产生的二次场的规律，是方法理论的主要内容。如上所述，二次场是由矿体内的感应电流所形成。为此首先以简化模型讨论矿体内感应电流的分布规律和它的特性。

设在垂直均匀交变磁场中，有一水平薄板状导体，由于一次场的激发，在薄板内产生感应电流。感应电流线的分布如图1.1.2所示，是一些同轴线的长方形闭合电流线。于是可以把薄板导体看成由无限多长方形闭合线圈叠加而成。先计算出一次场在每一圈中直接感应出的电流，再求各圈之间互感产生的电流，然后得出每一闭合线圈中最终的感应电流密度，就可算出所有感应电流产生的二次场。

当一次场穿过薄板导体时，每一闭合线圈都产生一个感应电动势ε。第n圈的感应电动势

ε_n的大小为

$$\varepsilon_n=-\frac{d\Phi_n}{dt}$$

这里t为时间；Φ_n为通过第n圈的磁通量，它的数值为一次场H_1和第n圈面积S_n的乘积。若一次场为正弦形变化的交变磁场，即$H_1=H_0\sin\omega t$（这里H_0为一次场的振幅，ω为圆频率，$\omega=2\pi f$），则第n圈的感应电动势为

$$\varepsilon_n=-H_0S_n\frac{d\sin\omega t}{dt}=-H_0S_n\omega\cos\omega t$$

第n圈中的感应电流$i_n=\frac{\varepsilon_n}{R_n}$（$R_n$为第$n$圈的电阻 且$R_n=\frac{L_n}{\sigma\cdot\Delta Q_n}$；$L_n$为第$n$圈的周长，且$L_n=2\alpha+2b$；$\alpha$为长边；$b$为短边；$\Delta Q_n$为第$n$圈导线的截面积；$\sigma$为薄板导体的电导率）。所以$i_n$有如下的表达式

$$i_n=\frac{\varepsilon_n}{R_n}=-H_0\cdot\sigma\cdot\Delta Q_n\cdot\omega\cdot\frac{ab}{2\alpha+2b}\cdot\cos\omega t$$

当$\alpha>>b$时，则$\frac{ab}{2\alpha+2b}\approx\frac{b}{2}=l_n$，$l_n$为第$n$圈的半宽，因此$i_n$为

$$i_n=H_0\cdot\sigma\cdot\Delta Q_n\cdot\omega\cdot l_n\cdot\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right)$$

第n圈的感应电流密度J_n为

$$J_n=\frac{i_n}{\Delta Q_n}=H_0\cdot\sigma\cdot\omega\cdot l_n\cdot\sin\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right)\qquad(1.1.1)$$

由此式可看出：每圈感应电流密度的大小与一次场的强度H_0、一次场的频率ω、矿体的电导率σ和每圈的半宽l_n成正比，其相位则较一次场的相位落后90°。因此，由各圈感应电流产生的二次交变磁场也与H_0、ω、σ、l_n成正比，并且与一次场有90°的相位差。

当每圈都有电流通过时，则各圈之间将引起互感作用。就第n圈而言，除它以外各圈中的感应电流所形成的磁场，同时作用于第n圈，也会引起感应电流，这一感应电流用i_n来表示。计算i_n的大小，需先求出其它各圈感应电流i_i所形成的磁场对第n圈的磁通量Φ'，其表示式为

$$\Phi'=-H_0\cdot\sigma\cdot\omega\cdot s_n\cdot\cos\omega t\cdot\sum_{i=1}^{\infty}k_i l_i\Delta Q_i$$

$$=-H_0\cdot\sigma\cdot\omega\cdot s_n\cdot\cos\omega t\cdot M_n$$

这里k_i为互感系数，$M_n=\sum_{i=1}^{\infty}k_i\cdot l_i\cdot\Delta Q_i$

则 $$i_n'=-\frac{1}{R_n}\cdot\frac{\partial\Phi'}{\partial t}=-M_n\cdot H_0\cdot\sigma^2\cdot\omega^2\cdot l_n\cdot\Delta Q_n\cdot\sin\omega t$$

可见，由互感作用产生的感应电流i_n'与一次场频率的平方成正比，而相位则与一次场相反，亦即有180°的相位差。换言之，i_n'所产生的磁场在矿体内始终是与一次场的方向相反，使激发场减弱。故i_n'增大将使i_n减小，i_n减小使i_n'也减小，但i_n'减小却又使i_n增大，它们间相互制约。在某一频率时，i_n与i_n'有一平衡值，而且该值是随频率而变化。

前面说的感应电流i_n与频率一次方成正比，i_n'与频率二次方成正比的规律实际上只适用于频率较低的情况，因这时i_n'很小，对i_n的影响可以忽略不计。当频率较高时，由于感应电

流与频率关系复杂化，并出现趋肤效应而使上述模型不适用。

为了简单的分析异常场的全部频率特性，可采用另一物理模拟电路来说明，即把导电矿体看成一个简单的、由电阻R和电感L串联的闭合回路，并且回路是沿着矿体边缘的。在一次场激发下，这个回路里产生的电流随频率变化的关系，类似于矿体异常场与频率的关系。设一次场$H_1=H_0e^{i\omega t}$（这里H_0为一次场幅值，ω为圆频率，$i=\sqrt{-1}$），回路面积为S，由一次场的激发，在回路内产生感应电动势ε的大小为

$$\varepsilon=-\frac{d\Phi}{dt}=-iH_0\omega Se^{i\omega t}$$

则回路内电流

$$I=\frac{\varepsilon}{R+i\omega L}=-i\frac{H_0\omega S}{R-i\omega L}e^{i\omega t}$$

$$=-H_0S\left[\frac{\omega^2L}{R^2+\omega^2L^2}+i\frac{\omega R}{R^2+\omega^2L^2}\right]\cdot e^{i\omega t}$$

回路电流I的虚分量部分$\mathrm{Im}I$与感应电流i_n相当，实分量部分$\mathrm{Re}I$与感应电流i_n'相当，有

$$\mathrm{Im}I=H_0S\frac{\omega R}{R^2+\omega^2L^2}$$

$$\mathrm{Re}I=-H_0S\frac{\omega R}{R^2+\omega^2L^2}$$

这两部分电流与频率的关系如图1.1.3所示。虚分量值在低频率时与频率成正比，即随频率升高而加大，当频率增高到$\omega=\frac{R}{L}$时，达到最大值，这时的频率称为最佳频率f_0；继续增高频率，则虚分量值反而减小。实分量值在低频率时，与频率的平方成正比，其值比虚分量小。当频率增高到$\omega=\frac{R}{L}$时，实分量与虚分量相等，继续增高频率，实分量大于虚分量，而且随频率增高而增大的速度减慢，最后实分量趋近于饱和值。

这种回路电流与频率的关系，定性地说明了矿体异常场的频率特性。

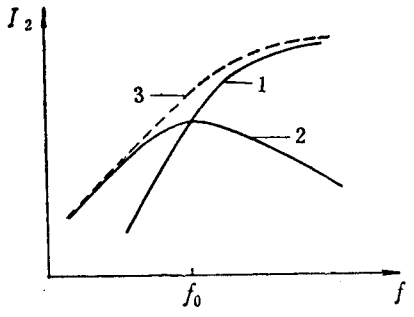


图 1.1.3 异常场与频率的关系
1—实分量；2—虚分量；3—振幅
Fig.1.1.3 The relationship between the electromagnetic anomalies and frequencies (1—in-phase; 2—quadrature; 3—amplitude)

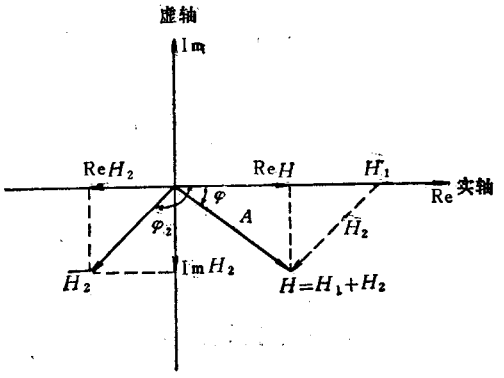


图 1.2.1 一次场和二次场的相位矢量图
Fig.1.2.1 Phase relations of the primary and secondary field

地信网
WWW.3S001.COM

第二节　虚分量电磁法及其特点

地面上任一观测点的磁场是由一次场和二次场所组成，一次场与二次场之间有相位差异，用图1.2.1上的相位矢量图表示。

这里横座标为实轴。纵座标为虚轴；以一次场H_1作为相位的参考标准，取其与横轴一致，则它只有实分量；对于二次场H_2，在负异常点，它的相位角φ_2是在$-90°\sim-180°$之间，在正异常点则在$90°\sim0°$之间。一次场与二次场的矢量和为总和场，它的振幅为A，相位角为φ；总和场及二次场均可分解成虚、实分量。可见电磁法能观测的量比较多，而且观测不同的量，其方法效果也不一样。国外地面频率域电磁法都是发展总和场测定的方法，这类方法适用于地形较平坦，表层是高阻，探测深度要求较浅（在20～30m内）的地区，其优点是仪器制作技术要求不很高。我国自六十年代就开始研究纯二次场测量的地面电磁法，即现在所讲的虚分量电磁法。虚分量电磁法观测二次的虚分量，需要时也可测总和场的振幅。它相对于总和场测定的方法来说有如下一些主要特点：

1.地形影响较小。由于是纯异常测量，不会出现地形引起的假异常，在有异常的地方，地形仅使异常形态改变。总和场测定的方法则不同，由于地形使一次场大小改变，引起假异常，所以地形影响很大。

2.发现异常能力较强。由于纯异常测量消除了很强的一次场背景值，使观测精度提高很多，能够观测出弱异常来。总和场测定的方法有一次场的背景值，弱异常在很强的一次场背景值上，均落在允许的观测误差范围内，故很难观测出来。

3.提高探测深度的潜力较大。在纯异常测量的方法中，只要增大发射磁矩，就能增大异常值，使原来无法测出的、反映深部的弱异常得以放大而被测出来；同时还能提高压制空间电磁干扰的能力，即提高信噪比，以利于提高探测深度。而总和场测定的方法，主要依靠提高观测精度来提高探测深度，所以要困难得多。

4.区分异常能力较强。虚分量异常的频率特性曲线类似于LC回路中电流的频率特性曲线，选择性较好，最佳频率相当于谐振频率，故很容易按最佳频率把异常进行分类。

5.观测结果易于解释。因纯异常测量的结果类似地面磁测资料，比较容易解释。

6.多装置。由于没有一次场的影响，可以采用各种装置测量，而多装置既可以提高适应各种地电条件的勘探能力，又有利于获得较多的资料，大大提高了电磁法的地质效果。

7.仪器装备可以制作得比较轻便。由于频率域抑制干扰的能力较强，加之纯异常测量时发现异常的能力较强，可使发射功率适当减小，以利于仪器装备的轻便化。

从上面诸特点可以看出，虚分量电磁法应能适用于我国地形、地电和地质条件都比较复杂的实际情况。

第三节　电磁场的基本方程

一、麦克斯韦方程组

电磁法的理论基础是宏观电磁场理论，计算宏观电磁场的出发公式为麦克斯韦方程组。

在国际单位制（SI）中，麦克斯韦方程组为

$$\mathrm{rot}H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \tag{1.3.1}$$

$$\mathrm{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{1.3.2}$$

$$\mathrm{div}B = 0 \tag{1.3.3}$$

$$\mathrm{div}D = \rho \tag{1.3.4}$$

这里 H 磁场强度，单位为A/m（安培每米）；

E 电场强度，单位为V/m（伏特每米）；

B 磁感应强度，单位为T（特斯拉）；

D 电位移矢量，单位为C/m^2（库伦每平方米）；

j 电流密度，单位为A/m^2；

ρ 体电荷密度，单位为C/m^3

t 时间，单位为s（秒）。

在电磁场的理论中，还须考虑到介质对电磁场的影响，故需引进联系场的基本矢量间关系的公式，即

$$B = \mu H \tag{1.3.5}$$

$$D = \varepsilon E \tag{1.3.6}$$

$$j = \sigma E \tag{1.3.7}$$

式中μ、ε、σ为介质的磁导率、介电常数和电导率，σ的单位为S/m（西门子每米）。

自由空间的介电常数ε_0和磁导率μ_0分别为

$$\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \quad F/m \text{（法拉每米）}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \quad H/m \text{（亨利每米）}$$

在谐变电磁场的情况下，场矢量可用复数式来表示

$$H = H_0 e^{-i\omega t}$$

$$E = E_0 e^{-i\omega t}$$

这里H_0和E_0为场矢量的振幅，ω为圆频率，$i = \sqrt{-1}$。

前面所列出的麦克斯韦方程组中，所有的场矢量都用复数式表示，并从所有方程的两边消去$e^{-i\omega t}$，则得到

$$\mathrm{rot}H = (\sigma - i\omega\varepsilon)E = -i\omega\left(\frac{i\sigma}{\omega} + \omega\right)E = -i\omega\overset{v}{\varepsilon}E \tag{1.3.8}$$

$$\mathrm{rot}E = i\omega\mu H \tag{1.3.9}$$

$$\mathrm{div}H = 0 \tag{1.3.10}$$

$$\mathrm{div}E = 0 \tag{1.3.11}$$

这里的H和E表示场矢量的振幅，下角标符号已省略。第一式中的$\overset{v}{\varepsilon} = \left(\frac{i\sigma}{\omega} + \varepsilon\right)$，称为复介电常数。引入它后，方程组就具有明显的对称性。

上面的方程组就是谐变场的麦克斯韦方程组，也是我们下面讨论问题的出发公式。

二、电磁势和波动方程

利用势函数来解决电磁理论中的问题一般比较方便，场强则可对势函数求导数来得到。各矢量势与场强的关系式和边界条件见表1.3.1。

表 1.3.1　　Table 1.3.1

矢量势	波 动 方 程	与场强的关系式	边 界 条 件
A	$\nabla^2 A+k^2 A=0$	$H=\mathrm{rot}A$ $E=i\omega\mu A(+\frac{1}{k^2}\mathrm{grad\ div}A)$	$A_{n1}=A_{n2},\ \mu_1 A_{t1}=\mu_2 A_{t2}$ $\frac{\partial A_{t1}}{\partial n}=\frac{\partial A_{t2}}{\partial n},\ \frac{1}{\check{\varepsilon}_1}\mathrm{div}A_1=\frac{1}{\check{\varepsilon}_2}\mathrm{div}A_1$
A^*	$\nabla^2 A^*+k^2 A^*=0$	$E=\mathrm{rot}A^*$ $H=-i\check{\varepsilon}(A^*+\frac{1}{k^2}\mathrm{grad\ div}A^*)$	$A^*_{n1}=A^*_{n2},\ \check{\varepsilon}_1 A^*_{t1}=\check{\varepsilon}_2 A^*_{t2}$ $\frac{\partial A^*_{t1}}{\partial n}=\frac{\partial A^*_{t2}}{\partial n},\ \frac{1}{\mu_1}\mathrm{div}A^*_1=\frac{1}{\mu_2}\mathrm{div}A^*_2$
Π	$\nabla^2\Pi+k^2\Pi=0$	$H=\mathrm{rot}A=-i\omega\check{\varepsilon}\,\mathrm{rot}\Pi$ $E=k^2\Pi+\mathrm{grad\ div}\Pi$	$k_1^2\Pi_{t1}=k_2^2\Pi_{t2},\ \check{\varepsilon}_1\Pi_{n1}=\check{\varepsilon}_2\Pi_{n2}$ $\mathrm{div}\Pi_1=\mathrm{div}\Pi_2,\ \check{\varepsilon}_1\frac{\partial\Pi_{t2}}{\partial n}=\check{\varepsilon}_2\frac{\partial\Pi_{t2}}{\partial n}$
Π^*	$\nabla^2\Pi^*+k^2\Pi^*=0$	$E=\mathrm{rot}A^*=i\omega\mu\mathrm{rot}\Pi^*$ $H=k^2\Pi^*+\mathrm{grad\ div}\Pi^*$	$k_1^2\Pi^*_{t1}=k^2\Pi^*_{t2},\ \mu_1\Pi^*_{n1}=\mu_2\Pi^*_{n2}$ $\mathrm{div}\Pi^*_2=\mathrm{div}\Pi^*_2,\ \mu_1\frac{\partial\Pi^*_{t1}}{\partial n}=\mu_2\frac{\partial\Pi^*_{t2}}{\partial n}$

表中的下角标t表示沿界面的切线分量，n表示法线分量。

波动方程中系数k叫做波数，它的平方为

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

这是一个复数。设k为

$$k=a+ib$$

其中

$$a=\omega\left[\frac{\mu\varepsilon}{2}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\varepsilon^2\omega^2}}+1\right)\right]^{\frac{1}{2}},\qquad b=\omega\left[\frac{\mu\varepsilon}{2}\left(\sqrt{1+\frac{\sigma^2}{\varepsilon^2\omega^2}}-1\right)\right]^{\frac{1}{2}}$$

通常把波数k的实部a称为相常数，而虚部b称为衰减常数。

当谐变场的频率比较低时，可忽略位移电流不计，亦即$\frac{\partial D}{\partial t}=0$，这时$k^2$成为

$$k^2=i\sigma\mu\omega$$

波数$k=\sqrt{i\sigma\mu\omega}$，因$\sqrt{i}=\frac{1+i}{\sqrt{2}}$，所以$k=\frac{1+i}{\sqrt{2}}\sqrt{\sigma\mu\omega}$。显然，这时波数的实部和虚部相等。

在电磁法勘探中主要采用10kHz以下的频率，通常位移电流可忽略不计，所以$k^2=i\sigma\mu\omega$的波动方程很重要。

在均匀介质中，电磁波的波长λ是由相常数a所确定，$\lambda=\frac{2\pi}{a}$，波速v等于波长乘频率，$v=\frac{2\pi f}{a}=\frac{\omega}{a}$。衰减常数$b$确定电磁波向地下穿透的深度，当地中的电磁波强度衰减为地

面上的$\frac{1}{e}$时，相应的深度δ称为趋肤深度，其值为

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

三、模拟条件

用解波动方程的办法来计算导电体的异常场，可获得完整的严密的异常场规律，这些规律在电磁法勘探中具有重要的理论意义。但是，严格的理论计算方法目前只能适用于简单几何形状的导体。对于复杂形状导体异常场的研究，则物理模拟是一种简便的方法。

当位移电流忽略不计时，谐变场的模拟条件为

$$\sigma\mu\omega=\frac{1}{l^2}\sigma_m\mu_m\omega_m$$

这里 l 为模型缩小的倍数，下角标m表示模拟情况。

当用野外仪器来做模型实验，可取$\omega=\omega_m$，若矿体和模型均无磁性，即$\mu=\mu_m=\mu_0$，这时模拟条件就成为

$$\sigma=\sigma_m/l^2$$

地信网
WWW.3S001.COM

第二章　均　匀　场

这里所说的均匀场是指均匀的谐变磁场。在地面用导线铺设一个正方形或长方形的回线，每边的长度通常从数百米到一千多米。如由发射机供给回线谐变电流，则沿回线流动的电流在周围相当大的空间产生谐变磁场。在回线内的中间部分，磁场方向垂直于地面，而且比较均匀，可近似当作均匀场看待。

对理论计算而言，均匀谐变磁场是一种比较简单的场源。一些简单几何形状导体在均匀场中被激发时，通过理论计算可以获得它们的异常场严格的解析表达式，这些计算结果所反映的异常场规律具有普遍指导意义。

第一节　导电导磁水平圆柱体和球体的异常场

一、水平圆柱体异常场的表达式

在垂直均匀谐变磁场$H_1=H_0e^{-i\omega t}$中，有一导电导磁的无限长水平圆柱体，它的轴心离地面的深度为h_0，圆柱体的半径为a，它的电导率为σ，磁导率为μ。设圆柱的围岩为高阻体，即它的电导率$\sigma_0=0$，围岩的磁导率为μ_0。现求该圆柱体在地面上磁异常场的表达式。

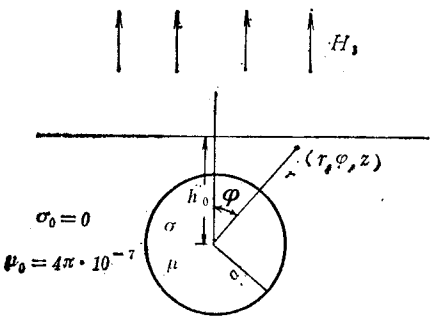


图 2.1.1　垂直均匀磁场中导电导磁水平圆柱体（Z轴向内）

Fig.2.1.1　A horizontal conducting and permeable cylinder in the uniform vertical magnetic field

解波动方程时，需要选用圆柱座标系，座标原点设在圆柱体的轴心，Z轴与中心轴一致，见图2.1.1。

在上述座标情况下，圆柱体内的感应电流只有沿柱轴方向的分量。这样，由感应电流而产生的二次磁场就没有z分量，从而可知二次场的矢量势A_2只有z分量A_{2z}。

又知一次场矢量势A_1也只有z分量，故总和场矢量势A只有z分量A_z。于是，可写出圆柱体内、外两个A_z的波动方程

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_z}{\partial \varphi^2}=-ipA_z \qquad r<a$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_z}{\partial \varphi^2}=0 \qquad r>a$$

这里$p=\mu\sigma\omega$。

利用分离变量法解上面两个方程，就可得圆柱体外异常场的表达式。最后，转换成直角座标系，取Z轴垂直向上，X轴水平并垂直于圆柱轴线，此时异常场的垂直分量和水平分量

的表达式如下

$$H_{2z}=-H_0\frac{\overset{\vee}{T}a^2}{r^2}\left[\frac{h_0^2-x^2}{r^2}\right] \qquad (2.1.1)$$

$$H_{2x}=-H_0\frac{\overset{\vee}{T}a^2}{r^2}\left[\frac{2h_0x}{r^2}\right] \qquad (2.1.2)$$

这里$\overset{\vee}{T}$函数为

$$\overset{\vee}{T}=\frac{(\mu_0-\mu)\ I_0(\nu_a)+(\mu_0+\mu)\ I_2(\nu_a)}{(\mu_0+\mu)\ I_0(\nu_a)+(\mu_0-\mu)\ I_2(\nu_a)} \qquad (2.1.3)$$

I_0和I_2为零阶和二阶第一类修正贝塞尔函数，$\nu_a=\sqrt{ip}\,a$。

从异常表达式可看出乘数$H_0a^2\overset{\vee}{T}$只影响异常值的大小，而不影响异常场的空间分布规律。表达式中的其余部分则为空间座标函数，它决定了异常的形态。当$H_0\cdot a^2$是给定的情况下，异常值的大小只随$\overset{\vee}{T}$函数变化。下面将先讨论$\overset{\vee}{T}$函数，而后分析异常场的空间分布规律。

二、圆柱体异常场的频率特性规律

1.当圆柱体为无磁性的导电体时，即$\mu=\mu_0$，$\overset{\vee}{T}$函数的表达式将成为

$$\overset{\vee}{T}=\frac{I_2(\nu_a)}{I_0(\nu_a)}=T \qquad (2.1.4)$$

特将此时的$\overset{\vee}{T}$表示成T，并称它为“导电圆柱体的频率特性函数”。对于给定的柱体来说，T函数只随一次场的频率而变。T函数与参数$\alpha=pa^2=\mu\sigma\omega a^2$之间的关系，经计算列于表2.1。把计算结果画在双对数座标纸上，如图2.1.2所示。

表 2.1　T函数数值表

Table 2.1　Table of function T

$\alpha=\sigma\mu\omega a^2$	ReT	ImT	$\lvert T\rvert$	$\alpha=\sigma\mu\omega a^2$	ReT	ImT	$\lvert T\rvert$
0.01	0.0000021	0.00125	0.00125	4.86	0.292	0.364	0.467
0.04	0.000033	0.0050	0.0050	5.76	0.348	0.374	0.511
0.09	0.000145	0.0112	0.0112	6.76	0.410	0.376	0.556
0.16	0.00053	0.0200	0.0200	7.84	0.450	0.372	0.587
0.25	0.0013	0.0312	0.0312	9.00	0.503	0.360	0.619
0.36	0.0027	0.0451	0.0452	10.24	0.543	0.349	0.646
0.49	0.0051	0.0615	0.0617	14.44	0.623	0.306	0.694
0.64	0.0084	0.0791	0.0795	18.49	0.670	0.272	0.723
0.81	0.0152	0.1000	0.1012	25.00	0.720	0.238	0.759
1.00	0.0208	0.1210	0.1215	36.00	0.766	0.206	0.787
1.69	0.0496	0.1970	0.1980	49.00	0.795	0.177	0.814
2.25	0.094	0.2500	0.2510	64.00	0.820	0.160	0.836
3.24	0.155	0.2930	0.3320	100.00	0.858	0.131	0.868
4.00	0.226	0.3440	0.4110				

T函数包含有实分量和虚分量，这与前一章中所说的一致。从图2.1.2上可以看到，当参数α较小时，T函数的虚分量曲线是一段上升的直线，它与横轴的交角为45°，表明此时的虚分量与α成正比。当α再增大时，虚分量增加的速度就减慢，在$\alpha\approx 6$时，虚分量达到最大值。继续增大α值，虚分量反而减小。T函数的实分量在小α值时，其数值比虚分量小，也

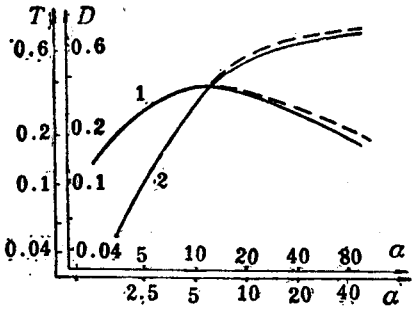


图 2.1.2 T与D函数的曲线

1—虚分量； 2—实分量； 实线—T函数； 虚线—D函数

Fig. 2.1.2 Charts of function T and D (1—quadrature; 2—in-phase; "——": function T; "---": function D)

是一段上升的直线，但上升得较快，它与横轴的交角为63°30′，说明这时的实分量是与α^2成正比。当α增到6附近时，实分量与虚分量相等。再增大α值，实分量增大的速度减慢，随后渐渐趋近于极限值1。对于某一半径a和电导率σ为已知的圆柱导体，可由虚分量值最大时的参数$\alpha_0=2\pi f_0\mu\sigma a^2=6$，算出这时的频率$f_0$——“最佳频率”，$f_0=\frac{6}{2\pi\cdot\mu\cdot\sigma\cdot a^2}$。从这关系式亦可看出，圆柱导体的导电性越好，即$\sigma$值越大，或者半径$a$增大，都将使最佳频率$f_0$降低。若$a$为已知，则$f_0$只与圆柱体的导电性有关，如果从观测获得圆柱体异常场的最佳频率，就可算出它的电导率σ。能确定异常源的电导率，在找良导电矿体的工作中有重要意义。

为了进一步说明T函数具有上述特性的原因，援引了文献[15]中对圆柱体内涡流密度的计算结果。在水平X轴线上不同参数的涡流密度如图2.1.3所示。图（a）为$\alpha=0.00164$时的虚分量涡流及$\alpha=0.16$时虚、实分量涡流密度分布的情况，可见虚分量涡流密度与离柱心的距离成正比，是两条上升的直线，表明此时的异常与参数成正比。虚分量涡流密度远大于实分量涡流密度。图（b）为$a=6.25$和15.6时涡流密度分布情况，$\alpha=6.25$相当于水平圆柱体的最佳参数，此时虚分量涡流密度与距离的关系已不是一条上升的直线，而是一条向上弯的曲线；实分量涡流密度在柱心附近已超过虚分量，在边缘部分仍小于虚分量，导致柱外磁场虚、实分量异常接近相等。在$\alpha=15.6$时，虚分量涡流密度在离柱心较近的范围内已变为负值，即虚分量涡流的方向已反向，而边缘部分还是正值，正、反向虚分量涡流在柱外产生的磁场虚分量由于相互抵消而减小，这就是高频时虚分量异常随频率增高而衰减的原因。实分量涡流密度在近距离区稍有减小，而在边缘部分却增大较多，故实分量异常仍增大。图(c)为$\alpha=97.6$，1502和10000时的情况，虚、实分量涡流在近距离区内都已消失，而且随参数增大消失的范围也扩大，涡流集聚在边缘部分，呈现出趋肤效应。此时实分量涡流密度虽也出现负值，但比较小，正、负两部分实分量涡流使柱外磁场实分量异常趋近于渐近值；虚分量涡流密度的负值比较大，分布范围比正值区宽，正、负两部分的作用几乎全相抵消，使柱外磁场虚分量异常趋近于零。

圆柱体内任一方向的半径上，其涡流密度分布的规律与上述的X轴线上的规律一样，只是幅值按$\sin\varphi$关系减小，φ角为所讨论的半径与垂直向上的Z轴之夹角。

柱内涡流的频率特性曲线及相位矢量图详见文献[15]。

2.高阻磁性圆柱体的情况。设圆柱体的电导率$\sigma=0$，这时$\nu_a\to 0$，则有

$$\lim_{\nu_a\to 0} I_2(\nu_a)\to 0,\qquad \lim_{\nu_a\to 0} I_0(\nu_a)\to 1$$

把这关系式代入（2.1.3）式，可得

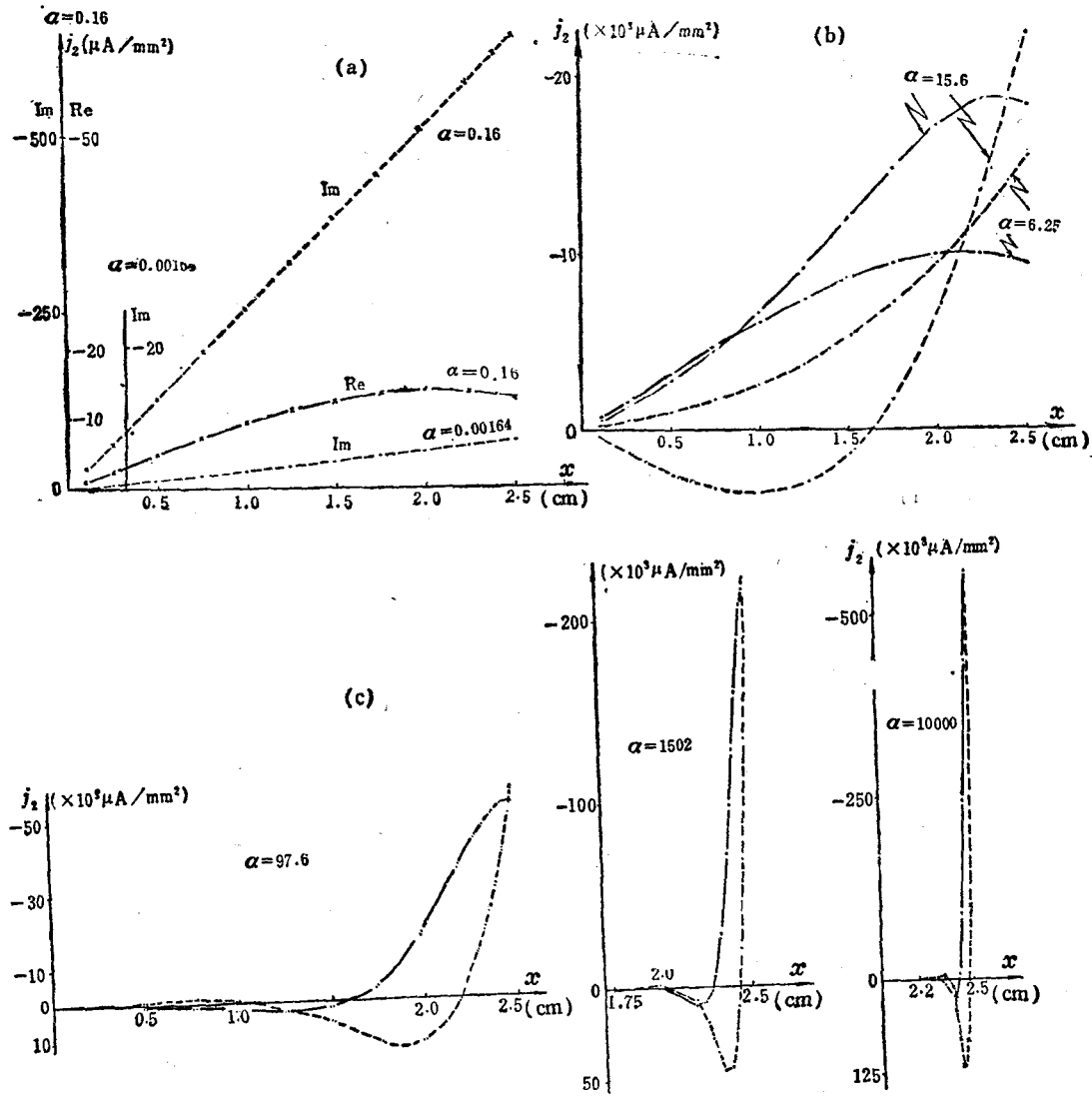


图 2.1.3 导电水平圆柱体内涡流密度虚、实分量的分布规律

（计算条件： $\sigma=1.25\times10^7$S/m， $\mu_r=1$， $a=2.5$cm， $B_1=4\pi\times10^{-5}$T）

Fig. 2.1.3 Distribution of the in-phase and quadrature eddy current density in a horizontal conducting cylinder

($\sigma=1.25\times10^7$S/m; $\mu_r=1$; $a=2.5$cm; $B_1=4\pi\times10^{-5}$T)

$$\overset{\vee}{T}=-\frac{\mu-\mu_0}{\mu+\mu_0}$$

可见$\overset{\vee}{T}$已成为一系数，而且与磁法勘探中所讨论的静磁场中感磁引起的磁异常的系数一样。此时高阻导磁体在低频谐变磁场中只有实分量异常。在谐变磁场中只有矿体的感磁产生异常，而剩磁不起作用；但在静磁场中则感磁和剩磁均起作用，形成感磁和剩磁的总和异常。利用上述差别，便可以用电磁法来区分磁法异常，判定它是由感磁引起，还是由剩磁引起，这在找磁性铁矿中是很有意义的。

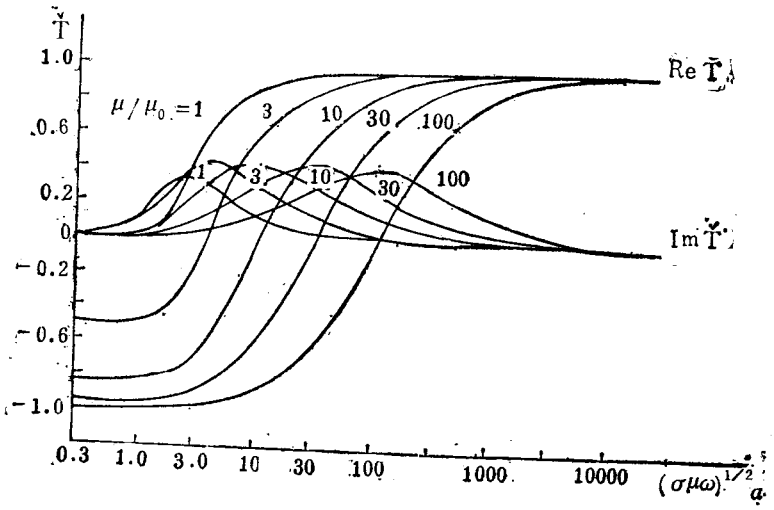


图 2.1.4 不同μ/μ_0值时的$\check{T}$函数曲线

Fig.2.1.4 Curves of function $\check{T}$ for various μ/μ_0

3.导电导磁圆柱体的频率特性函数$\check{T}$。当$\mu/\mu_0=1$，3，10，30，100时，$\check{T}$函数计算的结果见图2.1.4。$\check{T}$函数的虚分量曲线与无磁性时相似，所不同的只是磁性变强时，虚分量达到最大值时的α_0也随着增大，同时虚分量的最大值也较无磁性时稍大一些。

$\check{T}$函数的实分量曲线与无磁性时明显不同。当频率很低时，涡流所产生的实分量异常很弱，而由磁感应所产生的实分量异常与磁法的异常相同。如前所说，这时$\check{T}$函数的实分量为

$$\mathrm{Re}\,\check{T}=-\frac{\mu-\mu_0}{\mu+\mu_0}$$

所以为一段负值的水平直线，不随频率变化。若再增高频率，由于涡流所产生的实分量随频率的二次方增大，并且与磁感应异常的方向相反，因此$\mathrm{Re}\check{T}$的曲线就开始上升，当感磁异常与涡流异常相等时，就出现$\mathrm{Re}\check{T}=0$，这时的频率称为“临界频率”。若继续增高频率，$\mathrm{Re}\check{T}$成为正值。在高频率时，柱体内的磁场已很弱，磁感应作用亦就很小，而以趋肤作用为主，所以高频时的$\mathrm{Re}\check{T}$规律与无磁性时实分量的规律相似，都趋近于极限值1。

以上分析清楚地表明，导电导磁圆柱体的实分量异常，在低频时只有磁性起作用，高频时只有电性起作用；而且磁性和电性所产生的实分量异常的方向相反。

三、圆柱体异常场的空间分布规律

异常表达式（2.1.1）和（2.1.2）是偶极线的公式，它的偶极磁矩$M=-H_0\check{T}a^2\cdot 4\pi$，负号表示磁矩方向与一次场方向相反。

垂直分量异常的形态由$-(h_0^2-x^2)/(h_0^2+x^2)^2$所决定，显而易见，这是一个偶函数，曲线左右对称。当$x=0$时，H_{2z}有最大值。随$|x|$值增大，异常值减小，当$|x|=h_0$时，$H_{2z}=0$，出现零值点，故两零值点之间的距离等于柱心埋深h_0的二倍，以此可以确定h_0。又利用圆柱轴心上方的垂直分量异常最大值与a^2/h_0^2成正比的关系，即可确定圆柱半径a的数值。

水平分量的异常形态由$-2h_0x/(h_0^2+x^2)^2$所确定，这是一个奇函数，x为正时有负

值，x为负时有正值，零值在0点。当取$\overset{\vee}{T}=1$，$h_0=1.5a$时，H_{2z}和H_{2x}的曲线如图2.1.5所示。

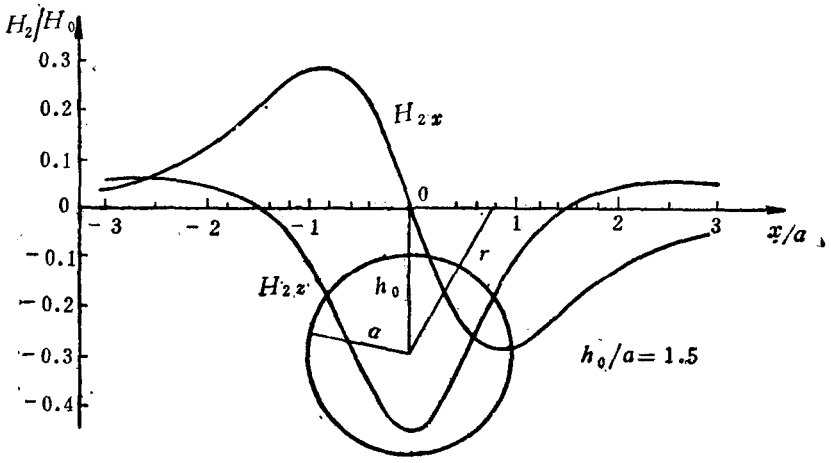


图 2.1.5 水平圆柱体异常剖面曲线

Fig.2.1.5 The anomalous profile over a horizontal cylinder

已知$\overset{\vee}{T}$是一个复数，所以垂直分量异常可分成垂直虚分量异常、垂直实分量异常和垂直振幅异常。当$\mathrm{Re}\overset{\vee}{T}$为正时，这三种异常的形态相同，只是幅值不同而已。水平分量的情况也如此。

值得注意的是，切勿将垂直、水平分量与虚、实分量混为一谈，这是两个完全不同的概念。垂直、水平分量是指空间关系；而虚、实分量是指时间关系（或相位关系）。

当圆柱体为导电导磁时，$\overset{\vee}{T}$函数的实部有负有正，故柱体的实分量异常也有正负的不同。以垂直实分量异常为例，当低频时，异常为正；临界频率时，异常为0；高频时异常为负，如图2.1.6上所示。

四、球体异常场的表达式

设在均匀的谐变磁场$H_1=H_0e^{-i\omega t}$中有一导电导磁球体，球体的半径为a，电导率为σ，磁导率为μ，球心离地面的埋深为h_0。球体周围介质的电导率为σ_0，磁导率为μ_0。球体在地面的磁异常场，同样可用解波动方程的办法来获得。为此采用球座标系，以球心为原点，极轴Z垂直于地面，与一次场方向一致；径向r与Z轴的交角为θ。又取X轴为水平，并在过球心的剖面上；Y轴垂直于剖面，如图2.1.7所示。

在上述条件下，采用赫兹矢量Π^*比较方便，因这时Π^*只存在Z方向的分量Π_z^*。于是我们可写出球内、外Π_z^*的波动方程如下

$$\text{球内}\quad \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \Pi_z^*}{\partial r}\right)+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial \Pi_z^*}{\partial\theta}\right)+k^2r_2\Pi_z^*=0$$

$$\text{球外}\quad \frac{\partial}{\partial r}\left(r_2\frac{\partial \Pi_z^*}{\partial r}\right)+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial \Pi_z^*}{\partial\theta}\right)+k_0^2r_2\Pi_z^*=0$$

这里$k^2=i\sigma\mu\omega$，$k_0^2=i\sigma_0\mu_0\omega$。

用分离变量法解上述方程，得出异常场的表达式。再转换成直角坐标系，则球体异常场的垂直分量和水平分量为

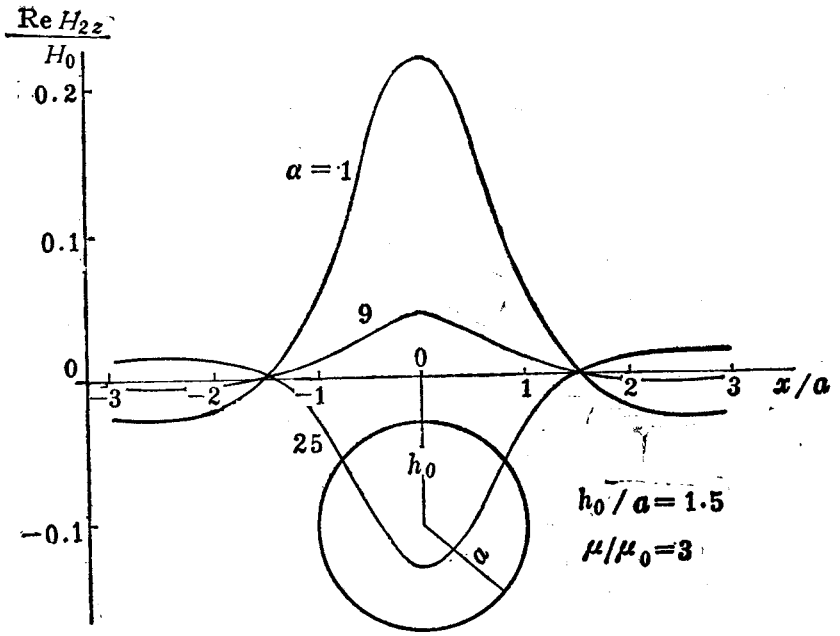


图 2.1.6 导电导磁水平圆柱体上，不同参数α时的垂直实分量异常剖面曲线

Fig.2.1.6 The in-phase components of the vertical field over the horizontal conducting and permeable cylinder for various values of the parameters

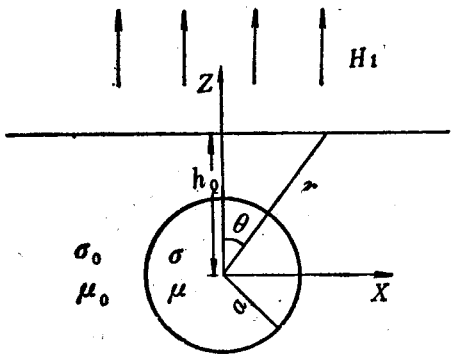


图 2.1.7 垂直均匀谐变场中的导电导磁球体

Fig.2.1.7 A conducting and permeable sphere in the uniform harmonic magnetic field

$$H_{2z}=-H_0 D\frac{a^3}{r^3}\left[\frac{2h_0^2-x^2}{2r^2}\right] \tag{2.1.5}$$

$$H_{2x}=-H_0 D\frac{a^3}{r^3}\frac{3h_0 x}{2r^2} \tag{2.1.6}$$

这里D为球体频率特性函数，它的表达式为

$$D=-\frac{2\mu[\sin\nu-\nu\cos\nu]-\mu_0}{\mu[\sin\nu-\nu\cos\nu]+\mu_0}\cdot\frac{[\nu\cos\nu-\sin\nu+\nu^2\sin\nu]}{[\nu\cos\nu-\sin\nu+\nu_2\sin\nu]} \tag{2.1.7}$$

式中 $\nu=\sqrt{i\sigma\mu\omega}\cdot a$

上面的异常表达式实为一磁偶极子的公式，相当于在球心有一异常磁偶极子，它的磁距 $M=-4\pi\frac{H_0 a^3 D}{2}$，负号表示磁距的方向与一次场方向相反。

五、球体异常场的频率特性规律

1.球体和围岩均无磁性时，即$\mu=\mu_0$，从（2.1.7）式可得出导电球体的频率特性函数D为

$$D=1-\frac{3}{\nu_2}+\frac{3}{\nu}\mathrm{ctg}\nu \qquad (2.1.8)$$

它的计算结果如图2.1.2上虚线所示，（实线为T函数曲线）。可以看到，在双对数座标中，D函数与T函数的曲线基本一致，只是当左部分曲线都相重合时，对应的横座标数值不同，D函数的横座标值正好为T函数横座标值的二倍。若将D函数的参数α乘上$\frac{1}{2}$，则两横座标值也就一样了。这样只需把球体的参数取为$\alpha=\frac{1}{2}\alpha\mu\omega a^2$，便可用$T$函数曲线来代替$D$函数曲线。从物理意义上讲，就是半径和电导率都相同的情况下，球体的最佳频率要比圆柱体的高一倍。

2.当球体为不导电的磁性体，亦即$\nu\to 0$时，$\sin\nu=\nu-\frac{\nu^3}{6}$，$\cos\nu=1-\frac{\nu^2}{2}$，代入（2.1.7）式可得

$$D=-2\frac{\mu-\mu_0}{\mu+2\mu_0}$$

由此可见，磁性球体在均匀谐变磁场中只有实分量异常。异常磁距$M=-\frac{1}{2}H_0a^3$ $D\cdot 4\pi$是正值，其方向与一次场方向一致，大小与静磁场中的异常磁距相同（这里指一次场强度相同的情况）。

3.球体为导电导磁体，取$\mu/\mu_0=1$，1.25，2.5，5，10时，D函数计算的结果见图2.1.8，它的规律与圆柱体的T函数曲线类似，不再讨论。

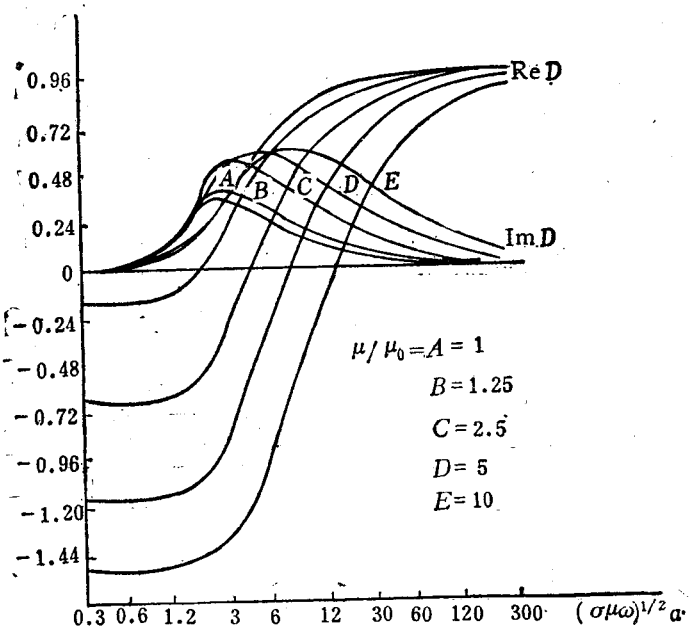


图 2.1.8 不同μ/μ_0值时的D函数曲线

Fig.2.1.8 Curves of function D for various μ/μ_0

地信网
WWW.3S001.COM

六、球体异常场的空间分布规律

垂直分量的异常形态由$-\frac{2h_0^2-x^2}{r^5}$确定，是一条对纵座标轴对称的曲线。当$x=0$时垂直分量异常有最大值，其数值为$-H_0D\frac{a^3}{h_0^3}$，它与$\frac{a}{h_0}$比值的三次方成正比。垂直分量异常随$|x|$值增大而减小，当$x=\pm\sqrt{2}\,h_0$时，出现零值点，过零值点后异常反号。

水平分量异常曲线是一条对0点对称的奇函数曲线。当取$D=1$，$h_0=1.5a$时，H_{2z}/H_0和H_{2x}/H_0的剖面线如图2.1.9所示。不同频率时，异常幅值不同，但形态却保持不变。

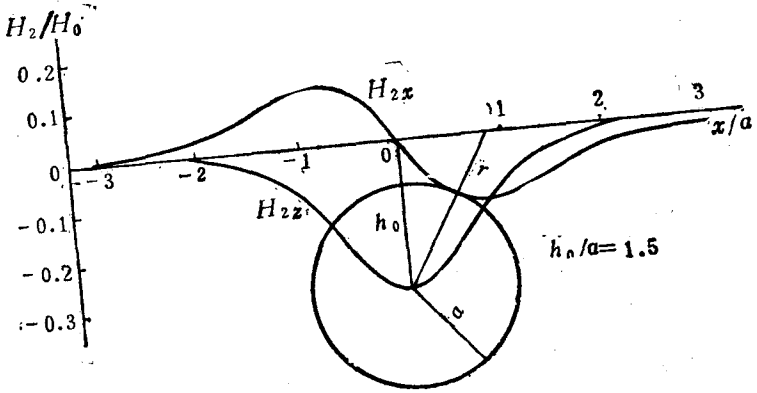


图 2.1.9 球体异常剖面曲线

Fig.2.1.9 The electromagnetic anomaly over a sphere

第二节 板状导体的异常场

对于板状导体异常场，由于遇到数学上的困难，现在还不能利用前面所述解波动方程的方法来获得严格的解。但在某些情况下可作近似计算，而且这种近似计算的结果也是足够准确的。下面将讨论，在低频情况下板状导体虚分量异常的近似计算方法，以及利用模型实验的结果来分析异常场随频率变化的规律。关于有限长度板状导体电磁响应的数值计算方法将在第三章讲述。

一、异常场的近似计算

1.板状导体内感应电流密度的分析规律

第一章里已述，在一次场激发下，板状导体内就产生感应电流，当激发场的频率较低时，即在虚分量异常与频率成正比的频率范围内，感应电流之间的互感作用很弱，可以忽略，这时的异常场，可看成仅仅是由一次场直接激发的感应电流所形成的磁场。如果已知感应电流密度的分布规律，就可计算出板状导体的异常场。这样得出的异常是虚分量异常。

公式（1.1.1）是低频情况下，板状导体内感应电流密度的表达式，得出该表达式的前提是假设板状导体由无数同轴心的闭合线圈所组成。现在从麦克斯韦方程出发，严格地导出与式（1.1.1）相同的感应电流密度的表达式，来证明第一章里的假设是正确的。

在谐变场中麦克斯韦第一方程为

$$\mathrm{rot}E=i\omega\mu H$$

电流密度j与电场E之间有关系式

$$j=\sigma E$$

将此关系式代入上面的方程式中可得

$$\mathrm{rot}j=i\sigma\mu\omega H=k^2H \tag{2.2.1}$$

导体内感应电流密度应满足此方程式。

现在讨论一无限长的水平板状导体，放在垂直均匀谐变磁场中的情况。谐变场为

$$H_0e^{-i\omega t}=H_{0x}e^{-i\omega t}$$

取直角座标系的y轴平行于板状导体的走向，z轴垂直向上。在此情况下，异常场显然没有y分量且不随y变化。因而感应电流密度j也不随y变化，并且只有y分量j_y。这样，可以把式(2.2.1)写成

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial j_z}{\partial y}-\frac{\partial j_y}{\partial z}&=0\\ \frac{\partial j_x}{\partial z}-\frac{\partial j_z}{\partial x}&=0\\ \frac{\partial j_y}{\partial x}-\frac{\partial j_x}{\partial y}&=k^2H_{0x}\end{aligned}\right\} \tag{2.2.2}$$

由前述的条件中，已知

$$j_x=j_z=0$$

故

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial j_y}{\partial z}&=0\\ \frac{\partial j_y}{\partial x}&=k^2H_{0x}\end{aligned}\right\} \tag{2.2.3}$$

从上式的第一式可知感应电流密度j_y不随z变化，从第二式可知j_y与x成正比。如果使z轴通过感应电流密度为0的点，也就是通过水平板中心，就可得

$$j_y=k^2H_{0x}x \tag{2.2.4}$$

此式与式(1.1.1)完全一致，从而证实了第一章里的假设是正确的。实际上该假设是从式(2.2.4)而来，目的是为了把物理概念叙述得更清楚、更具体一些。

2.水平板状导体的低频虚分量异常

下面将按电流密度公式(2.2.4)来计算无限长的薄水平板状导体在较低频率时的异常磁场。设水平板状导体的中心埋深为h，宽度为$2a$，厚度为z。取座标原点为水平板中心在地面的投影点，式(2.2.4)中的x用l来代替，如图2.2.1上所示。

水平板内一小块横截面$z\cdot dl$，流过这横截面元的电流为

$$\Delta I=k^2H_0zl\cdot dl$$

这电流在观测点P的磁场垂直分量为

$$\Delta H_z=\frac{1}{2\pi}k^2H_0z\frac{\cos\theta}{R}l\cdot dl$$

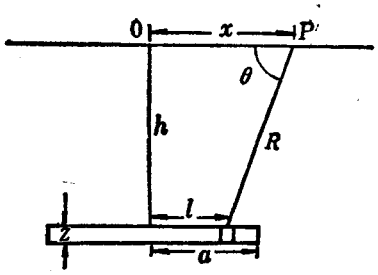


图 2.2.1 水平板状导体内感应电流与测点之间的空间关系
Fig.2.2.1 The coordinate relationship between the observation point and the element of the eddy current within a horizontal plate conductor

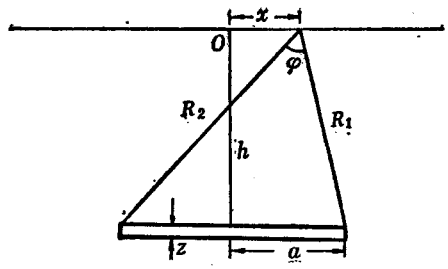


图 2.2.2 水平板状导体的异常与空间座标的关系
Fig.2.2.2 Calculation of the anomalies for a horizontal conducting plate

$$=\frac{1}{2\pi}k^2H_0z\frac{l(x-l)}{R^2}dl$$

这里 $R^2=h^2+(x-l)^2$。可把$l(x-l)$表成如下形式

$$lx-l^2=-l^2+2xl-x^2-h^2+[-xl+h^2+x^2]$$

故有

$$\frac{l(x-l)}{R^2}=-1+\frac{-xl}{h^2+(x-l)^2}+\frac{x^2+h^2}{h^2+(x-l)^2}$$

欲计算整个水平板状导体内的感应电流在观测点P的磁场垂直分量，只需把ΔH_z对l求积分即可

$$H_z=\int_{-a}^{a}\frac{1}{2\pi}k^2H_0z\frac{l(x-l)}{R^2}dl$$

$$=\frac{1}{2\pi}k^2H_0z\int_{-a}^{a}\left\{-1+\frac{x^2+h^2}{h^2+(x-l)^2}-\frac{xl}{h^2+(x-l)^2}\right\}dl$$

$$=\frac{1}{2\pi}k^2H_0z\left\{-2a-h[-\operatorname{arctg}\frac{x-a}{h}+\operatorname{arctg}\frac{x+a}{h}]\right.$$

$$\left.-\frac{x}{2}\ln\frac{h^2+(x-a)^2}{h^2+(x+a)^2}\right\}$$

从图2.2.2上可见

$$\varphi=-\operatorname{arctg}\frac{x-a}{h}+\operatorname{arctg}\frac{x+a}{h}$$

$$R_1^2=h^2+(x-a)^2$$

$$R_2^2=h^2+(x+a)^2$$

由此可以写出

$$H_z=\frac{1}{2\pi}k^2H_0za\left\{-2+\frac{h}{a}\varphi-\frac{x}{a}\ln\frac{R_1}{R_2}\right\}\qquad(2.2.5)$$

用类似的方法可导出P点的水平分量异常为

$$H_x=\frac{1}{2\pi}k^2H_0z\int_{-a}^{a}\frac{-hl}{h^2+(x-l)^2}dl$$

$$=-\frac{1}{2\pi}k^2H_0za\left[\frac{h}{a}\ln\frac{R_1}{R_2}+\frac{x}{a}\varphi\right] \qquad (2.2.6)$$

从上面（2.2.5）式和（2.2.6）式可以看出，在较低频率时薄水平板状导体的虚分量异常的形态，是由两式中括号部分所确定。当括号前面部分等于1，并取$2h=a$时，水平板状导体异常的垂直分量和水平分量的剖面线如图2.2.3上所示，其形态类似于水平圆柱导体的异常。

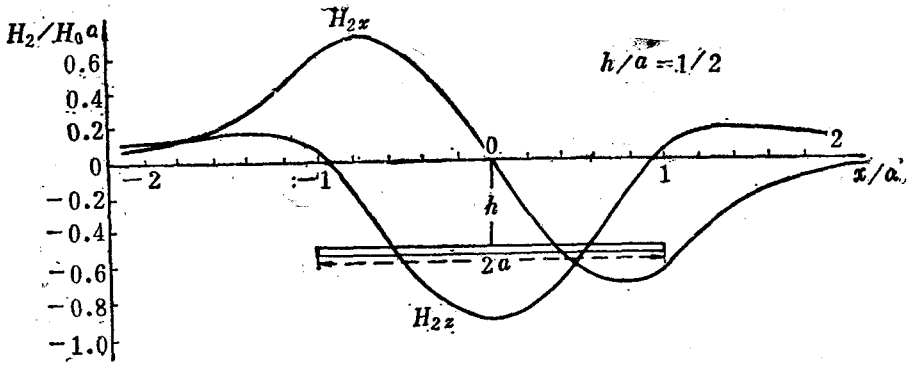


图 2.2.3 水平板状导体低频虚分量异常剖面

Fig.2.2.3 Quadrature anomaly profile curves over a horizontal conducting plate at low frequency

3.倾斜板状导体的异常

无限长薄倾斜板状导体的异常可由水平板状导体异常换算出来。实际上，垂直均匀的一次磁场可分解成两个分量，一个分量垂直于薄板的倾斜面，大小等于$H_0\cos\theta$，θ为板的斜角；另一分量为平行于板的倾斜面。对倾斜板状导体有激发作用效果的是垂直于倾斜面的分量。平行于倾斜面的分量，由于板的厚度相对于宽度来说很小，故激发作用很弱，可忽略不计。所以倾斜板状导体感应电流分布的规律，与上述的水平板状导体内一样，只是激发场现在为$H_0\cos\theta$。这样，倾斜板状导体在地面P点的异常就可用水平板状导体的异常公式先计算出垂直于倾斜面方向的分量H_z和平行于倾斜面方向的H_x，然后从这两分量换算出相对于地面的垂直分量H_{zn}和水平分量H_{xn}。

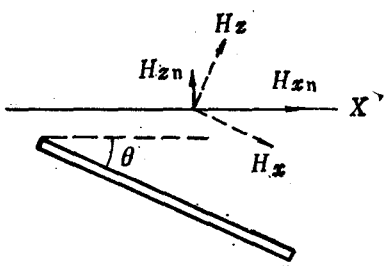


图 2.2.4 倾斜板状导体异常场的矢量分解图

Fig.2.2.4 Vector decomposition diagram of the anomaly field for an inclined conducting plate

从图2.2.4上可见其换算公式为

$$H_{zn}=H_z\cos\theta-H_x\sin\theta \qquad (2.2.7)$$

$$H_{xn}=H_z\sin\theta+H_x\cos\theta \qquad (2.2.8)$$

图2.2.5是倾斜板状导体的垂直虚分量异常曲线，实线为模型实验观测结果，虚线是按式（2.2.7）计算而得，可见两曲线是相吻合的。

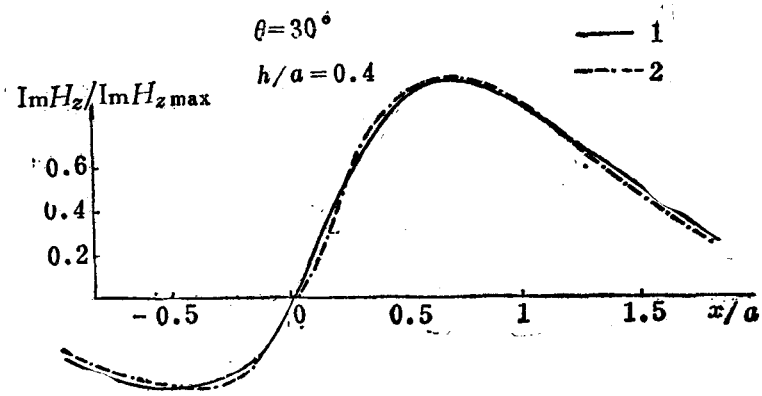


图 2.2.5 倾斜板状导体异常的近似计算与模型实验结果对比图
1—计算曲线； 2—实验曲线

Fig.2.2.5 Comparison between the anomalies over an inclined conducting plate for the approximate calculation and the experiment method
(1 —approximate calculation, 2 —experiment)

二、板状导体异常的频率特性

1.异常形态随频率变化的规律

已知球体和圆柱体的异常形态不随频率变化，只是异常的幅值随频率变化。而板状导体的情况则不同，它的异常形态是随频率而变化的，下面我们利用模型实验结果来讨论其变化规律。

图2.2.6为倾角45°的铜板在不同频率时的垂直分量异常曲线，其（a）图是虚分量异常曲线，（b）图为实分量异常曲线。从（a）图上可见，频率为40Hz和75Hz的虚分量曲线接

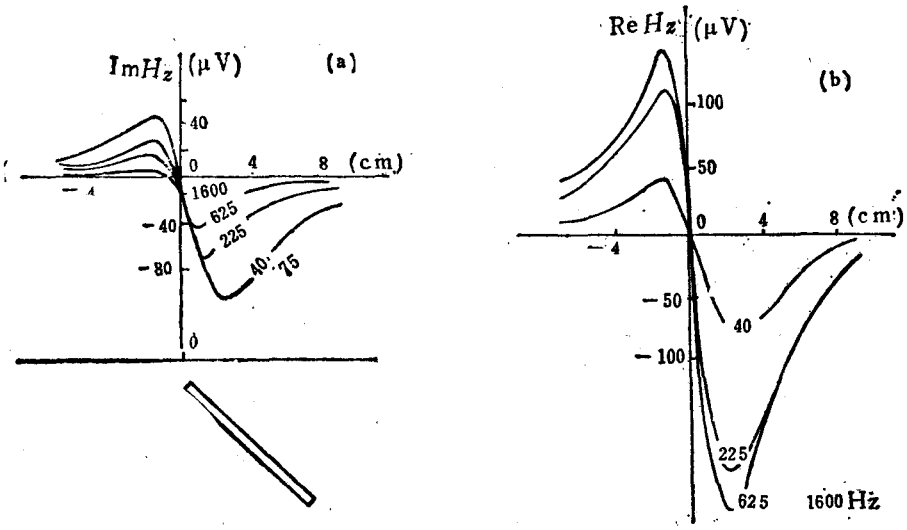


图 2.2.6 倾斜板状导体不同频率的虚实分量异常曲线

Fig. 2.2.6 The anomalies of the in-phase and quadrature components over an inclined conducting plate at various frequencies

近于重合，只是75Hz的异常稍强。这表明异常的最佳频率在75Hz附近，同时也说明当频率低于最佳频率时，板状导体的虚分量异常曲线形态不随频率而变化。这一规律也证实了前述近似计算条件的正确性。当频率继续增高，虚分量异常的幅值和形态都将改变。随频率增高，异常幅值减小，并且异常的范围和极值点都向板顶收缩，明显地反映出趋肤现象。在高频时，板状导体内的虚分量感应电流随频率增高而逐渐向板的边缘聚集，同时电流密度也减小。利用高频时虚分量异常明显地向板顶收缩的规律可以确定板状导体的倾斜方向。

在（b）图上，实分量异常随频率增高而增大，40Hz和75Hz时增加得较快，然后变慢，到625Hz时已接近于饱和，不再增大。实分量异常的形态随频率变化不显著，只是在高频时极值点稍向板顶移动。这说明板状导体内感应电流实部和虚部的分布规律不完全相同。

图2.2.7上所示为不同频率时，水平分量的虚分量曲线，它们随频率变化的基本规律与垂直分量一样，只是在高频时虚分量感应电流向板顶聚集的规律，在水平虚分量异常曲线上表现为板体上方的零值点渐向板领移动，曲线形态渐变为正负对称，最大异常点位置稍向板顶外移动。

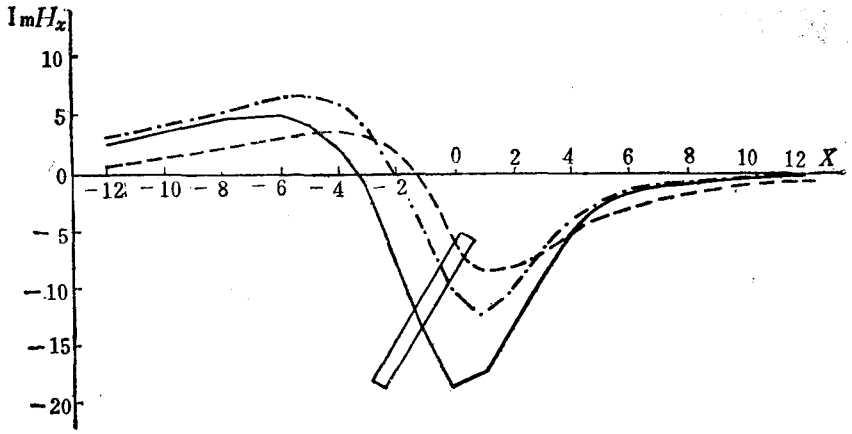


图 2.2.7 倾斜板状导体上不同倾率的水平分量异常曲线

实线—220Hz；点划线—880Hz；虚线—3520Hz

Fig.2.2.7 The anomalies of the horizontal component over an inclined conducting plate at various frequencies

（"—"：220Hz；"·-·-·"：880Hz；"---"：3520Hz）

直立板状导体的异常见图2.2.8。在垂直均匀场中，垂直板状导体只有厚度面切割磁力线，起激发异常的作用。垂直分量异常曲线的特点是顶部较尖，远离板顶，异常值开始减弱得很快，其后变得缓慢。由此可见板顶附近的异常主要是由直立板状导体顶部的涡流所引起，而异常弱缓部分以板体下部涡流异常为主。异常形态随频率变化不明显，类似于水平柱体。

直立板状导体异常的最佳频率较之水平和倾斜板要高许多倍，倾斜时的最佳频率稍大于200Hz，而垂直时稍大于2000Hz。以上分析说明，不宜采用垂直均匀场源去发现直立板状导体，因其异常弱而范围窄，最佳频率又高，难于与导电干扰体的异常相区别，故应采用偶极场源或其它非垂直场。

2.板状导体异常的频率特性曲线

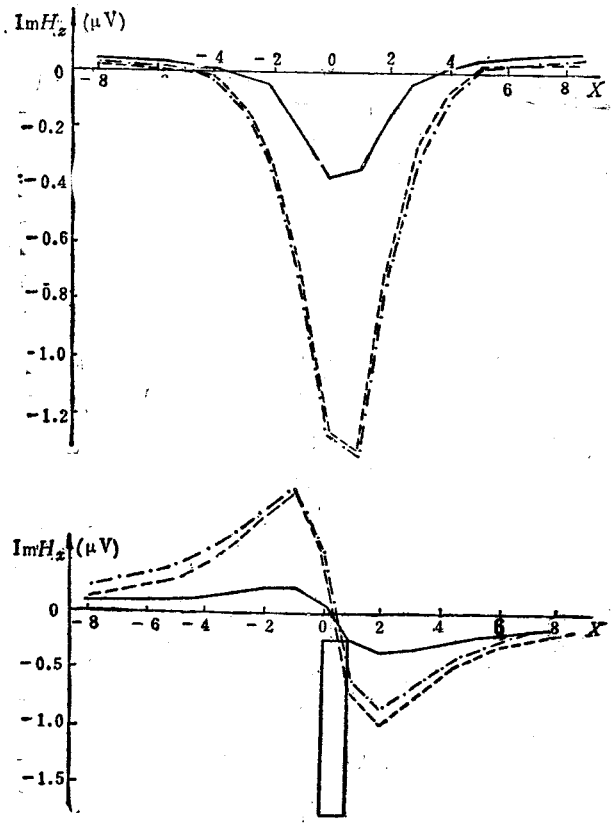


图 2.2.8 直立板状导体的异常曲线

实线 220Hz； 点划线 880Hz；虚线 3520Hz

Fig.2.2.8 The anomalies over a vertical conducting plate

("--" , 220Hz; "•-•-•" , 880Hz; "---" , 3520Hz)

从上面多频异常剖面线的分析，已可看出不同测点上的频率特性曲线不完全相同，这主要是最佳频率以后高频部分的虚分量频率特性曲线在不同测点上的衰减规律不同所致。因此，我们取最大异常点的频率特性曲线作为代表，以便与其它形状、产状导体的频率特性曲线相对比。

不同倾角板状导体的最大异常点的频率特性曲线见图2.2.9。可以看出，除高频时稍有差异外，它们的形状基本上一致，总规律与圆柱体的频率特性曲线一样。以圆柱体的频率特性函数T的曲线为标准，用它与板状导体的频率特性曲线相比较，使板状导体的参数在最佳频率时也等于 6，即$\alpha_0=6$，这样，确定水平板状导体和倾斜板状导体（倾角小于80°）的参数时，其表示式为$\alpha=1.2\sigma\mu\omega za$，直立板状导体的参数表示式为$\alpha=0.33\sigma\mu\omega z^2$，其中z为板体的厚度，$a$为半宽。

在垂直均匀场中，直立板状导体只有厚度起作用，水平和倾斜板状导体则以宽度起作用，故它们的参数也不相同。水平板的参数要比垂直板的参数大 4（a/z）倍。即垂直板状导体的最佳频率要比水平时高 4（a/z）倍。

地信网
WWW.3S001.COM

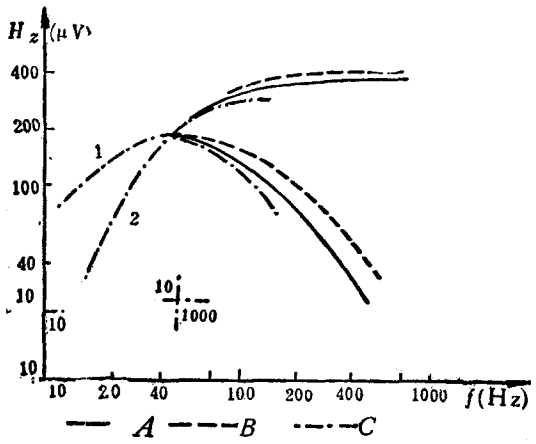


图 2.2.9 不同倾角板状导体异常的频率特性曲线
1—虚分量；2—实分量。*A*—水平板；*B*—倾斜板；*C*—垂直板
Fig.2.2.9 The frequency characteristic curves of the anomalies for a conducting plate at various tilts
(1—quadrature; 2—in-phase; *A*—horizontal, *B*—inclined, *C*—vertical)

第三节 参数与导体几何形状的关系

前面已经指出，球体和板状体的频率特性曲线均与圆柱体的相似，在双对数座标纸中它们的左部分都相重合，所以我们取圆柱体的频率特性函数 T 的曲线作为量板曲线。为了以 T 函数来代替球体和板状体的频率特性函数，只需将球体的参数 α 表成 $\alpha=0.5\sigma\mu\omega a^2$，薄板状体的 $\alpha=1.2\sigma\mu\omega za$，（$z$ 为薄板的厚度，a 为半宽）。实际上 T 函数适用于任何形状的导体，这就要求确定各种形状导体的参数 α 的表示式。在实用中，只需确定几种较典型形状导体参数 α 的表达式，然后给出从一种形状渐变到另一种形状时，α 的变化规律也就足够了。下面将讨论几种渐变的情况。

一.参数随水平延伸长度的变化

这里所说的水平延伸是指等轴状导体渐变成水平柱体，例如正方体向水平方向延伸成不同长度的正方柱，直至无限长正方柱；又如球体向水平方向延伸成无限长的水平圆柱体等等。采用模型实验的方法来研究参数与水平延伸长度的关系。模型是直径为 5 cm的不同长度的铅圆柱，在回线场中测得它们的最佳频率。将长度与直径相等的“短柱体”的最佳频率以 f_0 表示，其它长度柱体的最佳频率以 f_0' 表之；并且将其它长度柱体的参数 α 也用“短柱体”参数 α_0 来表示，即 $\alpha=K\alpha_0$，K 为一系数，它的数值为 $K=f_0/f_0'$。从所测得的最佳频率就可求得 K 值。以 K 为纵座标，圆柱长度 t 与直径 $2a$ 的比值为横座标，画出 K 随 $t/2a$ 的变化曲线，如图2.3.1上所示。从图上可以明显地看出：当圆柱的长度从等于直径增至1.6倍直径时，系数 K 变化较大，它与长度成正比；再增加长度，K 增大减缓；长度增至 3 倍直径时，K 趋近于极限值 2，这是无限长水平圆柱体的 K 值。由此可以得出：长度大于 3 倍直径的圆柱体就

可看成无限长的水平圆柱体。

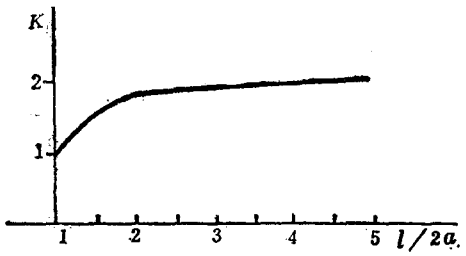


图 2.3.1 系数K随圆柱长度变化曲线
Fig.2.3.1 Relationship between the coefficient K and the length of a cylinder

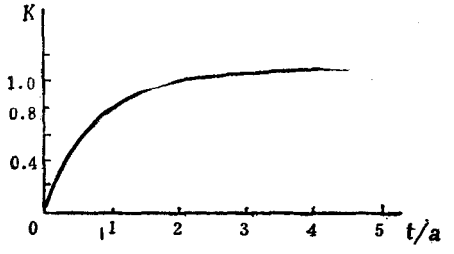


图 2.3.2 系数K随圆盘厚度变化曲线
Fig.2.3.2 Relationship between the coefficient K and the thickness of a disk

长度小于 3 倍直径的圆柱体参数可以用下式求出

$$\alpha=K\cdot 0.5\sigma\mu\omega a^2$$

这是由于长度等于直径的圆柱体的参数与同半径的球体的参数相等，故$\alpha_0=0.5\sigma\mu\omega a^2$。

水平正方薄板逐渐延伸成无限长的水平薄板，其参数的变化规律与上述的相同。长度等于宽度 3 倍以上的水平板就可当成无限长的水平板，长度小于 3 倍宽度的水平板的参数可表示为

$$\alpha=K\cdot 0.6\sigma\mu\omega za$$

这里z为薄板厚度；a为薄板的半宽；K值从图1.2.3上查出。

二、参数随厚度的变化

先讨论水平圆盘的参数随厚度变化的情况。用模型实验的方法测得不同厚度圆盘的最佳频率，并将厚度等于圆盘直径时的最佳频率以f_0表之，这时的参数$\alpha_0=0.5\sigma\mu\omega a^2$。其它厚度时的最佳频率以$f_0'$表之，参数$\alpha$表达式为

$$\alpha=K\alpha_0=K\cdot 0.5\sigma\mu\omega a^2$$

系数K由f_0/f_0'的比值所确定，即$K=\dfrac{f_0}{f_0'}$。

从测得的不同厚度时的最佳频率算出K值，作出K随厚度变化的曲线，示于图2.3.2上，横座标轴表示厚度，以半径a为单位。由图可见，当厚度小于半径的1/3时，圆盘的参数与厚度成正比，亦即K曲线的直线上升部分；增加厚度，K值增加减慢，如曲线的弯曲部分；当厚度大于 2 倍半径时，K值变化很小，已趋近于极限，这极限值接近于 1，说明垂直柱体的参数与同半径球体的参数相同。所以在垂直均匀的一次场中，垂直圆柱体的异常，相当于同顶深、同半径的球体异常。

再看水平板状导体的参数随厚度变化的情况。采用长20cm、宽 6 cm的不同厚度铜板为模型，相当于无限长的水平板。在垂直均匀场中测得不同厚度板体的最佳频率。取厚度等于宽度时的最佳频率为f_0，参数为α_0，其它厚度时的最佳频率以f_0'表之，参数以α表之。那么将有等式

$$\alpha=K\alpha_0$$

这里K是一系数，它的值为$K=f_0/f_0'$。

根据实验结果算出K值，绘出K随厚度变化的曲线，示于图2.3.3上，横座标轴表示

厚度，以半宽a为单位。从图2.3.3上可以看出，当厚度小于$\frac{a}{2}$时图上是一段上升直线，即K与厚度成正比，这也表明，在此条件下，薄板的参数表示式$\alpha=1.2\sigma\mu\omega za$是与厚度成正比的。继续增加厚度，$K$增大减慢，这时板体的参数可表成$\alpha=K\alpha_0=K\sigma\mu\omega a^2$，这是由于水平方柱的参数与水平圆柱的相同。当厚度大于$6a$时，K值几乎不再增大，趋近于极限，亦即相当于垂直板的情况，所以厚度大于$6a$时的参数都可用垂直板的参数$\alpha=\frac{4}{3}=\sigma\mu\omega a^2$来表示。

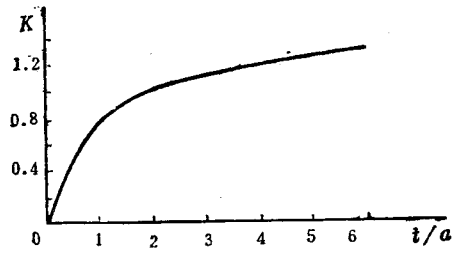


图 2.3.3 系数K随板状导体厚度变化曲线

Fig.2.3.3 Relationship between the coefficient K and the thickness of a plate

从上述系数K随厚度变化的情况可以看出，如果用薄板状导体的参数来表示厚度在半宽a以内的板体参数；用相同半径的水平圆柱体的参数来表示厚度在$a\sim 3a$间的板体参数；用垂直板的参数来代替厚度大于$3a$以上的板体的参数，它们的误差不会超过30%，这在实际解释中是完全允许的，故可用这三种典型形状物体的参数来表示任何宽度板状体的参数。

第四节　异常源电性不均匀性的影响

前面讲的都是电性均匀导体的异常场。在实际中，矿体的电性往往不均匀，如内部的富矿是致密块状的；导电性很好，它的外面常包有一层电性较差的浸染状贫矿或矿化晕；有的矿体上部已氧化，电性变差，而下部原生矿的电性较好。所以，研究电性不均匀性的影响很有实际意义。下面以电性不均匀的圆柱体的异常场为例来研究这一问题。

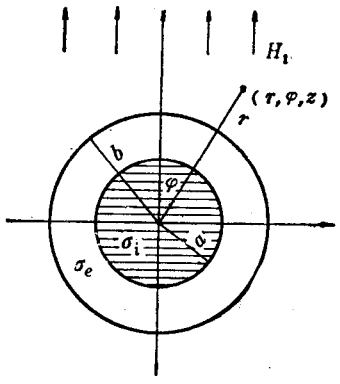


图 2.4.1 垂直均匀磁场中电性不均匀的水平圆柱体

Fig.2.4.1 An inhomogeneous conduting horizontal cylinder in the vertical uniform magnetic field

在垂直均匀谐变磁场中，有一电性不均匀的水平圆柱体，柱心埋深为h_0，内圆柱的导电性较好，设它的电导率为σ_i，半径为a；包围内圆柱的外圆柱层的导电性较差，设它的电导率为σ_e，外半径为b；两部分的磁导率全等于空气的磁导率$\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ H/m（亨利每米）。

讨论时，采用圆柱座标系，取Z轴与圆柱轴心一致，如图2.4.1所示。

在垂直一次场的激发下，水平柱体所形成的磁场均在垂直于圆柱轴的垂直面内，而且不随z而变化，因此矢量势A只有分量A_z。所以，在圆柱座标系中矢量势A_z的波动方程为

$$\frac{\partial^2 A_{zi}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_{zi}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_{zi}}{\partial \varphi^2}=-ip_i A_{zi} \qquad r<a \qquad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial^2 A_{zc}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_{zc}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_{zc}}{\partial \varphi^2}=-ip_e A_{zc} \qquad a<r<b \qquad (2\cdot4\cdot2)$$

$$\frac{\partial^2 A_{ze}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial A_{ze}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 A_{ze}}{\partial \varphi^2}=0 \qquad r>b \qquad (2.4.3)$$

这里$p_i=\omega\mu_0\sigma_i$，$p_e=\omega\mu_0\sigma_e$。

利用分离变量法可解出这三个方程的通解，再用A_z的边界条件来确定通解中的各个系数，这样就可得出柱体外异常场的表达式。再转换成通常的直角座标系，Z轴垂直向上，X轴为垂直于圆柱轴的水平轴，那么不均匀圆柱体的异常场就有如下的表达式

垂直分量 $$H_{2z}=-H_0\frac{T'b^2}{r^2}\left[\frac{h_0^2-x^2}{r^2}\right] \qquad (2.4.4)$$

水平分量 $$H_{2x}=-H_0\frac{T'b^2}{r^2}\frac{2h_0x}{r^2} \qquad (2.4.5)$$

式中T'为不均匀圆柱体的频率特性函数，它由下式表示成

$$T'=\frac{-K_2(\nu_e^b)[I_0(\nu_e^a)\ I_2(\nu_i^a)-I_0(\nu_i^a)\ I_2(\nu_e^a)]+I_2(\nu_e^b)[K_0(\nu_e^a)\ I_2(\nu_i^a)}{-K_0(\nu_e^b)[I_0(\nu_e^a)\ I_2(\nu_i^a)-I_0(\nu_i^a)\ I_2(\nu_e^a)]+I_0(\nu_e^b)[K_0(\nu_e^a)\ I_2(\nu_i^a)}$$
$$\longrightarrow\frac{-I_0(\nu_i^a)\ K_2(\nu_e^a)]}{-I_0(\nu_i^a)\ K_2(\nu_e^a)]}$$

式中I（ν）、K（ν）为第一、第二类复变量贝塞尔函数，

$$\nu_e^a=\sqrt{i\sigma_e\omega\mu}\ a,\quad \nu_e^b=\sqrt{i\sigma_e\omega\mu}\ b,\quad \nu_i^a=\sqrt{i\sigma_i\omega\mu}\ a。$$

不均匀圆柱体的异常表达式与均匀圆柱体的异常表达式相似，只是频率特性函数不同。实际上，均匀圆柱体为不均匀圆柱体的一种特殊情况，亦即当内外圆柱体的电导率相等时，不均匀圆柱体就成为均匀圆柱体。可以证明，当$\sigma_e=\sigma_i$时，$T'=T_e$。若外圆柱的电导率等于0，则异常相当于内圆柱的异常。同样可证明，这时有$T'=\frac{a^2}{b^2}T_i$。

为了研究T'函数的特性和不均匀性的影响，对T'函数进行了数值计算，所选取内、外圆柱的参数如下：

1．$\frac{\sigma_i}{\sigma_e}$=2.56；　4；16；　64；　256；

2．$\frac{b}{a}$=1.28；　1.6；　2.08；　3.2

与上述两条件相适应的内、外圆柱的参数比值为：

$\frac{\nu_e}{\nu_i}$=0.8；1；1.3；2；0.64；0.8；1.08；1.6；0.32；0.4；0.52；0.8；

0.16；0.2；0.26；0.4；0.08；0.1；0.13；0.2。

计算结果画在双对数座标纸上，纵座标为T'函数的虚、实分量值，横座标表示内圆柱的参数$\gamma_i^a=\sqrt{p_i}\,a$。图2.4.2为$\frac{b}{a}=1.6$；$\frac{\sigma_i}{\sigma_e}=16$；$\frac{\nu_e}{\nu_i}=0.4$时的$T'$的曲线。可以看到，虚分量出现两个峰值，左边的一个峰值是内圆柱的反映，右边的一个是外圆柱的反映；实分量曲线出现台阶形。我们将T'的曲线与内圆柱的T_i及外圆柱的T_e曲线相比较，从

图2.4.2上可见，T'曲线的左部分与T_i曲线相重合，T'曲线的右部分与T_e曲线的右部分相重合，T'曲线的中间部分为过渡。这说明不均匀圆柱体形的异常，在低频时主要反映良导的内圆柱体的异常；高频时，不均匀圆柱体的异常如同整个圆柱体全由体层电性较差的物资所组成的圆柱体异常。所以频率较低时能较好压制不均匀性的影响，高频时则无法分辨出良导体的异常。

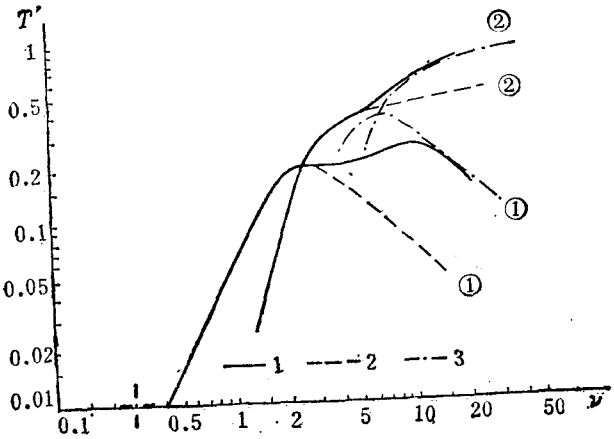


图 2.4.2 T'函数曲线

$\frac{b}{a}=1.6$； $\frac{\sigma_i}{\sigma_e}=16$； $\frac{\nu_e}{\nu_i}=0.4$

1—T'函数； 2—T_i函数； 3—T_e函数；

①—虚分量； ②—实分量

Fig. 2.4.2 Curves of function T'

($b/a=1.6$; $\sigma_i/\sigma_e=16$; $\nu_e/\nu_i=0.4$;

1— function T'; 2—function T_i; 3—function T_e;

① quadrature, ② in-phase)

实际上，当内圆柱的T_i曲线与T'曲线的左部相重合时，T_i曲线的纵横座标轴相对于T'曲线的两座标轴都有平行移动，这个移动距离的大小表示了外圆柱对T'曲线左部的影响大小，也就是说在低频时外圆柱对内圆柱的影响可由座标轴位移大小来确定。横向移动的距离以C_x表之，它表示外圆柱对内圆柱的电导率的影响；而纵向移动的距离以C_z表之，它表示外圆对柱内圆柱半径的影响。在双对数座标中，C_x和C_z的数值就是当T'与T_i的左部曲线线相重合时，T'座标上的（1，1）点在T_i座标上的读数。当以T曲线作为量板来做解释时，所确定的内圆柱的电导率和半径，它们的百分比误差为

$$\text{电导率百分比误差}\ \delta\sigma=|C_x-1|\times 100\%$$

$$\text{半径百分比误差}\qquad \delta a=\frac{\frac{b}{a}-\sqrt{C_z}}{\sqrt{C_z}}\times 100\%$$

$\delta\sigma$和δa数值表见表（2,4.1）。

表 2.4.1

No	$\frac{b}{a}$	$\frac{\sigma_i}{\sigma_e}$	$\frac{\nu_e}{\nu_i}$	δa	$\delta\sigma$	No	$\frac{b}{a}$	$\frac{\sigma_i}{\sigma_e}$	$\frac{\nu_e}{\nu_i}$	δa	$\delta\sigma$	No	$\frac{b}{a}$	$\frac{\sigma_i}{\sigma_e}$	$\frac{\nu_e}{\nu_i}$	δa	$\delta\sigma$
1	1.28	2.56	0.8	13	10	8	1.6	16	0.4	13	2	15	2.08	256	0.13	4	3
2	1.28	4	0.64	11	2	9	1.6	64	0.2	3	2	16	3.2	2.56	2	37	100
3	1.28	16	0.32	5	1	10	1.6	256	0.1	0	0	17	3.2	4	1.6	37	62
4	1.28	64	0.16	1	0	11	2.08	2.56	1.3	32	40	18	2.2	16	0.8	37	11
5	1.28	256	0.08	0	0	12	2.08	4	1.04	32	16	19	3.2	64	0.4	32	10
6	1.6	2.56	1	25	14	13	2.08	16	0.52	25	8	20	3.2	256	0.2	20	9
7	1.6	4	0.8	23	5	14	2.08	64	0.26	13	5						

从表可见，当内外圆柱半径之比b/a增大，外圆柱的影响就增大；而两圆柱的电导率之比σ_i/σ_e增大，则外圆柱的影响就减小，这与我们的推想一致。若内、外圆柱的参数比值小于1时，即$\nu_e/\nu_i \leqslant 1$，$\delta\sigma$的值均小于14%，说明外圆柱对内圆柱的电性影响是比较小的。δa的值比$\delta\sigma$的值要稍大一些，在上述情况下，也不超过37%。

在自然条件下，致密块的硫化矿体的电导率为50～1S/m，而浸染状块体常在0.1～0.01 S/m的范围内。我们若取$\sigma_i/\sigma_e = 1/0.1$，$b/a = 3$，则$\nu_e/\nu_i = 0.91$，还是小于1，足见外层浸染状矿化晕的影响在低频率范围内是较小的。

对于不均匀的球体曾进行过模型实验，下半球为良导矿体（铜），上半球为电性较差的物质（铅），这样一个不均匀球体异常的频率特性曲线的实测结果如图2.4.3所示。它的左部分与下半球的频率特性曲线相重合，而它的右部则与上半球电导率一样的球体相同，这与不均匀圆柱体的计算结果相似。

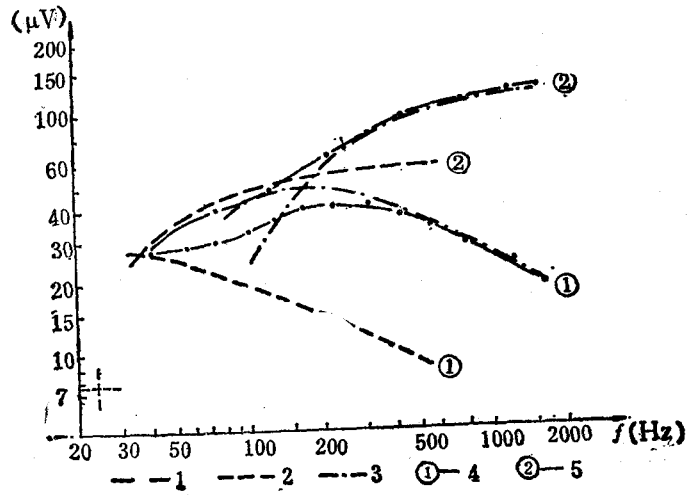


图 2.4.3 电性不均匀球体异常的频率特性曲线

1—不均匀球体； 2—下半球良导矿体； 3—上半球电性干扰体； 4—虚分量； 5—实分量

Fig. 2.4.3 The frequency characteristic curves of the anomalies for an inhomogeneous conducting sphere

(1—an inhomogeneous conducting sphere; 2—the good conducting lower half sphere; 3—the upper half sphere as an electric interference body; 4—quadrature; 5—in-phase)

第三章　偶　极　场

电磁法的一个主要用途是普查找矿，这就要求仪器装备轻便，工作效率高。为了满足这些要求，广泛采用偶极场。本章限于讨论自由空间中的局部导体在偶极场源激发下所形成的异常场，这相当于围岩是高阻的情况。用于寻找良导电矿体的电磁法仪器，工作频率都比较低，约在100～4000Hz，在此频率范围内，电阻率为数百欧姆米以上的围岩就可看成是高阻的。

在偶极场源的情况下，局部导体电磁响应的计算比较复杂困难，除球状导体能用解波动方程的方法获得解析表达式外，其它形状的导体，以往只有依靠物理模拟的方法来观测一些异常曲线。近些年来计算机技术迅速发展，给数值近似计算方法创造了条件，计算机模拟成为解决电磁法理论问题的有效新手段。这一章将侧重讨论计算机模拟的方法。

第一节　磁偶极子场的一些特性

一、磁偶极子场的空间分布规律

磁偶极场由一个通有交变电流的发射线圈来建立，发射线圈的直径一般都较小，在1 m以内，但有时也用较大的。发射线圈所建立的磁场，在离它的距离远大于线圈直径的地方，与一个磁偶极子的磁场一样。发射磁矩的方向垂直于线圈面，磁矩的变化规律与线圈内电流变化规律相同，磁矩的大小等于流过线圈的电流、线圈匝数和线圈面积的乘积，单位为Am^2。

磁矩为M的磁偶极子所形成的磁场，可分解为垂直于偶极子轴线的分量$H_\perp$和平行于轴线的分量$H_\parallel$，它们的表示式为

$$H_\perp=\frac{M}{r^3}\cdot\frac{3}{2}\sin2\theta \qquad (3.1.1)$$

$$H_\parallel=\frac{M}{r^3}\frac{1}{2}(1+3\cos2\theta) \qquad (3.1.2)$$

这里r为偶极子到观察点P的距离；θ为r与磁矩轴线的交角，如图3.1.1所示。

磁场的方向与磁矩方向的夹角β为

$$\beta=\operatorname{arctg}\frac{H_\perp}{H_\parallel}=\operatorname{arctg}\frac{3\sin2\theta}{1+\cos2\theta} \qquad (3.1.3)$$

以β角表示磁场的方向，从（3.1.3）式可以看出，β角只与θ角有关，即在r延长线上所有各点的磁场方向都平行。这一特性在后面的异常场分析中很有用。

偶极子场磁力线的表达式：我们知道，磁力线的切线就是切点处的磁场方向。如取纵座标轴为Z，横座标轴为X，偶极子位于座标原点，磁矩方向与Z轴一致，磁力线切线的斜率用$\frac{dz}{dx}$表示，则有等式

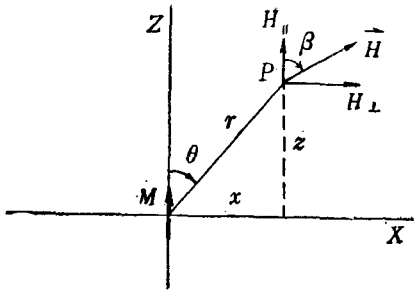


图 3.1.1 直角座标系中的磁偶极子
Fig .3.1.1 A magnetic dipole in the Cartesian coordinates

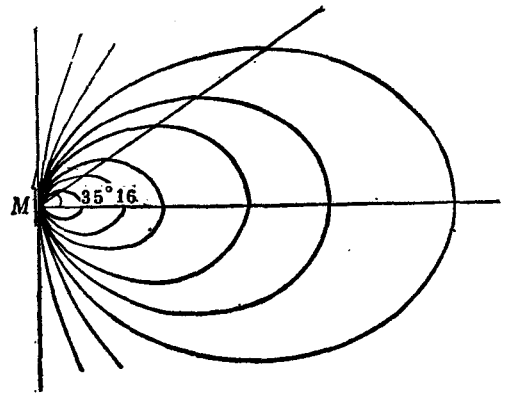


图 3.1.2 磁偶极子的磁力线圈
Fig.3.1.2 Lines of magnetic force of a magnetic dipole

$$\frac{dz}{dx}=\frac{1+3\cos 2\theta}{3\sin 2\theta}$$

这是磁力线的微分方程，其解为

$$\left.\begin{aligned} x&=C\cdot\sin^3\theta\\ z&=C\cdot\sin^2\theta\cdot\cos\theta\end{aligned}\right\} \qquad (3.1.4)$$

式中C为积分常数，它实际上是磁力线通过X轴时的横座标值。式（3.1.4）就是磁偶极子场磁力线的表达式。

取$\frac{\pi}{2}-\theta=35°16'$或$\theta=54°44'$时，$H_{\parallel}=H_z=0$，

这时磁偶极子的磁场只有与磁矩方向相垂直的分量$H_{\perp}$，亦即H_x分量。所以与横座标轴交角为35°16′的直线上，每点的磁场都垂直于磁矩的方向。这一特性在异常场分析中尤为有用。

依式（3.1.4）计算而得的磁偶极子的磁力线图示于图3.1.2。

在数值计算中，常用矢量公式来表达磁偶极子场。磁偶极子的磁位U为

$$U=\frac{M\cdot r}{r^3}$$

这里r为磁偶极子到观察点P的矢径。

从磁位导出磁场的表达式为

$$H=-\mathrm{grad}U=-\mathrm{grad}\left(\frac{M\cdot r}{r}\right)=\frac{3(M\cdot r)r}{r^5}-\frac{M}{r^3} \qquad (3.1.5)$$

在电算中计算导体内的一次场，按上述公式比较方便。

二、磁偶极子场的正交性

假设在地面A点有一水平磁偶极子，其磁矩为M_1，它在地下某点B的磁场为H_1，如图3.1.3所示。若在B点放一磁偶极子，其磁矩M_2的方向垂直于H_1，那么M_2在A点的磁场H_2的方向将垂直于M_1，也就是垂直于地面。这种相对应的关系，称之为“偶极场的正交性”。从偶极场的表达式出发，可以很容易地证明这种正交性的存在。

如图3.1.3上所示，M_1与H_1的交角为β_1，M_1与AB连线的交角为θ_1，已知β_1与θ_1之间有如下关系式

$$\mathrm{ctg}\beta_1=\frac{1+3\cos 2\theta_1}{3\sin 2\theta_1} \qquad (3.1.6)$$

M_2与H_2的交角为β_2，M_2与AB连线的交角为θ_2，则有

$$\mathrm{ctg}\beta_2=\frac{1+3\cos 2\theta_2}{3\sin 2\theta_2}$$

从图3.1.3可以看出，$\theta_2=\theta_1+90°-\beta_1$。所以

$$\mathrm{ctg}\beta_2=\frac{1+3\cos 2(\theta_1-\beta_1+90°)}{3\sin 2(\theta_1-\beta_1+90°)}$$

$$=\frac{-1+3\cos 2(\theta_1-\beta_1)}{3\sin(\theta_1-\beta_1)}$$

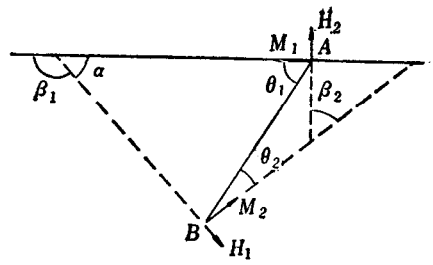


图3.1.3 正交关系图

Fig.3.1.3 The orthogonal relationship

$$=\frac{-\frac{1}{\sin 2\beta_1}+3(\cos 2\theta_1\ \mathrm{ctg}2\beta_1+\sin 2\theta_1)}{3(\sin 2\theta_1\ \mathrm{ctg}2\beta_1-\cos 2\theta_1)} \qquad (3.1.7)$$

从（3.1.6）式可知

$$\mathrm{ctg}2\beta_1=\frac{\mathrm{ctg}^2\beta_1-1}{2\mathrm{ctg}\beta_1}=\frac{(1+3\cos 2\theta_1)^2-(3\sin 2\theta_1)^2}{6(1+3\cos 2\theta_1)\sin 2\theta_1}$$

以及

$$\frac{1}{\sin 2\beta_1}=\mathrm{ctg}\beta_1-\mathrm{ctg}2\beta_1$$

将这两关系式代入（3.1.7）式，简化后可得

$$\mathrm{ctg}\beta_2=-\frac{1+3\cos 2\theta_1}{3\sin 2\theta_1} \qquad (3.1.8)$$

由公式（3.1.6）及（3.1.8）易知，$\beta_2=\pi-\beta_1=\alpha$，从而证明$H_2$的方向是垂直于地面的。

三、互换原理和工作装置

在地面A点有一发射线圈，其线圈面为垂直，用它所建立的交变磁场去激发地下的导电体。在地面B点有一水平接收线圈，接收导电体产生的二次磁场垂直分量。如果接收与发射线圈互换位置，也就是在B点放水平发射线圈，在A点放垂直接收线圈以接收异常场的水平分量。这样前、后两次所观测的异常数值是相等的。对发射与接收线圈面都是水平的或垂直的情况，结果也一样。这种收、发线圈互换位置后，所得异常数值保持不变的规律，称为“互换原理”。

利用磁偶极子场源进行野外工作时，在同一条剖面线上所观测的异常曲线，其形态随收、发线圈之间的空间相互位置不同而变化。一般把收、发线圈之间空间相互位置的关系叫做工作装置。

若发射与接收线圈一起移动，逐点观测，叫做动源式的工作装置。其中又可分成三种情况：(1)收、发线圈都在同一条测线上的叫做同线装置；(2)收、发线圈分别在测线与旁线上的叫做旁线装置；(3)收、发线圈在同一测点上的叫做同点装置。

若发射线圈在测线外某一点上固定不动，而接收线圈在测线上逐点移动，称之为半定源装置，其中用垂直线框作场源的叫垂直线框装置；以水平线框作场源的称水平线框装置。

为了便于表明收、发线圈面的方向，特作如下规定：X指沿测线的水平方向，Y指垂直于

测线的水平方向，Z为垂直向下方向。例如旁线（x、z）装置，括号内前面的一个字母x表示发射磁矩平行测线的方向，即发射线圈面垂直于测线；后一个字母z表示接收线圈水平，接收磁场的垂直分量。

发射磁矩可取x、y、z三个方向，接收线圈也可接收x、y、z三个方向的分量，故同线和旁线装置都各有九种装置。但由于互换原理，有些装置实际上是等效的，如同线（x、z）装置与同线（z、x）装置。由此可见，在收、发线圈面互成正交的六种装置中，因两两互相等效，所以实为三种装置。综上所述，同点、旁线、同线都只有六种装置。这里要指出同线的三种正交装置又有正向与反向之分，而正、反向是不等效的。目前野外实际应用的装置主要有旁线（x、z）装置、旁线（y、z）装置、同线（x、z）装置、同线（y、z）装置、旁线（x、x）装置、同线（z、z）装置以及垂直线框和水平线框装置。

第二节　磁偶极场中导电球体的异常场

导电球体的半径为a，电导率为σ，磁导率$\mu=4\pi\times10^{-7}$H/m。在球外P点放有一个垂直磁偶极子，它的磁矩为M_z，而且按频率f作谐变。这个垂直磁偶极子可分解成M_r和M_t两部分：M_r为自球心O到P点连线方向的磁矩，叫径向磁矩；M_t为垂直于OP线的磁矩，叫切向磁矩，如图3.2.1所示。垂直磁矩M_z激发球体所产生的异常场，相当于M_r和M_t两磁矩激发球体所产生的异常之和。

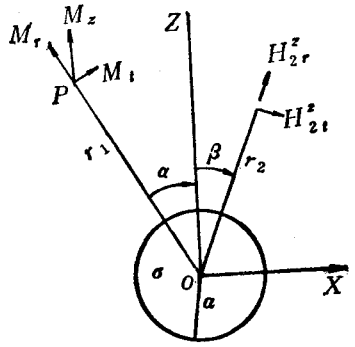


图 3.2.1　垂直磁偶极子场中的导电球体
Fig.3.2.1　A conducting sphere in the field of a vertical magnetic dipole

当球心到发射点的距离r_1和到观测点的距离r_2都大于球体半径a的2倍时，M_t激发球体所产生的异常场为

$$H^t_{2r}=M_t\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\sin(\alpha+\beta)\qquad(3.2.1)$$

$$H^t_{2t}=-M_t\cdot D\cdot\frac{1}{2}\frac{a^3}{r_1^3\cdot r_2^3}\cos(\alpha+\beta)\qquad(3.2.2)$$

这里H右上角的t表示为切向磁矩所激发，H右下角的$2t$和$2r$表示二次场的切向分量和径向分量，D为均匀场中导电球体的频率特性函数，α和β角如图3.2.1上所示。

M_r激发球体所产生的异常场为

$$H^r_{2r}=-2M_r\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\cos(\alpha+\beta)\qquad(3.2.3)$$

$$H^r_{2t}=-M_r\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\sin(\alpha+\beta)\qquad(3.2.4)$$

这里H右上角的r表示磁场为径向磁矩所激发。

在观测点上，总二次场的径向分量和切向分量分别为

$$H^z_{2r}=M_z\cdot D\cdot\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left[\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha-2\cos(\alpha+\beta)\cos\alpha\right]\qquad(3.2.5)$$

$$H_{2t}^{z}=-M_z\cdot D\cdot\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left[\frac{1}{2}\cos(\alpha+\beta)\sin\alpha+\sin(\alpha+\beta)\cos\alpha\right] \quad (3.2.6)$$

而且可按下面的等式转换成垂直分量和水平分量

$$H_{2z}^{z}=H_{2r}^{z}\cos\beta-H_{2t}^{z}\sin\beta \quad (3.2.7)$$

$$H_{2x}^{z}=H_{2r}^{z}\sin\beta+H_{2t}^{z}\cos\beta \quad (3.2.8)$$

把式(3.2.5)和(3.2.6)代入上两式中可得

$$H_{2z}^{z}=M_z\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left\{\cos\beta[\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha-2\cos(\alpha+\beta)\cos\alpha]\right.$$

$$\left.+\sin\beta\left[\frac{1}{2}\cos(\alpha+\beta)\sin\alpha+\sin(\alpha+\beta)\cos\alpha\right]\right\} \quad (3.2.9)$$

$$H_{2x}^{z}=M_z\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left\{\sin\beta[\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha-2\cos(\alpha+\beta)\cos\alpha]\right.$$

$$\left.-\cos\beta\left[\frac{1}{2}\cos(\alpha+\beta)\sin\alpha+\sin(\alpha+\beta)\cos\alpha\right]\right\} \quad (3.2.10)$$

如果激发场源为水平磁偶极子，其磁矩为M_x，则M_x也可分解为径向磁矩M_r和切向磁矩M_t，不过这时的M_x与M_r、M_t之间有如下的关系式

$$M_t=M_x\sin(90^\circ+\alpha)=M_x\cos\alpha$$

$$M_r=M_x\cos(90^\circ+\alpha)=M_x(-\sin\alpha)$$

则水平磁矩M_x激发产生的二次磁场的径向和切向分量为

$$H_{2r}^{x}=M_x\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left[\sin(\alpha+\beta)\cos\alpha+2\cos(\alpha+\beta)\sin\alpha\right]$$

$$H_{2t}^{x}=-M_x\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left[\frac{1}{2}\cos(\alpha+\beta)\cos\alpha-\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha\right]$$

转换成垂直和水平分量则有

$$H_{2z}^{x}=M_x\cdot D\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left\{\cos\beta[\sin(\alpha+\beta)\cos\alpha+2\cos(\alpha+\beta)\sin\alpha]\right.$$

$$\left.+\sin\beta\left[\frac{1}{2}\cos(\alpha+\beta)\cos\alpha-\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha\right]\right\} \quad (3.2.11)$$

$$H_{2x}^{x}=M_x\cdot D\cdot\frac{a^3}{r_1^3r_2^3}\left\{\sin\beta[\sin(\alpha+\beta)\cos\alpha+2\cos(\alpha+\beta)\sin\alpha]\right.$$

$$\left.-\cos\beta\left[\frac{1}{2}\cos(\alpha+\beta)\cos\alpha-\sin(\alpha+\beta)\sin\alpha\right]\right\} \quad (3.2.12)$$

当采用同点（x、z）装置进行工作时，只需把$\beta=-\alpha$和$r_1=r_2=r$代入（3.2.11）式即可得通过球心上方剖面的异常表示式

$$H_{2z}^{x0}=-M_x\cdot D\cdot\frac{a^3}{r^6}\cdot\frac{3}{4}\sin2\beta \quad (3.2.13)$$

这里H右上角的数字0表示收发距为零，即同点装置。

按公式（3.2.13）计算所得的异常曲线，与模型实验所得的异常曲线相符合，见图3.2.2所示，这说明计算公式是正确的。

以下讨论偶极场中导电球体异常的性质，以加深对异常场的认识。为了说明方便，假设发射磁矩M_z和M_x都位于球心上方，球心埋深为h_0，这时只需在式（3.2.1）～（3.2.4）中令$\alpha=0$，$r_1=h_0$，即可得到异常场切向和径向分量的表达式。将垂直发射磁矩在球心的

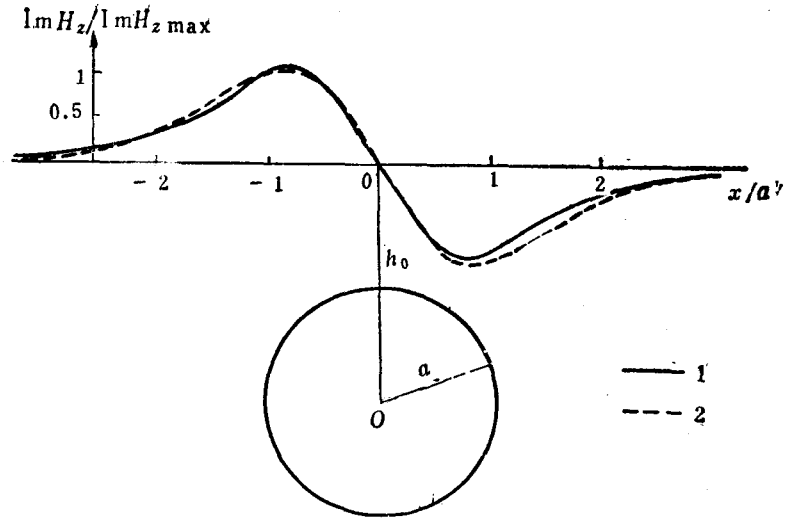


图 3.2.2 理论计算和模型实验曲线对比
1—理论计算；2—实验结果
Fig.3.2.2 Comparison of the theoretical calculation with the scale-model
(1—theory, 2—scale-model)

一次场$H_0=2M_2\cdot\frac{1}{h_0^3}$代入(3.2.3)和(3.2.4)中，则有

$$H_{2r}^s=-H_0\frac{Da^3}{r_2^3}\cos\beta \tag{3.2.14}$$

$$H_{2t}^s=-H_0\frac{Da^3}{2r_2^3}\sin\beta \tag{3.2.15}$$

以上两式与第二章中的式(2.2.32)和(2.2.33)完全一样。这说明当发射点和接收点离球心的距离都大于球半径的二倍时，导电球体在磁偶极场中所产生的异常，如同在均匀场中的异常一样，只是这时的激发场大小和方向等于发射磁偶极子在球心的一次场大小和方向。第二章中已述，在均匀场中球体的异常场相当于在球心有一异常磁偶极子所形成的磁场。因此我们可以把球心看成是一个作用中心，以此作用中心处的一次场H_0作为激发场，由这一次场激发，在作用中心产生一个异常磁偶极子，其磁矩为$M_2=\frac{1}{2}H_0Da^3$，方向与H_0相反。可见，用这个作用中心概念来分析球体异常比较简便。

异常随频率变化的特性由D函数所决定，与均匀场中的特性一样。

第三节 薄板状导体电磁响应的数值解及各种装置的异常

利用数值模拟的方法来解决电磁法理论问题，近年来发展较快。其原因，除计算机技术发展迅速外，主要是由于数值模拟容易满足边界条件，故许多分析数学方法不能解的定解问题，它都能够解出。因此引起人们很大的注意。

目前已采用的数值模拟方法有：有限差分法、积分方程法、差分与积分方程混合法和

有限元法等。各方法都有各自的优缺点，有的方法虽然适用范围较局限，但计算量较小，成本较低；有的通用性较强，但计算量较大，成本很高，故要按实际问题适当选用。

本节所提出的薄板状导体电磁响应问题，采用有限差分法来求其数值解。首先计算低频虚分量异常，然后计算全频率的电磁响应。

一、低频虚分量异常的计算

前面已谈到，数值模拟解决问题能力较强，这对理论研究无疑很重要；但当它用于生产实际时，只有计算量小，成本低的方法才受到欢迎。寻找简便计算的途径，大致可从数学和物理两方面入手。数学方面是指计算方法的改进。物理方面是指在某种条件下使计算的出发公式简化。现就后一种途径进行一些讨论。

局部导体的电磁异常，是由导体内被一次场激发产生的涡流所形成。涡流分实分量和虚分量，虚分量涡流主要由一次场激发而成，实分量是由虚分量涡流之间的互感作用而产生。严格地说，除一次场激发虚分量涡流外，实分量涡流所形成的磁场也激发虚分量涡流。由于实分量涡流的磁场在导体内与一次场的方向相反，实际上是它们二者之差激发产生虚分量涡流。当频率较低时，即在虚分量异常与频率成正比的频率范围内，实分量涡流所产生的磁场相对于一次场来说可忽略不计，这时只有虚分量涡流存在，并可看成只由一次场所激发产生。忽略实分量涡流意味着忽略了涡流间的互感作用，这样就可使计算公式大为简化。

在低频范围内，导体内的虚分量涡流呈体电流分布，它所形成的虚分量异常的形态不随频率而变化，故野外常用低频虚分量异常曲线来确定异常源的形态、产状和埋深等。

（一）基本方程

从麦克斯韦方程组可以导出导体内电流密度J与磁场H的关系式

$$\mathrm{rot}J=k^2H \tag{3.3.1}$$

这里$k^2=i\sigma\mu\omega$，σ为电导率，μ为磁导率，ω为圆频率。式（3.3.1）中的H是总磁场，它包括一次场和二次场。上面已指出，在计算低频虚分量涡流密度时，可以不考虑涡流间的互感作用，亦就是激发场中可忽略二次磁场，故方程（3.3.1）可写成

$$\mathrm{rot}J=k^2H_0 \tag{3.3.2}$$

上式中的J仅指虚分量涡流密度，$k^2=i\sigma\mu\omega$，H_0是一次场。

由方程（3.3.2）出发，可以导出计算导体内低频虚分量涡流密度的公式

因为导体内涡流呈环流状，所以涡流密度的散度总等于零，即

$$\mathrm{div}J=0 \tag{3.3.3}$$

由于旋度的散度恒等于零，故可从（3.3.3）式导出一个电流势U，令它的旋度等于J，即

$$J=\mathrm{rot}U \tag{3.3.4}$$

并有

$$\mathrm{div}U=0 \tag{3.3.5}$$

将上两式代入式（3.3.2）中可得

$$\mathrm{rot}\ \mathrm{rot}U=k^2H_0$$

$$\nabla^2U=-k^2H_0 \tag{3.3.6}$$

解此方程可得电流势U，再从式（3.3.4）即能求得虚分量涡流密度J。

在垂直薄板状导体的情况下，如取图3.3.1上所示的直角座标系，则涡流只沿YZ垂直

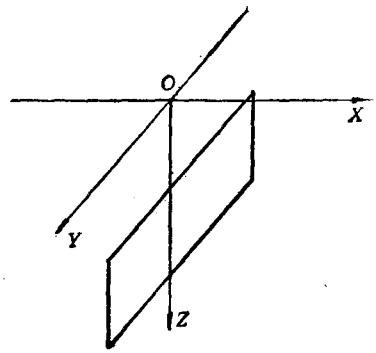


图 3.3.1 直角座标系中的垂直板状导体
Fig.3.3.1 A vertical conducting plate in the Cartesian coordinates

面流动，从式（3.3.4）可知电流势U只有x分量U_x。在薄板状导体边缘处，由于涡流没有垂直于边缘的分量，也就是U_x沿边缘的偏导数为0，故U_x在边缘上的数值应是一个常数。在方程式（3.3.6）和式(3.3.4)中只有电流势的导数参加运算，所以可把边缘上的U_x值取为0。可见电流势的边界条件比较简单，很适宜于用有限差分法来求方程式（3.3.6）的数值解。

（二）计算方法

在垂直薄板状导体的情况下，电流势只有U_x，这就如同一个标量，为了简便，将脚标x省略。又因一次场实际上只有垂直于直立薄板面的分量H_{0x}起作用，为书写简便计，本节中也省略脚标x，希读者注意。再则，假设涡流密度沿薄板的厚度方向不变，则U沿x方向也不变。这样，从式（3.3.6）和边界条件就可得出如下定解问题

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=-k^2 H_0 \tag{3.3.7}$$

$$U|_{\Gamma}=0 \tag{3.3.8}$$

为了把方程式（3.3.7）表成差分方程，首先将有限薄板状导体分成$r\times g$块，可取长方形网格，也可取正方形网格。为了叙述方便，这里先取正方形网格，以节点作为计算点，其间距为l，用五点星图法可把方程式（3.3.7）写成差分方程

$$U_{m+1,n}+U_{m-1,n}+U_{m,n+1}-4U_{m,n}=-l^2k^2H_{0m,n}$$

在(m, n)点每一个节点都可写出如上的一个方程，则所有节点就可写出一个$(r-1)\times(g-1)$阶的线性方程组

$$\sum_{m=1}^{s-1}\sum_{n=1}^{r-1}U_{m+1,n}+U_{m-1,n}+U_{m,n+1}+U_{m,n-1}-4U_{m,n}=-l^2k^2H_{0m,n} \tag{3.3.9}$$

这线性方程组也可写成矩阵方程

$$[A]\{U\}=\{-l^2k^2H_0\} \tag{3.3.10}$$

则有

$$U=A^{-1}\cdot(-l^2k^2H_0) \tag{3.3.11}$$

这里的系数矩阵A是五条对角线矩阵，在网格为正方形时，可以直接写出逆矩阵A^{-1}，故计算很简便。

求出板内电流势U值后，按公式（3.3.4）就可计算出涡流密度J，它的各分量为

$$J_y=\frac{\partial U}{\partial z},\quad J_z=\frac{\partial U}{\partial y} \tag{3.3.12}$$

在(m, n)点，

$$\frac{\partial U}{\partial z}=\frac{U_{m,n+1}-U_{m,n}}{l}=J_y \tag{3.3.13}$$

$$-\frac{\partial U}{\partial y}=\frac{U_{m,n}-U_{m+1,n}}{l}=J_z \tag{3.3.14}$$

这里J_y是$(m, n+\frac{l}{2})$点上的值，J_z是$(m+\frac{l}{2}, n)$点上的值。在地面观测点(x_0, y_0, z_0)上，由涡流所形成的磁场，亦即二次场，可由毕-沙定律求得

$$H_2=\frac{1}{4\pi}\int_V \frac{J\times r}{r^3}du \tag{3.3.15}$$

这里r为计算涡流点(源点)到观测点的矢径、并且$r=[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2]^{\frac{1}{2}}$。在每一小块内的电流元为$\Delta I=tl^2J_{m,n}$，其中$t$为板的厚度。电流元$\Delta I$所产生的磁场为

$$\Delta H_2=\frac{tl^2}{4\pi}\frac{J_{m,n}\times r_{m,n}}{r^3_{m,n}} \tag{3.3.16}$$

只要对上式求和，即可求得整个板体内涡流在观测点所形成的磁场为

$$H_2=\frac{tl^2}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\frac{J_{m,n}\times r_{m,n}}{r^3_{m,n}} \tag{3.3.17}$$

二次磁场各分量的计算式为

$$H_{2x}=\frac{tl}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\left[\frac{(U_{m+1,n}-U_{m,n})(z-z_0)}{\left[(x-x_0)^2+(z-z_0)^2+(y-y_0-\frac{l}{2})^2\right]^{3/2}}+\right.$$

$$\left.+\frac{(U_{m,n+1}-U_{m,n})(y-y_0)}{\left[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0-\frac{l}{2})^2\right]^{3/2}}\right] \tag{3.3.18}$$

$$H_{2y}=-\frac{tl}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\frac{(U_{m,n+1}-U_{m,n})(x-x_0)}{\left[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0-\frac{l}{2})^2\right]^{3/2}} \tag{3.3.19}$$

$$H_{2z}=-\frac{tl}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\frac{(U_{m+1,n}-U_{m,n})(x-x_0)}{\left[(x-x_0)^2+(z-z_0)^2+(y-y_0-\frac{l}{2})^2\right]^{3/2}} \tag{3.3.20}$$

以上是垂直薄板状导体虚分量异常的计算。当板状导体倾斜θ角的时候，只需将座标系转一个θ角，使板状导体在新的座标系中也呈垂直。这样就可用与上面相同的方法来计算异常，再将计算得到的异常在新座标系中的二次场各分量转换为原座标系中各分量。

计算的精度主要决定于网格的密度，网格越密精度就越高，但过密会增大计算量。一般取网格的步长小于板顶埋深的一半即可。在108机上计算一条30个测点的动源装置剖面线，当取方形网格，节点数为49时，只需1分钟的计算时间，约几角钱的计算费；若取长方形网格，也只要两分钟的时间，足见计算比较简便。

计算结果与模型实验结果相对比的情况如图3.3.2上所示。垂直线框装置在倾斜板状导体上的异常曲线，计算的与实验的相吻合得较好，说明计算方法是正确的。

多个薄板状导体的组合低频虚分量异常，同样可用这个方法来计算，这时只需将每一板状导体异常计算出，然后叠加起来就

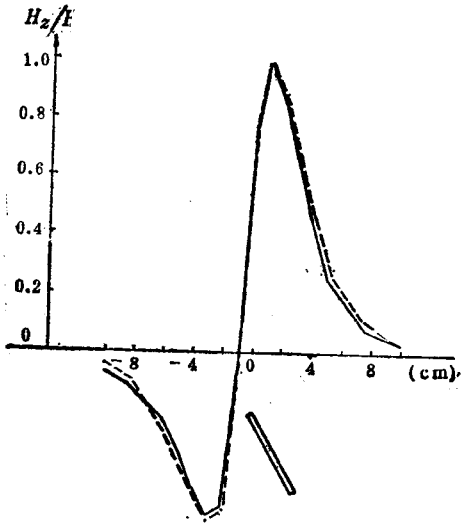


图 3.3.2 数值计算与模型实验结果对比图
垂直线框装置；模型大小为5×60×200cm³；顶深40cm

Fig. 3.3.2 Comparison of the numerical calculation with the scale model
(for the vertical loop configuration, model : 5×60×200cm³; top depth : 40 cm)

是。

这方法也适用于均匀场源的情况，而且计算更为简单，因这时板状导体内各点的一次场为已知。

二、各种工作装置的异常

前面所述虚分量计算方法适用于任何一种装置异常的计算，这里仅对几种常用动源装置的计算结果进行一些分析。

（一）旁线（x、z）装置

是地面电磁法的一个主要工作装置，它具有异常形态比较单一（不随收发距而变化），受导电复盖层影响较小，发现局部导体异常能力较强等优点。

利用前述计算方法，计算了不同倾角薄板状导体的旁线（x、z）装置异常曲线。模型的大小取为200×80m²，顶端埋深为40m，电导率与厚度的乘积为13S（西门子），工作频率为400Hz，收发距是40m。计算结果示于图3.3.3上。

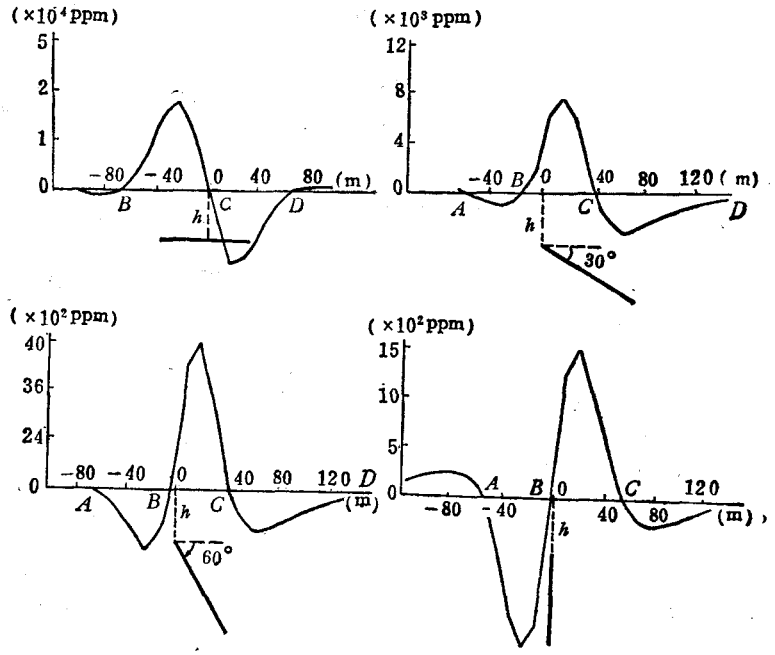


图 3.3.3 不同倾角薄板状导体的旁线（x、z）装置异常曲线

模型大小为200×80m²；　σt=13S；　f=400Hz；　顶深h=40m；　收发距L=40m

Fig.3.3.3 Anomalies over a thin conducting plate (at various tilts) for the broadside (x、z) configurat on

(model: 200×80m², σt=13S, f=400Hz, top depth: h=40m, receiver-transmitter seperation: L=40m)

当板状导体垂直时，异常呈正负对称型，中间零值点B在顶点位置，左右两边在离顶点55m处，各出现A与C零值点。A B点间的异常是负值，B C间为正值，主要异常范围，亦即A C之间的异常范围较窄。若板体逐渐向右倾斜，异常就出现不对称性，B零值点左边的异常减小，右边的异常增大，并在右边出现第四个零值点D。如60°倾斜板异常所示，原在顶点的B零值点现已向左偏移，A零值点更远离顶点。当板体渐成缓倾斜时，C、D间的

负异常增加迅速，而A零值点很快远移，渐渐消失。在水平板时，异常又呈正负对称型，但正、负异常分布与垂直板时正负相反，主异常左边是正，右边为负。这时只有B、C、D三个零值点，C点在水平板心上方，B和D两点各在水平板两端点外，BC和CD的间距均为56m。故异常范围较垂直板的宽，异常幅值也较大。

对于计算而得到的异常形态和变化规律，可用一个简明的物理概念就能加以说明，这就是似作用中心假设。似作用中心的假设的含义是：在磁偶极子场中薄板状导体所产生的异常场，如同在板体内某点（即似作用中心）有一个异常磁偶极子所形成的磁场，这异常磁偶极子的磁矩与该点上垂直于板面的一次场分量成正比，磁矩方向与这一分量的方向相反。把异常场看成一个磁偶极子场，这可用一圈电流所形成的磁场相当于一个以电流为边界的磁壳所建立的磁场来说明。板状导体内的涡流，在低频时呈体电流分布，相当于无数个一圈套一圈的电流所组成，也就是相当于无数多的磁壳相叠加。因此单位面积磁矩最大的地方是在最里圈电流所在的位置，这个位置就是异常磁偶极子所在的似作用中心。

当板状导体的宽度等于顶端埋深的二倍时，按照同点（x、z）装置的模型实验和计算结果，不同倾角板状导体的似作用中心，都是位于板心，用这样一个固定似作用中心上的异常磁偶极子来说明异常形态很方便。对图3.3.3上的异常曲线，由于近收发距的旁线（x、z）装置异常的形态与同点（x、z）装置异常的形态相一致（详见后面第六节，故可用同点装置来分析。如垂直板状导体的异常，A和C两零值点是由于异常磁矩等于零所引起，因在A和C点的水平磁偶极子在垂直板板心的一次场只有平行于板面的分量，而没有与板面相垂直的分量，相当于没有激发，故出现零值点。这从AB间的距离等于板心埋深的0.7倍亦可证明，因从偶极场的空间分布规律可知，如果AB的长度与板心埋深h_0的比值等于tg35°16′，即$AB/h_0 \approx 0.7$，那么在板心的一次磁场方向必定垂直。板顶上方的B零值点，是由于异常磁偶极子水平，在B点的磁场只有水平分量、无垂直分量，故接收为0。异常正负变化也由在板心激发场方向的改变和板心异常磁偶板子场的方向改变所决定。如AC之间出现的正负异常是因异常磁偶极子的磁场过B点后改变方向所致，AC两点以外的异常变号，是由于在板心的激发场方向改变所引起。

倾角为60°的时侯，多了一个零值点D，这是由于异常偶极子在D点无垂直分量所造成，其它三个零值点出现的原因，与垂直板时一样。水平板时，显然只有在板心上方C点发射才能对板心无激发分量，零值点A已移至无穷远，不复存在。

板体的宽度大于二倍顶端埋深时，要分缓倾斜和陡倾斜两种情况来讨论。倾角大于30°的陡倾斜宽板体，可看成宽度仅等于二倍顶深的板体，以作用中心则在后者板心位置。这是由于延深大于二倍顶深的地方，激发场与板顶处相比已衰减得很弱，而且离地面的观测点又较远，故这部分板体所产生的异常，相对于上面部分板体的异常来说，可以忽略不计。这样，可把延深较大的陡倾斜板状导体看成宽度为二倍顶深的板体，再用以作用中心来分析它的异常，这对野外资料的定性解释很有用，也很方便。

水平及缓倾斜（倾角小于30°）时，宽度大于二倍顶深的板体视为宽板体。其异常形态与宽度等于顶深二倍的板体异常相似，只是异常宽度增大，主要是B、C两零值点的距离增大。宽水平板的异常形态随宽度而变化，起初仍为正负对称形，但异常范围随宽度而增加，当宽度较大时，则只有两边缘出现异常。具体资料见后面图3.5.7。必须指出，在水平和缓倾斜宽板状体的情况下，不能用一个固定的似作用中心，而要用两个似作用中心来说明异

常。

（二）其它几种常用装置

动源偶极场中局部导体的异常，其形态随工作装置不同而不同。各种装置有自己的特点和适用条件。要根据不同的地质、地电、地形和地物条件，选用合适的工作装置，才能较好地达到工作目的。在异常的解释中，常需几种不同装置的观测资料，这样综合解释的结果比较可靠。可以说，多装置是偶极源方法的一大优点。下面将讨论旁线（y、z）装置、旁线（x、x）装置、同线（x、z）装置、同线（z、z）装置和同线（y、z）装置。它们的计算模型与旁线（x、z）装置的一样。

1.旁线（y、z）装置

该装置经常与旁线（x、z）装置配合使用，以利于区分出高低阻接触带异常及覆盖层边缘的异常，分解组合导体的复杂异常。此外也因这两种装置一起工作时很方便，只需将发射线圈面和参考线圈面转90°角即可，收、发点均保持不变。当然旁线（y、z）装置也有它自身的长处，如可用于地质填图等。

旁线（y、z）装置在不同倾角板状导体上的异常，计算结果如图3.3.4上所示。垂直板上的异常具有双峰形，两峰对称于零值点，而零值点对应于顶点的位置。当板体逐渐向右倾斜

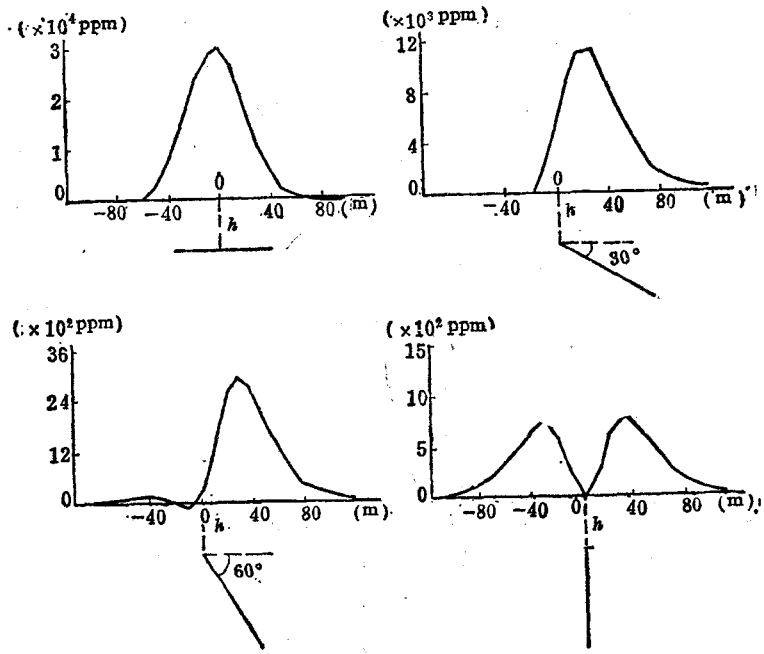


图 3.3.4 旁线（y、z）装置在不同倾角薄板状导体上的异常
（条件与图3.3.3相同）

Fig.3.3.4 Anomalies over a thin conducting plate (at several tilts) for the broadside (y、z) configuration
(model is the same as Fig.3.3.3)

时，两峰的不对称性也随着增加，顶端外的峰值迅速减小，板体上方的峰值渐增大，两峰之间将出现一窄小的负异常。板体为水平时，异常成单峰，峰值点在板心上方，峰值比垂直板时增大数倍。水平板的两边缘外各有一弱的负异常，表明该装置对水平状导体的反映较明显。

用这一装置所得异常仍可用似作用中心来说明，只不过这时的似作用中心的位置不是在放发射线圈这剖面下方，而是要向放接收线圈那边平移一段距离的板体中心线上。垂直板异常出现中间零值点，是由于在顶点发射时，板体内的一次场都平行于板面，相当于激发场为零。零值点两边都出现正异常，而不是正负对称形的原因是由于过零点后，激发场改变方向，同时异常偶极子场也改变了方向，所以异常符号不改变。板体倾斜时，中间负异常两边有零值点，左边的一个是因激发场为零所致，它正好在沿斜面向上的延长线上；右边的一个是因异常磁偶极子在此点无垂直分量的缘故。发射线圈在负异常区和在右边主异常区，对板体的激发方向都一样，由于异常场方向改变而出现负异常。水平板时，激发场为零的零值点已移至无穷远，右边的零值点与左边一样，都是异常场无垂直分量所致。

由于在板状导体上，旁线（y、z）装置与旁线（x、z）装置的异常有相同之处，也有明显相异的地方，实际工作中配合应用，将有利于定性解释。

2.旁线（x、x）装置

这是补偿式航电仪所采用的一种装置，它在不同倾斜板状导体上的异常表示在图3.3.5上。基本上也可用以作用中心的概念来对异常进行解释。在这种共面装置的情况下，从偶极场的正交性可知，激发场为零的点也是接收分量为零的点，故异常的零值点至多只有两个，相当于旁线（x、z）装置的零值点A和C。异常都是负值（在航电中都表示成正的，这只是

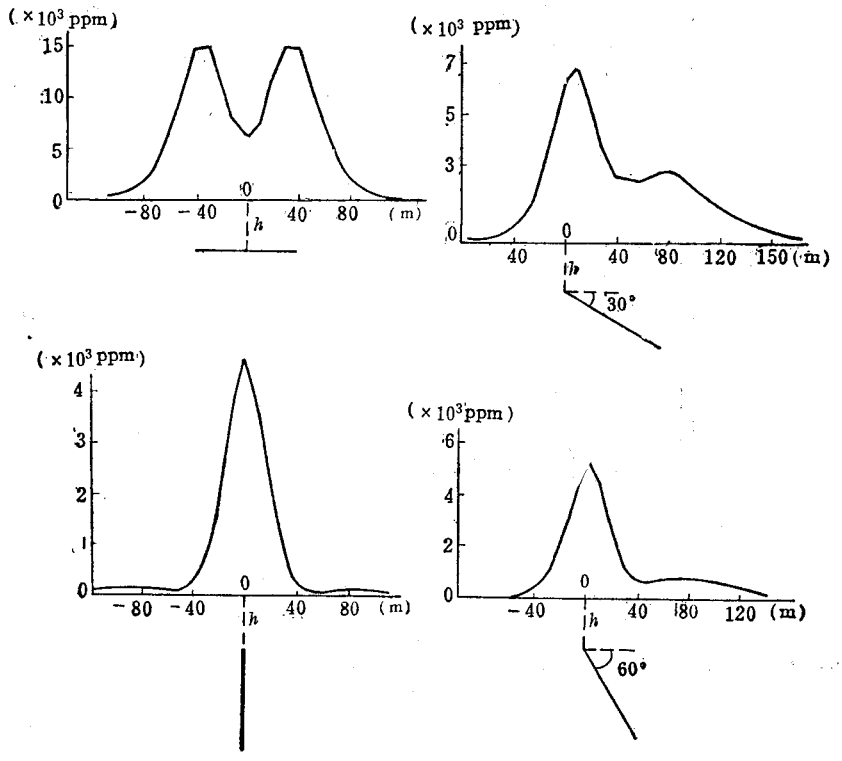


图 3.3.5 旁线（x、x）装置在不同倾角薄板状导体上的异常
（条件与图3.3.3相同）

Fig.3.3.5 Anomalies over a thin conducting plate (at several tilts) for the broadside (x、x) configuration
(model is the same as Fig.3.3.3)

接收方向的取向不同而已），不出现正值的原因是由于激发场改变方向时，收接场的方向也同时改变，故异常符号不变。垂直和倾斜板的异常最大值都在板顶上方，可用最大点来确定顶点位置。在缓倾斜时，沿倾斜方向的次峰异常迅速增大，到水平时，成为峰值相等的双峰异常，峰值点对应于水平板的两边缘。两峰间的极小点在板心上方，但不为零值。故这时不能用似作用中心在板心来说明，因板心处激发场为零，而异常不为0，相互矛盾。实际上，当水平发射磁偶极子在板心上方时，相当于把板体分成两半，每一半都有一个似作用中心，而且异常磁矩的方向相反。这样在板心上的异常垂直分量互相抵消，水平分量则是相加，故不为零。这情况也说明旁线（x、x）装置有覆盖层影响，也有正常场的背景值。

3.同线（x、z）装置

同线（x、z）装置与同线（z、x）装置等效，瞬变脉冲航电仪就是采用同线（z、x）装置。在森林地区和测线较稀的情况，可采用同线（x、z）装置进行工作。这种装置在板状导体上的异常见图3.3.6，记录点在接收点。

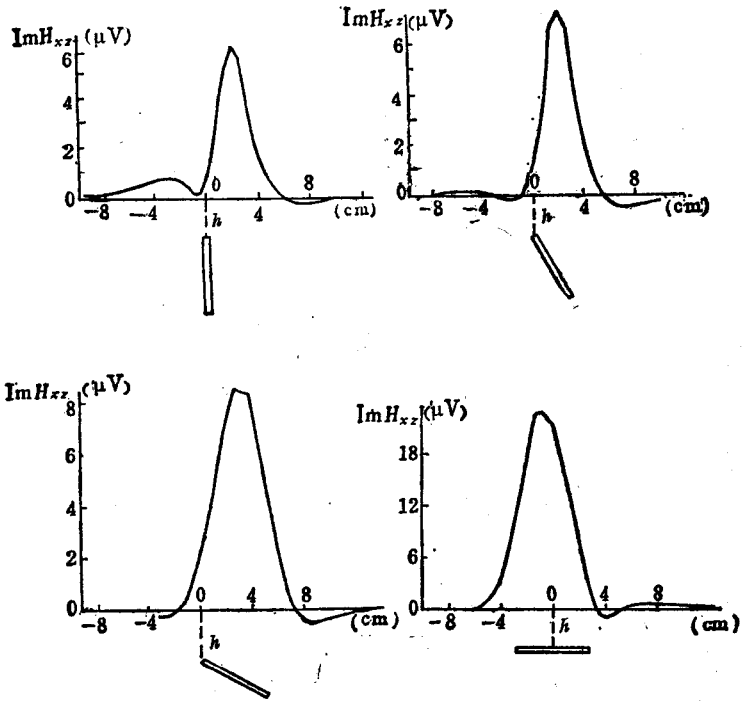


图 3.3.6 同线（x、z）装置在不同倾角薄板状导体上的异常
收发距L=2cm

Fig. 3.3.6 Anomalies over a thin conducting plate (at several tilts) for the inlire (x、z) configuration
(receiver-transmitter seperation, L=2cm)

垂直板状导体的正向异常曲线呈双峰形，左峰弱右峰强。中间有一窄小的负导常，其右边的零点正好在板顶上方，显然，该零值点是由异常无垂直分量所引起；左边零值点是因为激发场等于零的缘故。左峰较弱是因发射点离板体较远，对板体激发较弱，右峰异常因发射点在板顶附近，对板体处于激发较强的状态，故峰值较大。

60°倾角时，异常与垂直板情况相似，只是次峰值更弱，已接近单峰异常。

水平板的异常主要出现在板体上方。当发射点在板心上方时，接收不出现零值，这仍然可用两个对称于板心而磁矩方向相反的异常磁极子来说明。离接收较近的一个异常偶极子作用较大，故未能互相抵消完，仍留有一弱值。当发射点再往右移，左边负异常偶极子增大而右边正的减小，在某处相互完全抵消，出现零值点。此后的情况又可把板心视为似作用中心。

同线装置异常的形态都与收发距有关，解释起来不方便。同线（x、z）装置受覆盖层影响程度中等，且影响大小同样与收发距有关。

4.同线（z、z）装置

通常所称的“水平线圈法”就是同线（z、z）装置。这种装置符合互换原理，接收与发射互换位置，读数不变，所以记录点取收、发点的中间点比较方便。从偶极场的正交性可知，对板体激发为零的发射点与异常场无垂直分量的点相互重合，因此接收线圈在无垂直分量异常的点读数为零，当发射线圈移到这点时读数也为零，故两零值点之间的距离等于收发距。该装置在板状导体上的异常曲线如图3.3.7上所示。对于垂直板的异常，当接收线圈在板顶时和发射位于板顶时，读数都为零，两零值点之间的距离为40 m，正好等于收发距。若取收发中点为记录点时，则异常中心位于板顶，形成对称于顶点的异常。60°倾斜板状导体的异常

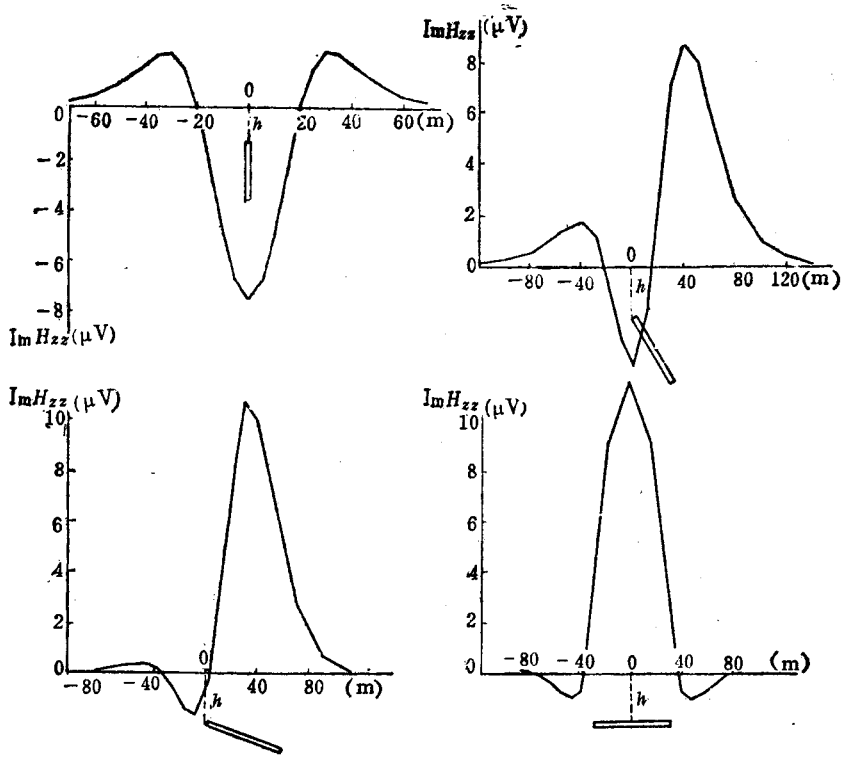


图3.3.7 同线（z、z）装置在不同倾角薄板状异体上的异常
收发距L=40m

Fig.3.3.7 Anomalies over a thin conducting plate (at several tilts) for the inline (z、z) configuration
(receiver-transmitter seperation, L=40m)

在板顶附近为一负值，比较弱，其范围等于收发距。板体上方的正异常比较强，因这时发射与接收都处于强耦合状态。

水平板异常主要在板体上方，形成一个正的对称单峰异常，峰值点在板心上面。板体两边缘外各有一很弱的负异常，其范围也等于收发距。

实际上，同线（z、z）装置的异常，其形态与收发距及顶深有关，对于水平板来说，还与宽度有关。这种装置受覆盖层影响较大，因而降低了发现局部异常的能力。

5.同线（y、z）装置

在地形不好，通视又差的地方可用同线（y、z）装置来发现异常。在高低阻接触带内寻找局部良导体时，同线（y、z）装置是较好的一种装置，因它具有较强的压制高、低阻接触带异常的能力，使局部导体异常突出。

这种装置在板状导体上的异常，与其它装置有所不同，在通过板中心点的主测线上，异常等于0；而在板体两端的测线上，异常却最大，而且两端异常的正负相反。图3.3.8为倾斜板状导体上不同测线的异常曲线。当发射线圈在主测线上时，一次场激发板体所形成的两个异常磁偶极子，对称于板心分布，它们的磁矩大小相等而方向相反，故在主测线上异常的垂直分量等于零。在旁边的测线上，两个异常磁偶极子的大小不相等，故出现异常。在两端测线上，其中一个异常磁偶极子等于零，另一则达到最大，所以这时异常也最强。对同线（y、z）装置异常的分析与旁线（y、z）装置相类似，不再重复。需要提出的是同线装置受良导覆盖层的影响很小。

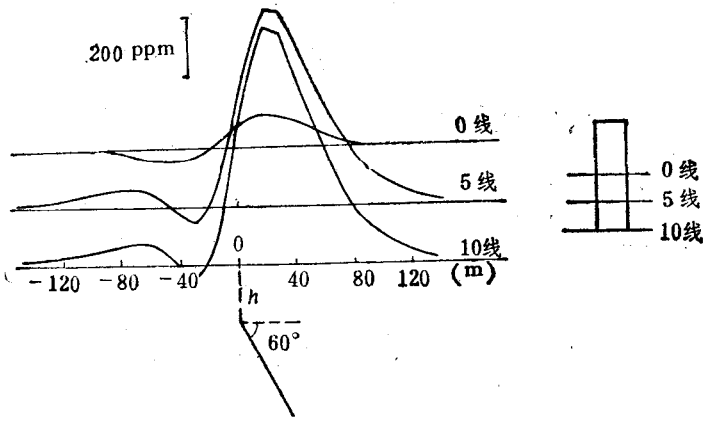


图3.3.8 同线（y、z）装置在不同测线上的异常

收发距$L=40m$；记录点在发射点

Fig.3.3.8 Anomalies prof le curves for the inline (y、z) configuration (receiver-transmitter seperaation, $L=40m$, the transmitting station as the recording point)

三.全频率异常的数值计算

过去研究板状导体异常的整个频率特性，只能用模型实验方法，现在则可利用数值计算方法来获得。在前面计算低频率虚分量时，忽略了涡流间的互感作用。实际上，当频率增高时，互感作用却不能忽略，因这时由互感作用形成的非线性异常频率特性已成为区分异常的重要依据。现在，仍然从式（3.3.1）出发来讨论计算方法。已知

$$\mathrm{rot}J=k^2H=k^2(H_0+H_2)$$

这里H是总磁场，它为一次场H_0和二次场H_2的和。H_2由全部涡流所产生，可依据毕-沙定律来求得

$$H_2=\int_V \frac{J\times r_S}{4\pi r_S^3}dv$$

式中r_S表示计算二次场的点与涡流元之间的距离；r_S为涡流元到二次场计算点的矢径；r_0为座标原点到二次场计算点的矢径；r为原点到涡流元的矢径。这样就有$r_s=|r-r_0|=[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2]^{1/2}$，　$r_s=r-r_0$，式(3.3.1)将有形式

$$\mathrm{rot}J(r_0)=k^2\left\{H_0(r_0)+\int_V \frac{J(r)\times(r-r_0)}{4\pi|r-r_0|^3}dv\right\} \qquad (3.3.21)$$

假设涡流密度沿厚度方向不变，这样便可用涡流的面密度I来表示，且有

$$I=t\cdot J \qquad (3.3.22)$$

为板体的厚度。把此式代入(3.3.21)式可得

$$\mathrm{rot}I(r_0)=tk^2\left\{H_0(r_0)+\int_S \frac{I(r)\times(r-r_0)}{4\pi|r-r_0|^3}ds\right\} \qquad (3.3.23)$$

同样可利用电流势来表达面涡流密度，令

$$\mathrm{rot}U=I \qquad (3.3.24)$$

并有

$$\mathrm{div}U=0 \qquad (3.3.25)$$

这样式(3.3.23)就成为

$$\nabla^2U(r_0)=-k\cdot t^2\left\{H_0(r_0)+\int_S \frac{[\mathrm{rot}U(r)]\times(r-r_0)}{4\pi|r-r_0|^3}ds\right\} \qquad (3.3.26)$$

首先讨论垂直板的情况，座标选取仍如图3.3.1所示。同前所述，在此情况下电流势只有x分量，H_0也只有x分量起激发作用，它们均如同标量，且只是y和z的函数。$\mathrm{rot}U$的三个分量为

$$\mathrm{rot}_xU=0$$

$$\mathrm{rot}_yU=\frac{\partial U_x}{\partial z}=\frac{\partial U}{\partial z}$$

$$\mathrm{rot}_zU=-\frac{\partial U_x}{\partial y}=-\frac{\partial U}{\partial y}$$

所以　$[\mathrm{rot}U]\times(r-r_0)=\dfrac{\partial U}{\partial y}(y-y_0)+\dfrac{\partial U}{\partial z}(z-z_0)=\mathrm{grad}U\cdot(r-r_0)$

这样可将式(3.3.26)的矢量方程写成标量方程为

$$\nabla^2U(r_0)=-k^2\cdot t\cdot\left\{H_0(r_0)+\int_S \frac{\mathrm{grad}U\cdot(r-r_0)}{4\pi|r-r_0|^3}ds\right\} \qquad (3.3.27)$$

再加上板体边缘上的U值为0的边界条件，就构成了定解问题。现在仍然用有限差分法来解这个定解问题。

首先在板体表面建立矩形网格，如图3.3.9所示。

以节点作为U的计算点。偏导数用差分来表示，在(m,n)点有

$$\frac{\partial^2U}{\partial y^2}=\frac{U_{m+1,n}-2U_{m,n}+U_{m-1,n}}{K^2}$$

$$\frac{\partial^2U}{\partial z^2}=\frac{U_{m,n+1}-2U_{m,n}+U_{m,n}}{G^2}$$

所以

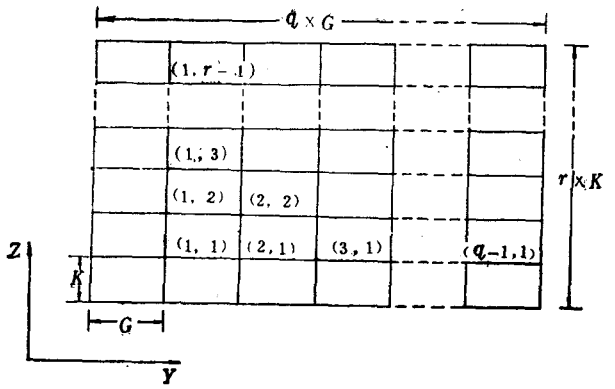


图3.3.9 网格图
Fig.3.3.9 The grid chart

$$\nabla^2U=[G^2U_{m+1,n}+G^2U_{m-1,n}+K^2U_{m,n+1}+K^2U_{m,n-1}-2(K^2+G^2)U_{m,n}]/K^2G^2$$

对于面积分部分，可先在一小块面积内积分，然后相加求和。一小块面积内grad$U$的各分量先用差分法导出在$\left(i+\frac{1}{2},j\right)$和$\left(i,\ j+\frac{1}{2}\right)$点上的表达式，例如：

在$\left(i+\frac{1}{2},\ j\right)$点$\dfrac{\partial U}{\partial y}=\dfrac{U_{i+1,j}-U_{i,j}}{K}$

在$\left(i,j+\frac{1}{2}\right)$点 $\dfrac{\partial U}{\partial z}=\dfrac{U_{i,j+1}-U_{i,j}}{G}$

其他各点用上面表达式乘一线性函数$T(x,\ y)$来表示。

$$T(x,\ y)=(1-|y/K|)(1-|z/G|)$$

这样对板内$(m,\ n)$节点求二次场时，面积分$S_{m,n}$就有形式

$$S_{m,n}\cong\sum_{i=1}^{q-1}\sum_{j=1}^{r-1}\left\{\frac{U_{i+1,j}-U_{i,j}}{4\pi}\int_{-K}^{K}\int_{-G}^{G}\frac{(1-|y/K|)(1-|z/G|)[(m-1/2-i)K-y]dydz}{K\{[(m-1/2-i)K-y]^2+[(n-j)G-z]^2\}^{3/2}}\right.$$

$$\left.-\frac{U_{i,j+1}-U_{i,j}}{4\pi}\int_{-K}^{K}\int_{-G}^{G}\frac{(1-|y/K|)(1-z/G|)[(n-1/2-j)G-z]dydz}{G\{[(m-i)K-y]^2+[(n-1/2-j)G-z]^2\}^{3/2}}\right\}$$

上式右端第一积分项以$C_{m,n,i+\frac{1}{2},j}$代替，第二积分项以$C_{m,n,i,j+1/2}$来代替，再把此式和∇^2U的差分表示式代入式（3.3.27），则可得如下一组$(q-1)$$(r-1)$阶的线性方程组

$$[G^2U_{m+1,n}+G^2U_{m-1,n}+K^2U_{m,n+1}+K^2U_{m,n-1}-2(K^2+G^2)U_{m,n}]/K^2G^2=$$

$$=-h^2\cdot t\cdot\left\{H_0(m,n)+\sum_{i=1}^{q-1}\sum_{j=1}^{r-1}\left[\frac{U_{i+1,j}-U_{i,j}}{4\pi}C_{m,n,i+\frac{1}{2},j}-\right.\right.$$

$$\left.\left.\frac{U_{i,j+1}-U_{i,j}}{4\pi}C_{m,n,i,j+\frac{1}{2}}\right]\right\}$$

$$m=1,\ 2\cdots\cdots,\ (q-1),\qquad n=1,\ 2,\ \cdots\cdots,\ (r-1)\qquad(3.3.28)$$

因为U是复数，令$U=F+iE$，代入上述方程组，并按实部、虚部分开，就可把方程组（3.3.28）写成矩阵方程

$$[A]\begin{Bmatrix}F\\\cdots\\E\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}0\\\cdots\cdots\cdots\cdots\\-h^2\cdot t\cdot K^2\cdot G^2H_0\end{Bmatrix}\qquad(3.3.29)$$

解此矩阵方程，就可求出各节点上电流势U的虚实分量数值。

求得电流势后，由电流势就可计算观测点上的二次磁场。按毕-沙定律和$I=\mathrm{rot}U$的关系式，二次磁场为

$$H_2=\frac{KG}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\frac{\mathrm{rot}U\times r}{r^3} \tag{3.3.30}$$

$$\mathrm{rot}U\times r=(\mathrm{rot}_yU\cdot r_z-\mathrm{rot}_zU\cdot r_y)\,i+\mathrm{rot}_zU\cdot r_x)\,j-(\mathrm{rot}_yU\cdot r_x)\,k \tag{3.3.31}$$

这里i、j、k为沿x、y、z方向的单位矢量。设观测点的座标为（x、y、z），涡流计算点的座标为（x_0，y_0，z_0），则$(r_x=x-x_0)$，$r_y=(y-y_0)$，$r_z=(z-z_0)$。从式（3.3.30）可得异常场各分量的计算式为

$$H_{2x}=\frac{KG}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\left\{\frac{(U_{m+1,n}-U_{m,n})(z-z_0)}{K\left[(x-x_0)^2+(z-z_0)^2+\left(y-y_0-\frac{K}{2}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}+\right.$$

$$\left.+\frac{(U_{m,n+1}-U_{m,n})(y-y_0)}{G\left[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+\left(z-z_0-\frac{G}{2}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}\right. \tag{3.3.32}$$

$$H_{2y}=\frac{KG}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\frac{(U_{m,n+1}-U_{m,n})(x-x_0)}{G\left[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+\left(z-z_0-\frac{G}{2}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \tag{3.3.33}$$

$$H_{2z}=\frac{KG}{4\pi}\sum_{m=1}^{q-1}\sum_{n=1}^{r-1}\frac{(U_{m+1,n}-U_{m,n})(x-x_0)}{K\left[(x-x_0)^2+(z-z_0)^2+\left(y-y_0-\frac{K}{2}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} \tag{3.3.34}$$

从计算公式中可以看出，实际参加计算二次场的涡流面积要比模型面积小最外面的一圈，这圈的宽度为$G/2$（沿板宽）或$\frac{K}{2}$（沿长度）。因此事先画计算模型时，应使它比实际导体大一圈。

在计算中，面积分只与网格有关，而与频率、物性参数等无关，故网格确定后它只需计算一次即可。系数矩阵$[A]$则与频率、物性等都有关，所以在计算频率特性曲线时，对每一个频率都要解一次线性方程组。计算一个频率的异常剖面时，则只需解一次线性方程组。因为不同的发射点只改变一次场，仅影响线性方程组的右端项，所以计算剖面曲线比较方便。在网格为（8×8）的情况下，计算10个频率的频率特性曲线，在108机上约需40分钟，计算一条30个测点的动源装置的剖面曲线，也约40分钟。

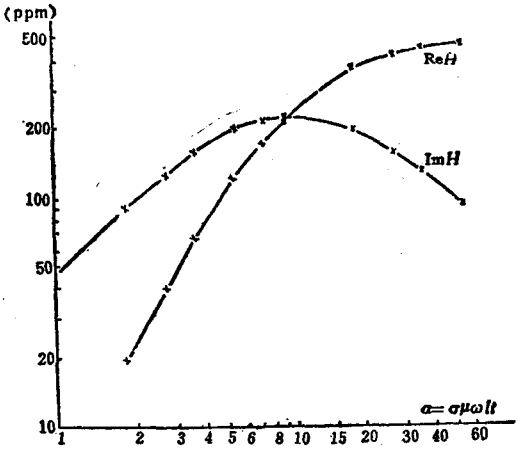


图3.3.10 数值计算所得的薄板状导体异常频率特性曲线

Fig.3.3.10 The frequency characteristic curves of the thin plate anomalies calculated by the numerical method

我们取模型大小为$200\times100\times10m^3$，电阻率为1 Ω·m，顶深50m，倾角60°采用旁线（x、x）装置，计算了顶点的异常频率特性曲线，如图3.3.10所示。其变化规律与均匀场中水平圆柱体的频率特性曲线变化规律相一致，与以前物理模拟的结果也相符合。

偶极场中板状导体的参数α取为

$$\alpha=0.5\sigma\mu\omega zl \qquad (3.3.35)$$

这里z为板的厚度；l为板的有效作用宽度。最佳频率时的参数值$\alpha_0=0.5\sigma\mu\omega_0 zl=6$。

在不同倾角的薄板状导体上，采用旁线（x、z）装置时不同频率的异常剖面线见图3.3.11。低频时，虚分量异常的形态不改变，仅异常值随频率增高而增大；最佳频率时，异常达到最大；高于最佳频率的高频范围，异常随频率增高而减弱，同时形态也开始变化。频率越高异常越向板体边缘收缩，这是由于高频时出现趋肤效应，使导体内的虚分量涡流逐渐向板体边缘收缩的缘故。

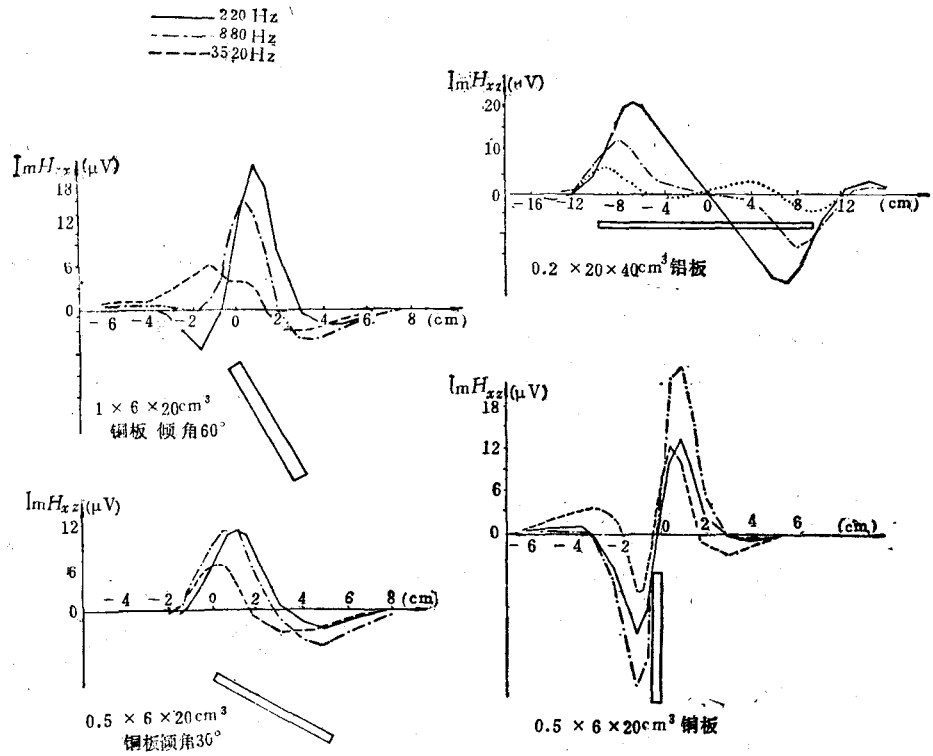


图3.3.11 采用旁线（x、z）装置时不同频率的异常剖面曲线

Fig.3.3.11 The multifrequency electromagnetic data for the broadside (x、z) configuration

异常随频率变化的特性，是区分良导异常与非良导异常的唯一依据。为了使野外观测的多频剖面曲线能较清楚地反映出这一频率特性，通常把最低工作频率作为基准，其它较高频率的观测数值，都应除以与基准频率相比的频率倍数。经这样处理后的几个工作频率的异常曲线，画在同一剖面上，若几条曲线都相重合，说明在工作频率范围内，异常与频率成正比，是由电性差的地质体引起。如果高频异常出现衰减，表明异常源电性较好，衰减得越多、越快，异常源的电性就越好。这样，从剖面曲线上就可清楚地看出我们所感兴趣的良导异常。

第四节　三维体异常的数值计算

一、三维导体低频虚分量异常的数值计算

前一节中已论述，在虚分量异常与频率成正比的低频范围内，可忽略涡流之间的互感作用，此时导体内的虚分量涡流只由一次场激发所产生，从而导出了虚分量涡流J与一次场H_0的关系式$\mathrm{rot}J=k^2H_0$。在三维导体的情况下，一次场的三个分量都将起激发作用，故将电流势的方程$\nabla^2U=k^2H_0$写成三个分量的方程

$$\nabla^2U_x=-k^2H_{0x} \qquad (3.4.1)$$

$$\nabla^2U_y=-k^2H_{0y} \qquad (3.4.2)$$

$$\nabla^2U_z=-k^2H_{0z} \qquad (3.4.3)$$

每一个分量的方程与薄板状导体时一样，因此，计算一次场的每一个分量所激发产生的虚分量异常，都可用薄板状导体异常的计算方法。为此，需将导体沿各分量方向切割成若干个薄板，用前节所讲的方法计算出每一薄板的异常，然后相加起来，就是三维导体的异常。这样，计算量将与被划分成薄板的总块数成正比。

这里需要指出，计算座标轴X、Y、Z不能任意取向，当它们的方向一经选定，亦即确定了对三维体的划分方法。实际上，对三维体的划分方法应由其形状而定，例如，有限长度的厚板状导体，不管它倾斜与否，一定要使各轴垂直于板体的各对应面。一般情况，先定出切割面面积最大的面，使一个座标轴垂直于此面，然后用类似的办法确定第二座标轴，则第三轴也就被确定。

沿走向较长的导电体，一般向两个方向切割即可。如直立的厚板状导体，可以先切割成若干薄的垂直板，按薄板的计算公式算出各垂直薄板的虚分量异常。然后沿水平方向切割，分成若干水平板，再计算出每水平板的异常值。各垂直薄板和水平板异常的总和，就是厚板状导体的异常。

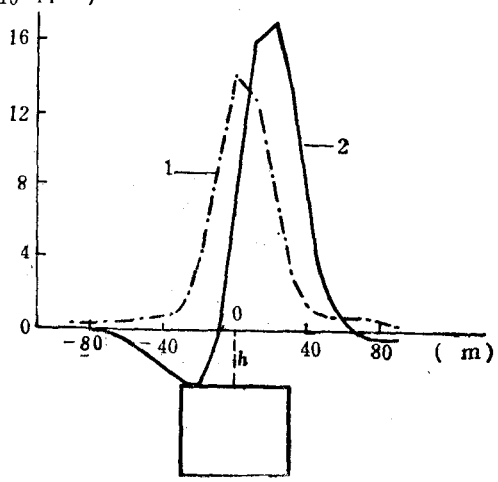


图 3.4.1　数值计算所得的正方体低频虚分量异常
1—同线（z、z）装置；　2—同线（z、x）装置。
模型大小为60×60×60m³；　σ=65S/m；
f=400Hz；　h=30m；　收发距为30m

Fig. 3.4.1 Numerical results of the low-frequency quadrature anomalies due to a cubic conductor
(1—inline (z、z) configuration; 2—inline (z、x) configuration; model: 60×60×60cm³; σ=65S/m, f=400Hz, h=30m; receiver-transmitter seperation, L=30m)

利用上述向三个方向切割的方法，我们计算了正方体的异常。取模型的大小为60×60×60m³，电导率为64.5S/m，中心埋深为60m，工作频率是400 Hz，发射磁矩为195Am²。采用收发距为30m的同线（z、z）装置和同线（z、x）装置，前一装置的记录点取收发点的中点，后一装置的记录点为发射点。计算的结果示于图3.4.1。

上述方法同样适用于均匀场中三维导体低频虚分量异常的计算。

二、全频率三维导体异常的数值计算

利用前节所讲的有限差分法计算三度导体全频率异常比较困难，因此将采用差分与积分相结合的方法。在这一方法中，把导体内的电场E看成由一次电场E_0和涡流J所产生的电场E_e相加而成，即

$$E=E_0+E_e \tag{3.4.4}$$

一次电场E_0可先用前面三度导体低频虚分量涡流计算方法求出J_0，然后得出$E_0=\frac{J_0}{\sigma}$，将它作为已知。

导体内涡流J所产生的电场E_e，可用电流的磁矢量势 $A=\frac{1}{4\pi}\int_V \frac{J}{r}dv$来求得，因为

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

而

$$\mathrm{rot}E_e=i\omega\mu_0 H_e$$

所以

$$E_e=i\omega\mu_0 A=\frac{i\omega\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{J}{r}dv \tag{3.4.5}$$

这样导体内的总电场E为

$$E=E_0+\frac{i\omega\mu}{4\pi}\int_V \frac{J}{r}dv$$

即

$$J=J_0+\frac{k^2}{4\pi}\int_V \frac{J}{r}dv \tag{3.4.6}$$

这里k为导体的波数，$k=\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}$。

求解上面的积分方程就可获得导体内的涡流密度，从而求得二次磁场。

式（3.4.6）是一个三维向量积分方程，它可分成三个分量方程，亦即三个标量方程

$$J_x=J_{0x}+\frac{k^2}{4\pi}\int_V \frac{J_x}{r}dv, \qquad J_y=J_{0y}+\frac{k^2}{4\pi}\int_V \frac{J_y}{r}dv,$$

$$J_z=J_{0z}+\frac{k^2}{4\pi}\int_V \frac{J_z}{r}dv$$

采用矩量法来求解上述三个积分方程。首先将导体分成N块，每一小块中J为常数，也就是用阶梯函数来近似J的连续函数，故有

$$J=\sum_{n=1}^{N} J_n\ P(x,y,z), \qquad P(x,y,z)=\begin{cases}1 & \text{计算点在}V_n\text{内}\\ 0 & \text{在其他地方}\end{cases}$$

在第m点，上面的三个积分方程就可写成

$$J_{im}=J_{0im}+\frac{k^2}{4\pi}\sum_{n=1}^{N} J_{in}\int_{V_n}\frac{1}{r}dv \qquad i=x,y,z$$

导体内所有计算点都可写出如上式的一个线性方程，则它们构成含有N个未知数的N阶线性方程组

$$\sum_{m=1}^{N} J_{i,n} = \sum_{m=1}^{N} J_{0\,i,m} + \sum_{m=1}^{N} \frac{k^2}{4\pi} \sum_{n=1}^{N} J_{i,n} \int_{V_n} \frac{dv}{r_{m,n}} \qquad (3.4.7)$$

这线性方程组可写成矩阵方程

$$[A]\ \{j_i\} = \{J_{0\,i}\} \qquad (3.4.8)$$

解此矩阵方程就可求得J_i。

计算系数矩阵的元素，首先要求得小块的体积分。为了方便，用体积相等的球体来代替一小块的体积，这样经积分后可得

$$\int_{V_n} \frac{dv}{r_{m,n}} = \frac{D^2}{R_{m.n}}$$

这里D是小方块的边长；$R_{m,n}$是计算点m到第n块中心的距离。

系数矩阵[A]为一复系数矩阵，元素的实部为

$$\mathrm{Re}[a_{m,n}] = \begin{cases} 1 & m=n \\ 0 & m \neq n \end{cases}$$

元素的虚部为

$$\mathrm{Im}[a_{m,n}] = \begin{cases} 0.192448\mu_0\omega\sigma D^2 & m=n \\ \mu_0\omega\sigma D^3/4\pi R_{m,n} & m \neq n \end{cases}$$

这样系数矩阵为已知，右端项也已计算出来，就可解出J_x、J_y、J_z的值。最后可求得导体外的二次磁场为

$$H_2 = \frac{1}{4\pi}\,\mathrm{rot}\left[\int_V \frac{J}{r}\,dv\right] = \frac{1}{4\pi}\sum_{n=1}^{N}\mathrm{rot}\left[\int_{V_n}\frac{J}{r}\,dv\right] \qquad (3.4.9)$$

我们选取模型为垂直厚板状导体，它的长度为80m，宽40m，厚20m，顶端埋深40m。将模型分成8×4×2=64正方小块。按上述数值计算方法，计算了旁线（x、z）装置的多频异常剖面线及在异常最大点的频率特性曲线，如图3.4.2和图3.4.3所示。

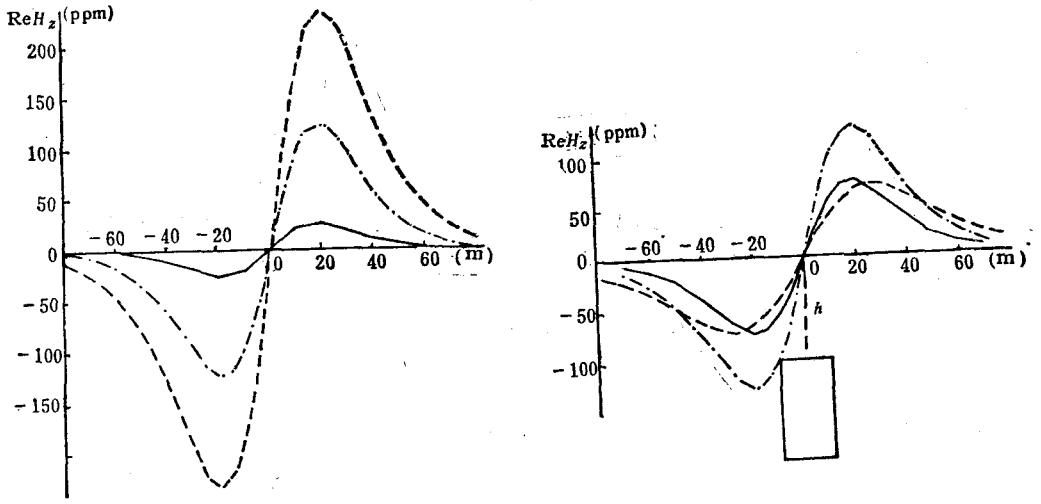


图 3.4.2 垂直厚板状导体的旁线（x、z）装置异常剖面曲线

Fig. 3.4.2 The anomalous profile curves over a vertical thick plate for the broadside (x, z) configuration

地信网
WWW.3S001.COM

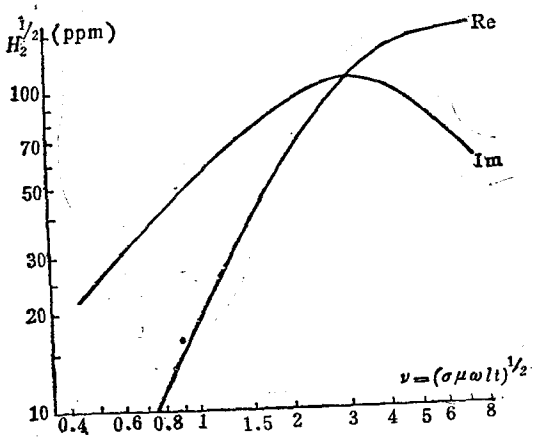


图 3.4.3 垂直厚板状导体的异常频率特性曲线
Fig. 3.4.3 The frequency characteristic curves of the anomaly for a vertical thick conducting plate

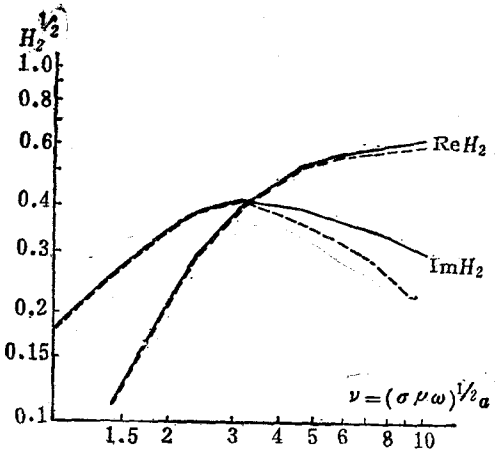


图 3.4.4 频率特性曲线对比图
实线—理论计算(球体);虚线—数值计算(正方体)
Fig. 3.4.4 Comparison between the frequency characteristic curves
("——" : theoretical calculation (a sphere), "----" : numerical calculation (a cube))

上述计算方法同样适用于均匀场中三维导体的异常。对正方导体进行了计算，取其边长为60m，顶面埋深为40m。将模型分成边长为15m的小正方块共64块，计算了它中心上方垂直分量异常的频率特性曲线，并与严格计算而得到的等半径球体的异常频率特性曲线相比较，结果符合得相当好，如图3.4.4所示。表明上述数值计算方法的正确性。

第五节 线框装置及其它

本节将阐述半定源装置，也叫线框装置，它常用来配合动源装置，以便于异常的解释。其后，我们还将讨论影响异常的诸因素。

垂直线框装置

垂直线框装置是指发射线圈面垂直，安放在离测线40～100m的某点，接收机则在测线上移动，逐点观测异常场的垂直分量。观测时发射线圈面应对准接收点，使它们在一个面上，以利减少覆盖层影响，提高发现局部导体异常的能力。一个发射点可观测的测线长度，一般为300～400m。

垂直线框装置的低频虚分量异常曲线，同样可用第三节和第四节中所讲的数值计算方法来得到。但当板状导体的厚度小于⅓顶深，又是陡倾斜时，则按薄板状导体来计算。若是水平或缓倾斜的，那么在有些发射点上就要按三度体来计算，如发射点在水平板上方时，板体内较强的一次场都接近于平行板面，故这时厚度面的作用就不能忽略、须按三度体来算。现在半源装置异常的数值计算资料还不充分，仍需用实验结果来说明。

实验模型采用0.6×6×20cm³的铜板，顶深为3cm，在顶点0号点，发射点离测线的垂直距为5cm。在垂直板时，不同发射点的异常曲线如图3.5.1所示。曲线旁边的数字为发射点所对应的测点号。当发射点位于板顶，亦即0号点时异常曲线是正负对称的，零值点在板顶0号点。异常宽度较旁线（x、z）装置的大，这是由于在观测异常的全过程中，一次场对直立板起激发作用的分量方向无改变，所以不像旁线（x、z）装置那样在顶点两边出现两个零值点。这时发射点的异常曲线相当于板心有一个水平异常偶极子而产生的垂直分量异常。

不同发射点的异常不同，当发射点离顶点的距离增大，异常值减弱得较快，正负两边的不对称性也增大，但零值点均在顶点。这些变化都可用对板体的激发场改变来说明。

在倾斜板状导体上不同发射点的异常曲线见图3.5.2。发射点在板顶时，为一正负异常，板顶外的负异常较弱，板顶上部的正值异常较大，与板心有一个倾斜磁偶极子的场相类似。发

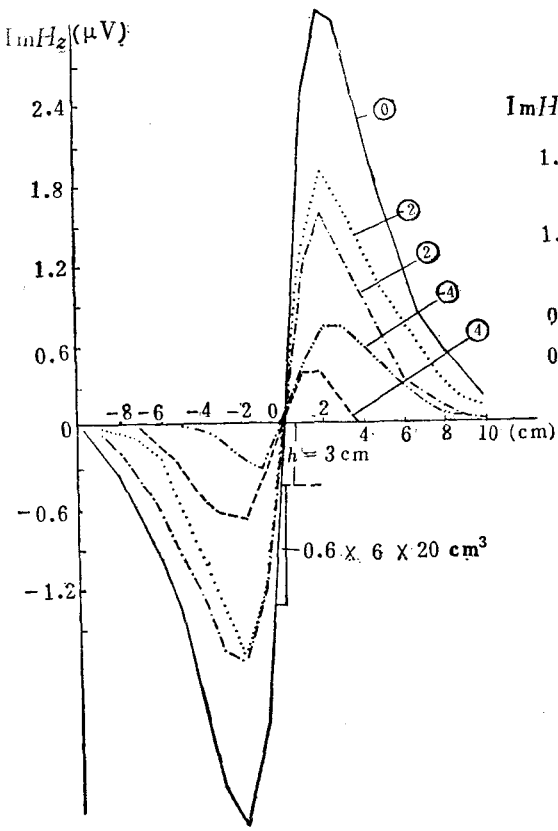


图 3.5.1 垂直线框装置在垂直板上的异常

Fig.3.5.1 Anomalies over a vertical plate for a vertical loop configuration

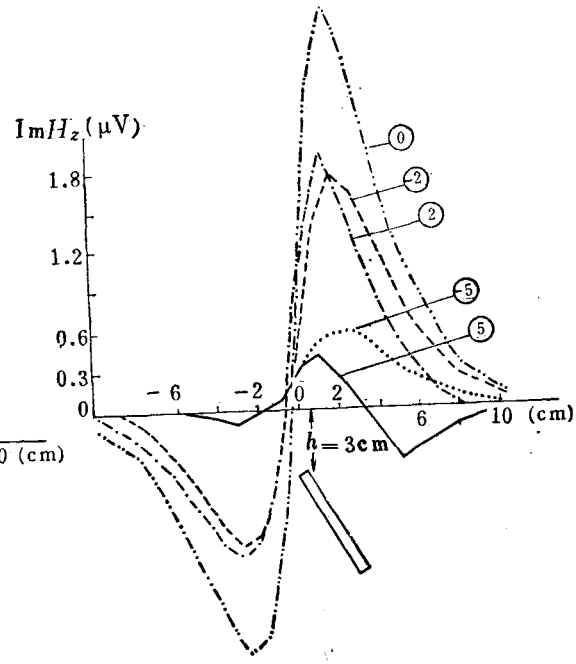


图 3.5.2 垂直线框装置在倾斜板上的异常

Fig.3.5.2 Anomalies over an inclined plate for a vertical loop configuration

射点离顶点的距离增大，异常衰减得较快，但各发射点异常在板顶附近的零值点几乎都是重合的。零值点是由于异常场无垂直分量所致、所以零点相重合，也证明了不同发射点的异常偶极子是位于同一点。

在顶点附近发射时，异常正负峰值之比与倾角的关系较密切，故可用该比值来确定倾角

大小。

水平板上的异常剖面曲线见图3.5.3。发射点在板心上方0号点时，异常曲线形状呈正负对称，过零点在0号点，板体外边也有两个零值点，整个异常形态与旁线（x、z）装置的异常相似。发射点在2、4、6点时，异常曲线完全不对称，但三者的异常形态却很相似，表明发射点在0到2点之间，异常形态变化很快。

二 水平线框装置

水平线框装置是把发射线框水平放置，或铺在地上，接收线圈沿线逐点接收观测。接收线圈面呈垂直，并照准发射线框中心，以观测垂直收发点连线的水平分量。发射点离测线的垂直距也是40～100m。

这种装置在垂直板状导体上的异常示于图3.5.4。发射点在板顶时，由于一次场与板面平行，板体没有被激发，所以不出现异常，观测结果是一条平线。发射点在2号点附近时，异常较强。发射点再往远移，异常衰减得较快，但异常形态是相似的，不同发射点异常最大值点的位置都在板顶正上方。

倾斜板状导体上水平线框装置的异常曲线如图3.5.5上所示。发射在2号点附近时异常为最强，此发射点相当于旁线（x、z）装置的最大异常值点。板顶外各发射点的异常与板

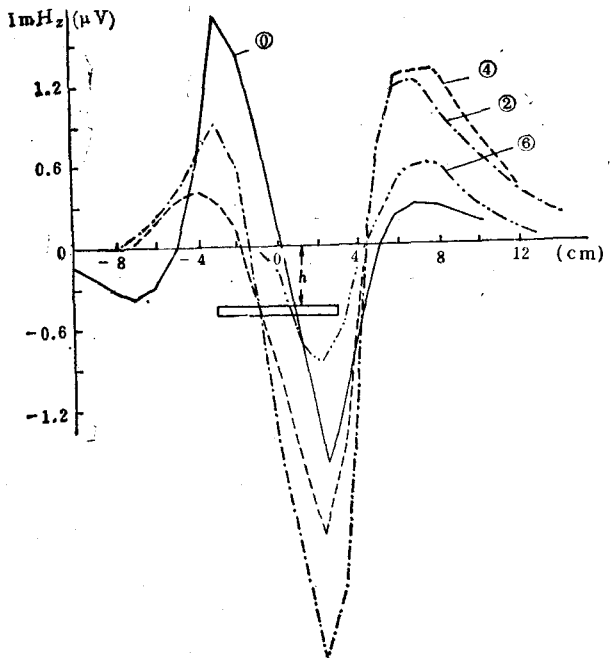


图 3.5.3 垂直线框装置在水平板体上的异常
Fig.3.5.3 Anomalies over a horizontal plate for a vertical loop configuration

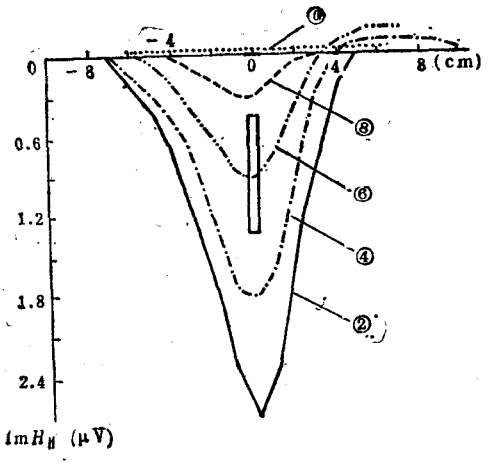


图 3.5.4 水平线框装置在垂直板上的异常
Fig.3.5.4 Anomalies over a vetical plate for a horizontal loop configuration

体上各发射点的异常，彼此符号相反，这是由于激发场方向改变的缘故。不同发射点的异常最大值都在板顶上方，这对确定板顶的位置比较有利。

水平板状导体的异常如图3.5.6。发射点在板心上方0号点时，异常场同板心有一垂直磁偶极子时所形成的异常，是一正负对称的异常，零值点在0号点。在板体上其他发射点，异常形态变化很大，这是由板状导体内的一次场变化较大所引起。在板体外6号点发射时，板

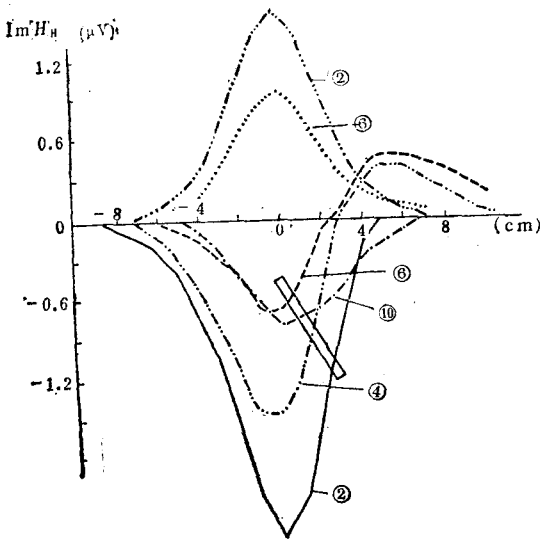


图 3.5.5 水平线框装置在倾斜板上的异常
Fig.3.5 5 Anomalies over an inclined plate for a horizontal loop configuration

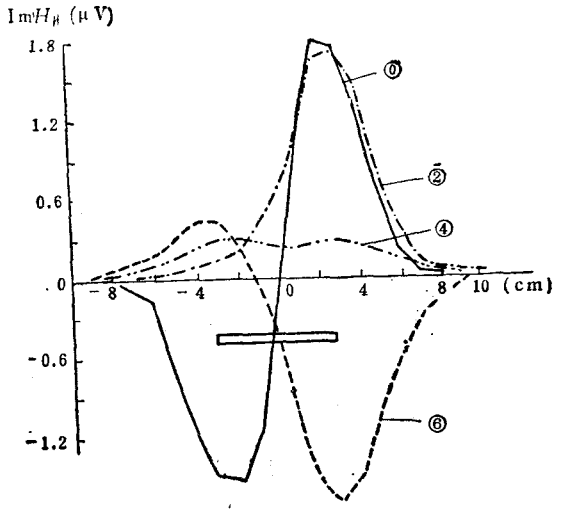


图 3.5.6 水平线框装置在水平板上的异常
Fig.3.5.6 Anomalies over a horizontal plate for a horizontal loop configuration

体内的激发场方向已基本一致，异常最大值点也对应于水平板的边缘。

从线框装置的异常特性可以看出，用这类装置来扫面积不合适，因它一方面容易漏掉两发射点中间部分的矿体，另一方面异常形态变化较大，不便于定性解释，此外接头处也不易接上。因此，这类装置通常仅用于检查其它装置的异常，给解释推断提供更多的有用资料。

三、宽水平板状导体

在野外实际中，可以把局部导电覆盖层和风化层近似地看成宽的水平板状导体。高低阻接触带的异常也类似于宽水平板边缘的异常。区分这类干扰地质体的异常对找矿具有很重要的意义，用数值计算的方法来计算宽水平板的异常时，由于离场源太近，网格划分要很密，导致计算成本高。因此，这里仍用模型实验结果来讨论它的异常特征。

现用宽18cm，长50cm的薄铝板为模型，埋深为0.8cm。旁线（x、z）装置用不同收发距时所观测的结果，如图3.5.7上所示。异常出现在宽水平板的两边缘部分，类似于两个倾向相反的倾斜板的异常。单用旁线（x、z）装置的曲线无法区分两种异常，如果再采用旁线（y、z）装置，便有可能分开。旁线（y、z）装置的异常曲线如图3.5.8所示，是在整个板体上方出现一个强而宽的异常，而不是两个异常。这样很容易鉴别旁线（x、z）装置的异常，区分出哪些是由局部导体引起，哪些是覆盖层边缘或是高低阻接触带引起。

四、异常与收发距的关系

偶极装置的异常都与收发距有关，有的装置收发距仅影响异常幅值的改变，形态变化较小；有的装置则两种变化都大。了解异常与收发距的关系，以便于在野外工作时选取合适的收发距，同时也可利用不同收发距的异常来确定导体的埋深。

（一）旁线装置异常与收发距的关系

旁线（x、z）装置在不同收发距时的异常，经数值计算的结果示于图3.5.9上。从图上

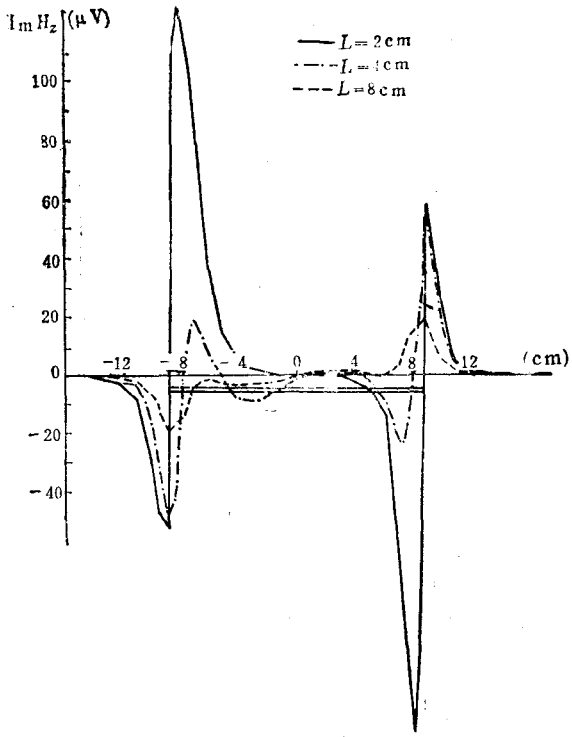


图 3.5.7 不同收发距旁线（x、z）装置在宽水平板上的异常

Fig.3.5.7 Anomalies over a horizontal plate for the broadside (x, z) configuration at various receiver-transmitter seperations

不同收发距的异常形态基本一致，但异常幅值随收距增大而减弱，小收发距时减小得较慢，大收发距时，减弱得快。异常幅值与收发距的关系曲线如图3.5.10所示。板状导体的倾角不同，减弱的速度快慢也不同，但陡倾斜板的与垂直板的相接近。当收发距小於顶端埋深时，各种倾角板体的异常减弱均很小，有的甚至可看成不变；收发距大於顶深减弱就开始加剧，其后就成直线降落，且以水平板降落得更快。由此可得结论，野外工作时应选取收发距等於要探测导体的顶深为宜，这样既可减小浅部干扰体的影响，又不减弱导体的异常。

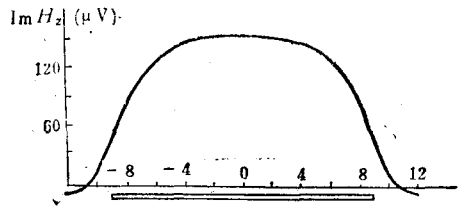


图 3.5.8 旁线（x、z）装置在宽水平板上的异常

Fig.3.5.8 Anomalies over a horizontal wide plate for the broadside (y, z) configuration

不同收发距的观测结果，亦可用来粗略地估计异常源埋深。

（二）同线装置异常与收发距的关系

同线装置异常随收发距在形态与幅值均有较大变化。图3.5.11为同线（x、z）装置在倾斜板上不同收发距时的异常曲线，记录点都是收发之间的中点。顶点附近两零值点之间的距离等于收发距，这中间的负值异常随收发距增大而增强，板体上方的正值异常却减小。可见异常随收发距的变化较大，但是变化与顶端埋深之间无明显规律，故难于利用不同收发距来确定顶端埋深。

同线（x、z）装置不同收发距时的导常曲线示图3.5.12，都以接收点为记录点。70°倾斜板状导体上的正向装置曲线，当收发距等於零时，相当旁线（x、z）装置的曲线。把收发距逐渐拉开，顶端外的负值异常逐渐减弱，并且变窄。B零值点的位置不变，因接收线圈在此点时，导常场总无垂直分量。A零值点是因激发场为零而形成，所以它向顶端方向移了收发距的距离，使负值异常变窄。当收发等於旁线（x、z）装值时A和B两零值点之间的距离为零，负值异常消失，相当A和B两零值点相重合。再增大收发距时，在B零值点的右边出现负值异常，相当於A零值点移到B点的右边。板体上方正导常的幅值开始时随收发距增大而增强，当收发距约等於顶深时达到最大，其后开始减弱，当B零值点右边出现负导常时，正值导常就向右移动。

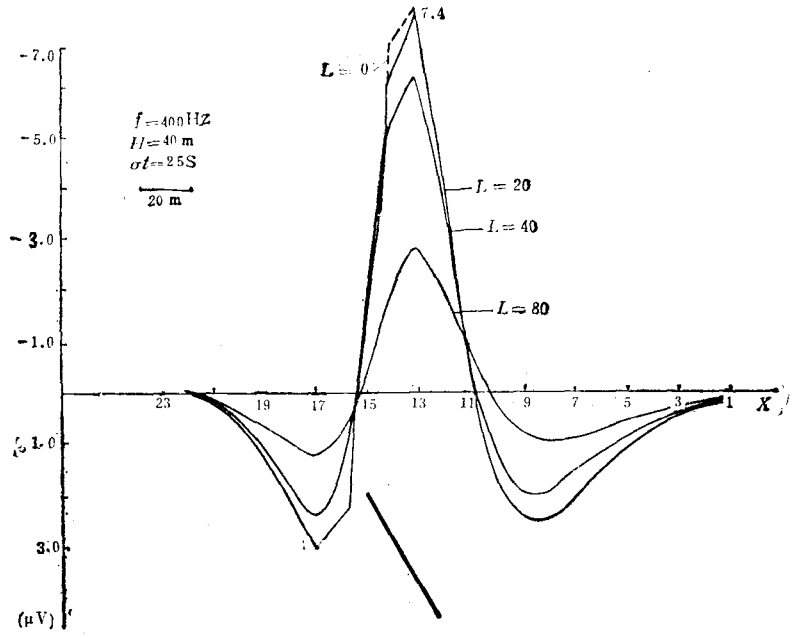


图 3.5.9 不同收发距旁线（x、z）装置在倾斜板上的异常

Fig. 3.5.9 Anomalies over an inclined plate for the broadside (x、z) configuration at different receiver-transmitter seperations

在反向装置的异常曲线上，当收发距为零时相当於发射磁矩反向时旁线（x、z）装置的曲线，故异常反号。收发距逐渐拉开，则发射在C零值点时，接收已在靠顶点附近才出现零值，相当于C零值点往顶点移动，故出现板体上负值异常变弱变窄。当收发距增加到等於"零收发距时B和C零值点间的距离"时，只有一个零值点，负异常消失，异常成为双峰形，两峰值之比与倾角大小有关。再增大收发距，在B零值点左边出现负值异常，左边的正峰更往左移。

从上述情况可知，同线装置异常形态和幅值都随收发距而变化。固定收发距时，异常形态与幅值还与导体埋深有关，因此异常不是单一形态，解释起来比较困难。

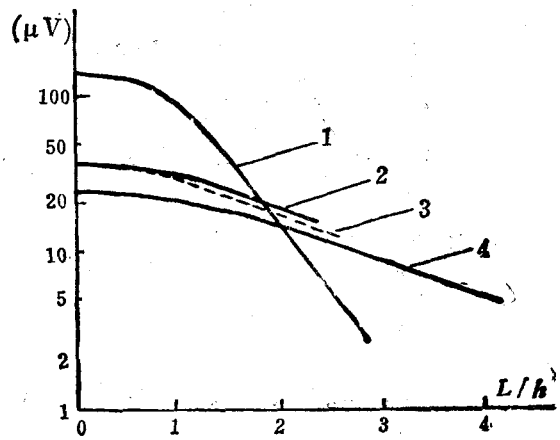


图 3.5.10 旁线装置的异常幅值随收发距变化的曲线

1—水平板；2—垂直板；3—倾斜板；4—无限深倾斜板

Fig. 3.5.10 Relationship between the amplitude of anomalies and receiver-transmitter seperations for the broadside configuratton

(1-horizontal plate, 2-vertical plate, 3-inclined plate, 4-half-infinite inclined plate)

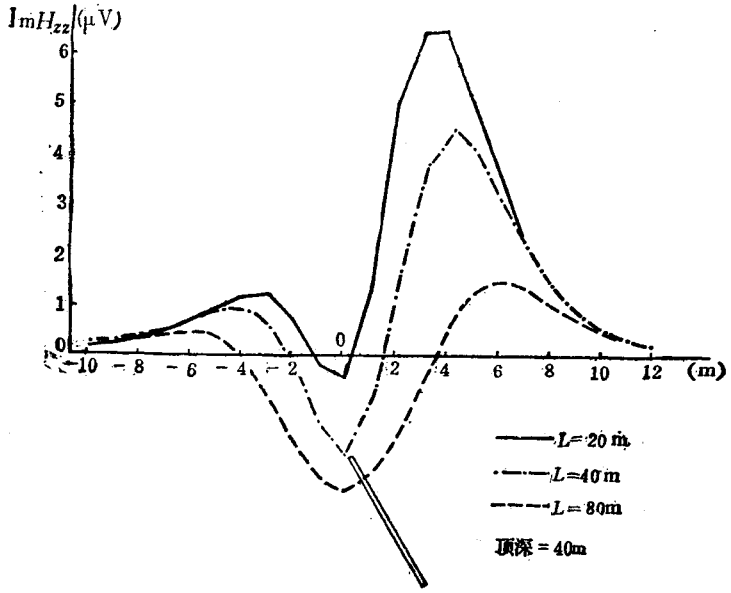


图 3.5.11 不同收发距时同线（z、z）装置在倾斜板上的异常

Fig.3.5.11 Anomalies over an inclined plate for the inline (z、z) configuration at varoius receiver-transmitter seperations

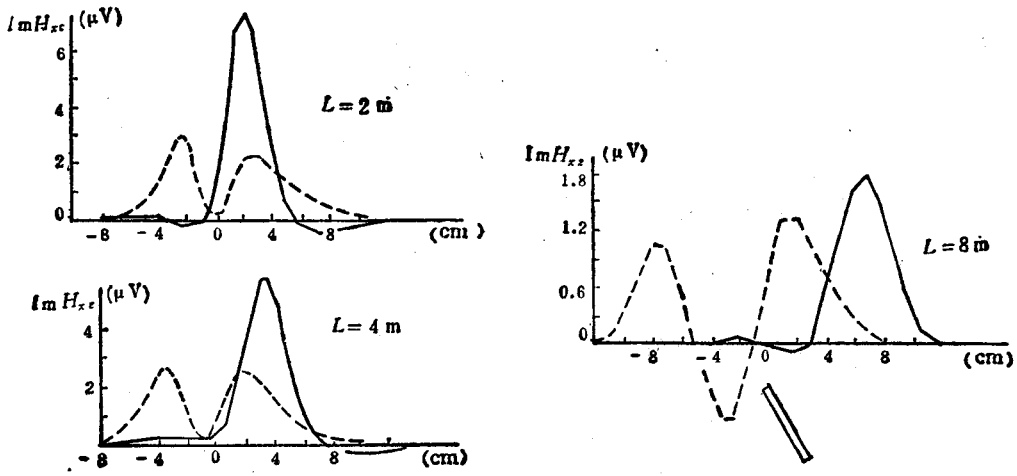


图 3.5.12 不同收发距时同线（x、z）装置的异常

实线 正向装置；虚线—反向装置

Fig.3.5.12 Anomalies for the inline (x、z) configuration at various receiver-transmitter seperations

("——", normal configuration; "---", reverse configuration)

五、地形影响

因为纯异常场观测的方法，地形起伏不会出现假异常，所以比测定总和场的方法受地形影响小。但是地形起伏将使导电地质体的异常形态发生变化。如不了解异常形态随地形变化

的规律，就会使解释发生偏差。下面以旁线（x、z）装置的模型实验结果来说明这一变化规律。图3.5.13上表示六种地形条件下倾斜板状异体的异常曲线。如把低频的异常曲线与地形平坦条件下相同顶部埋深的异常曲线相比较，可以看出几个零值点之间的异常幅值发生显著的变化。地形高於平坦地面的地段，对应的异常幅值就减弱甚至消失；地形低於平坦地面的地段异常幅值就增大。例如图3.5.13(b)图，异常是在斜坡处，板状导体顶端外的负值异常，由於地形降低，收发线圈离导体变近，所以它的幅值就增大，而板体上方的正值异常，因地

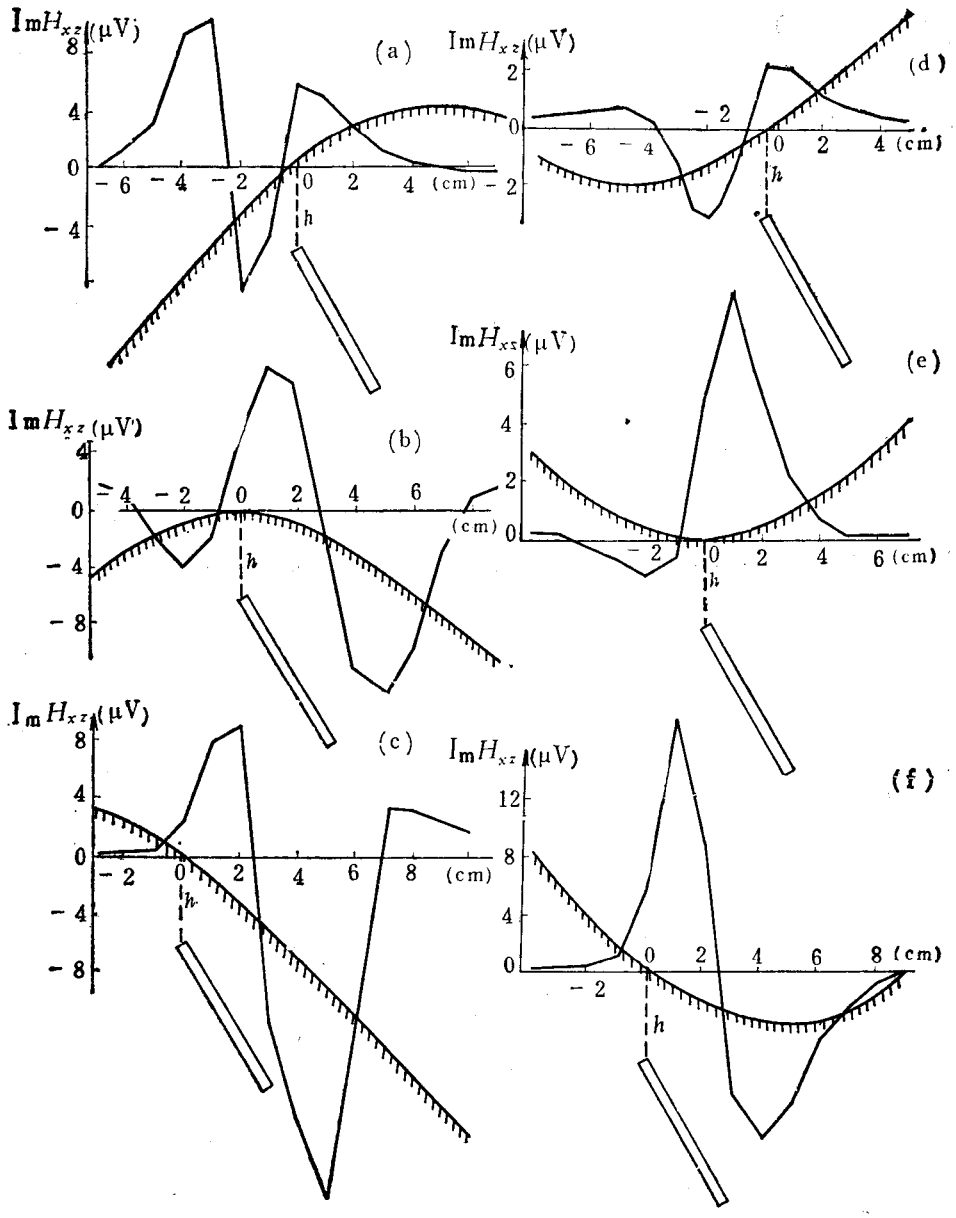


图 3.5.13 不同地形条件下旁线（x、z）装置的异常曲线

Fig.3.5.13 Anomalies in the various topographic conditions for the broadside (x、z) configuration

形升高而减弱，以致形成负值异常大于正值异常。如不考虑地形影响，就会错误认为板体是向左倾斜的。要分析地形影响，首先要判定顶点的大致位置，解决这个问题，还需利用旁线(y、z)装置的观测资料，因为旁线（ y、z ）装置在板状导体上的导常，不管地形起伏如何，零值点总是在顶点附近。

第六节　三维导电导磁体电磁响应的数值解

在三维导电导磁体正演问题中，已经用分析方法计算了球体(在均匀场和偶极场中)和无限长水平圆柱体（在均匀场和二维场中）的异常场。但分析方法受边界条件的限制，无法对板状体和其他形体求解。如用物理模拟的方法来解决此问题，则又受模型材料的限制，有较多困难。数值计算方法处理边界条件比较容易，因而给三维导电导磁体的正演计算打开新局面。下面将介绍我们所研究的积分方程配合有限差分的混合数值计算方法。

一、公式的推导

设导电导磁体的电导率为λ，磁导率为μ，在谐变一次磁场作用下，导电导磁体内将产生涡旋电流和磁化磁矩，它们又产生二次场。一次场加二次场的总和场，应满足麦克斯韦方程组

$$\nabla\times E=i\omega\mu H \tag{3.6.1}$$

$$\nabla\times H=J \tag{3.6.2}$$

$$\nabla\cdot B=0 \tag{3.6.3}$$

$$\nabla\cdot D=0 \tag{3.6.4}$$

包括导电导磁体在内的全空间中，相当于存在三个场源：即载流线框、导电导磁体内的涡旋电流和磁化磁矩。所以（3.6.2）式中的J应为

$$J=J^p+J^s \tag{3.6.5}$$

J^p是载流线框中的电流密度，在线框以外等于零；J^s是导体内的涡流密度，有

$$J^s=\sigma E \tag{3.6.6}$$

E是导体内的总电场，在导体以外J^s等于零。

磁化磁矩在麦克斯韦方程中没有显式表达，不过可以推导出来，因为

$$\mu H=\mu_0[1+\kappa\cdot S(x,\ y,\ z)]H \tag{3.6.7}$$

$$S(x,\ y,\ z)=\begin{cases}1 & \text{在导体内}\\ 0 & \text{在导体外}\end{cases}$$

κ是导体的磁化率，并有关系式

$$M=\kappa H \tag{3.6.8}$$

M为磁化强度；H是导体内总磁场，所以有

$$\mu H=\mu_0 H+\mu_0 M^s \tag{3.6.9}$$

M^s是导体内的磁化强度，在导体外磁强化度等于零；μ_0为空气磁导率。

至此，已列出三个场源在麦克斯韦方程中的表达式，则空间任意一点总的电磁场是由这三个场源产生。根据电磁场叠加原理，每一对场只与相应的场源有关，而与其他场源无关，即总场是三个场源分别产生的场的代数和

$$E=E_p+E_s+E_n \tag{3.6.10}$$

$$H=H_P+H_e+H_m \tag{3.6.11}$$

下标P、e、m分别表示激发线框内一次电流、涡旋电流和磁化磁矩产生的场。

大家知道，由不同场源产生的电磁场，它们各自也应该满足麦克斯韦方程，即由涡流产生的场为

$$\begin{cases}\nabla\times E_e=i\omega\mu_0 H_e\\ \nabla\times H_e=J^s\\ \nabla\cdot H_e=0\\ \nabla\cdot E_e=0\end{cases} \tag{3.6.12}$$

由磁化磁矩产生的场为

$$\begin{cases}\nabla\times E_m=i\omega\mu_0 H_m+i\omega\mu_0 M^s\\ \nabla\times H_m=0\\ \nabla\cdot H_m=-\nabla\cdot M^s\\ \nabla\cdot E_m=0\end{cases} \tag{3.6.13}$$

由载流线框产生的场为

$$\nabla\times E_p=i\omega\mu_0 H_p \tag{3.6.14}$$

$$\nabla\times H_p=J^p \tag{3.6.15}$$

$$\nabla\cdot H_p=0 \tag{3.6.16}$$

$$\nabla\cdot E_p=0 \tag{3.6.17}$$

由（3.6.12）式和（3.6 13）式可分别导出

$$E_e=\frac{i\omega\mu_0}{4\pi}\int_v\frac{J^s}{r}dv' \tag{3.6.18}$$

$$H_e=\frac{1}{4\pi}\nabla\times\int_v\frac{J^s}{r}dv \tag{3.6.19}$$

$$E_m=\frac{i\omega\mu_0}{4\pi}\nabla\times\int_v\frac{M^s}{r}dv' \tag{3.6.20}$$

$$H_m=\frac{1}{4\pi}\nabla\nabla\cdot\int_v\frac{M^s}{r}dv' \tag{3.6.21}$$

式中积分是对导体进行；矢量算符∇是对研究点进行运算；r是研究点到导体的距离。由J^s和M^s所产生的场，在导体外部，即所要求解的异常场；在导体内部，它们作用于导体自身，亦就是互感场。从上列表达式中可以看到，要计算异常场，首先得求出未知函数J^s和M^s在导体内的分布。因此，先集中研究导体内部情况。

由公式（3.6 15）积分运算后可得导体内一次磁场H_P

$$H_p=\frac{3(M^p\cdot r)\cdot r}{4\pi r^5}-\frac{M^p}{4\pi r^3} \tag{3.6.22}$$

式中M^p为载流线框的磁距，是已知的；r为线框到研究点的距离。

导体内一次电场E_p的分布，可按照§3.3和§3.4节内所述方法求得的低频虚分量涡流密度J'，然后按关系式

$$J'=\sigma E_p \tag{3.6.23}$$

求得一次电场E_P值。

由已经分别导出的场与场源之间的关系，则总电场和总磁场就可写成

$$E=E_P+\frac{i\omega\mu_o}{4\pi}\int_{V'}\frac{J^s}{r}dv+\frac{i\omega\mu_o}{4\pi}\nabla\times\int_{V'}\frac{M^s}{r}dv' \tag{3.6.24}$$

$$H=H_P+\frac{1}{4\pi}\nabla\nabla\cdot\int_{V'}\frac{M^s}{r}dv+\frac{1}{4\pi}\nabla\times\int_{V'}\frac{J^s}{r}dv \tag{3.6.25}$$

依据关系式（3.6.6）、（3.6.8）和（3.6.23），就可得到导体内涡流密度和磁化强度的表达式

$$J^s=J^f+\frac{i\omega\mu_o\sigma}{4\pi}\int_{V'}\frac{J^s}{r}dv'+\frac{i\omega\mu_o\sigma}{4\pi}\nabla\times\int_{V'}\frac{M^s}{r}dv' \tag{3.6.26}$$

$$M^s=M^f+\frac{\kappa}{4\pi}\nabla\nabla\cdot\int_{V'}\frac{M^s}{r}dv'+\frac{\kappa}{4\pi}\nabla\times\int_{V'}\frac{J^s}{r}dv' \tag{3.6.27}$$

这就是所求的计算公式。

我们将用数值法求解上两式。先把整个导体分成N小块，并认为每一小块中的M^s和J^s为常数，取中心点的值作为此常数。这在数学上可表示为

$$M^s=\sum_{n=1}^{N}M_n^sP_n(x,y,z) \tag{3.6.28}$$

$$J^s=\sum_{n=1}^{N}J_n^sP_n(x,y,z) \tag{3.6.29}$$

$$P_n=\begin{cases}1 & \text{计算点在第}n\text{小块时}\\ 0 & \text{在其他小块}\end{cases}$$

这相当于用阶梯函数来代替连续函数。

将上两式代入（3.6.26）和（3.6.27）式，则有

$$J^s=J^f+\frac{i\omega\mu_0\sigma}{4\pi}\sum_{n=1}^{N}\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}\cdot J_n^s+\frac{i\omega\mu_0\sigma}{4\pi}\nabla\times\sum_{n=1}^{N}\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}M_n^s$$

$$M^s=M^f+\frac{\sigma}{4\pi}\sum_{n=1}^{N}\nabla\nabla\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}\cdot M_n^s+\frac{\kappa}{4\pi}\nabla\times\sum_{n=1}^{N}\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}J_n^s$$

$$G_n=\frac{i\omega\mu_0\sigma}{4\pi}\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}\qquad F_n=\frac{\kappa}{4\pi}\nabla\nabla\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}\qquad K_n=\frac{\kappa}{4\pi}\int_{V'_n}\frac{dv'}{r}$$

那么导体内任一小块m中心点的J_m^s和M_m^s为

$$J_m^s=J_m^f+\sum_{n=1}^{N}G_{mn}\cdot J_n^s+\nabla\times\sum_{n=1}^{N}G_{mn}\cdot M_n^s$$

$$M_m^s=M_m^f+\sum_{n=1}^{N}F_{mn}\cdot M_n^s+\nabla\times\sum_{n=1}^{N}K_{mn}\cdot J_n^s$$

换一种写法就是

$$\sum_{n=1}^{N}[\delta_{mn}-gG_{mn}]\cdot J_n^s-\nabla\times\sum_{n=1}^{N}gG_{mn}\cdot M_n^s=J_m^f \tag{3.6.30}$$

$$\sum_{n=1}^{N}[\delta_{mn}-gF_{mn}]\cdot M_n^s-\nabla\times\sum_{n=1}^{N}gK_{mn}\cdot J_n^s=M_m^f \tag{3.6.31}$$

式中

$$\delta_{mn}=\begin{cases} g & m=n \\ \theta & m\neq n \end{cases}$$

$$g=\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad \theta=\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

g和θ分别为单位并矢量和零并矢量，因为J^s和M^s都是矢量，所以它们系数应该用并矢量来表达。公式（3.6.30）和（3.6.31）是两个线性方程，系数元素可通过计算求得。

解上两式的联立线性方程组，需要机时较长，为了减小机时，采用了迭式的算法。即先人为的给出一个初值作为电流对磁矩的影响，计算磁矩，然后将算出的磁矩作为电流的影响，计算电流，再将计算出的电流作为对磁矩的影响，重新计算磁矩，再反复前面的步骤。由于电流与磁矩之间的牵制作用，迭代能够迅速收敛。

求得M^s和J^s后，则空间任一点的异常磁场为

$$H^s=\frac{1}{4\pi}\sum_{n=1}^{N}\nabla\nabla\int_{V'}\frac{dv'}{r}\cdot M_n^s+\frac{1}{4\pi}\nabla\times\sum_{n=1}^{N}\int_{V'}\frac{dv'}{r}J_n^s \qquad (3.6.32)$$

对于纯电性体问题，则M^s为零，只需计算J^s，不用迭代。对于纯磁性体问题，J^s为零，只要算M^s，也不用迭代。

上述数值计算法适用任何形式的场源。

二、计算结果

这一部分里，先介绍计算方法的验证，然后讲述板状导电导磁体异常的数值计算结果。

验证数值计算方法的正确性，采用均匀场中导电导磁立方体的数值计算结果与同体积的导电导磁球体的分析计算结果相对比。立方体模型的边长取60m，电导率$\sigma=0.91424S/m$，磁导率的比值$\mu/\mu_0=\mu_r=3$。同体积的球体的半径为37.22m。两模型的中心埋深相同，都为100m。在中心点的地面投影点上，计算了两模型体的垂直分量异常的频率特性曲线，如图3.6.1上所示。从图上看，除高频外基本吻合。高频端误差的产生，主要由于数值计算时，模型分块不能分得太多，因计算量接近于块数的三次方增大，所以不能较准确地反映出高频时趋肤现象。从对比结果来看，数值计算的方法在中、低频段是正确的，基本满足物探的要求。

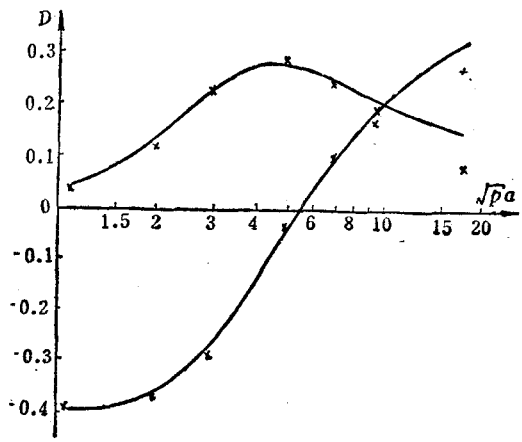


图 3.6.1 导电导磁立方体与球体频率特性对比

××× 立方体；—— 球体。 $p=\sigma\mu\omega$，$\mu_r=3$

Fig.3.6.1 Comparison of the frequency characteristic of a conducting and permeable cube (×××) with that for a sphere (——) $p=\sigma\mu\omega$, $\mu_r=3$

进行导电导磁薄板状体的数值计算，是采用垂直薄板的模型。取板的长度为200m，宽度$2a=120m$，厚度$z=15m$，顶端埋深为65m，电导率$\sigma=1S/m$，$\mu_r=2.5$和5。工作装置采用旁线（x、x）装置，即硬架式航电仪的装置，收发距为19.75m。在垂直顶点计算所得的异常频率特性曲线，如图

3.6.2所示。曲线总的规律与球体的相似。实分量在低频时，主要体现了磁性作用，μ_r值增大负异常也增大，临界频率亦提高。在同频时，主要体现电性作用，故不同μ_r的实分量曲线趋于同一渐近线。对于虚分量，不同μ_r的曲线相近似，最佳频率变化不大，只是μ_r大时虚分量值有所增大。

主剖面上的异常曲线，见图3.6.3。选用的三个工作频率是200Hz、1000Hz、4000Hz，$\mu_r=5$。从实分量剖面线来看，变化较复杂，这是由于实分量的异常为板面极化磁矩、厚度面极化磁矩和板面涡流所形成异常的总和，而且这三部分异常的相对作用随发射点的位置和频率的不同而改变。在低频时主要体现磁性作用，两个面极化磁矩异常叠加一起。随频率增高，板面涡流所产生的正异常增大，板面极化磁矩的负异常减小，所以板顶上方的异常值逐渐由负转正；两边的负异常主要由厚度面极化磁矩产生，故频率影响较小。

虚分量剖面曲线与纯电性体异常基本一致，主要由板面涡流所产生。

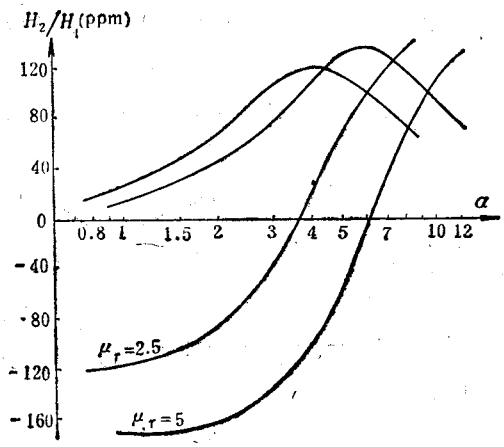


图 3.6.2 导电导磁薄板状体的频率特性曲线

$$a=\frac{4}{3}\sigma\mu\omega za$$

Fig.3.6.2 The frequency characteristic for a conducting and permeable thin plate

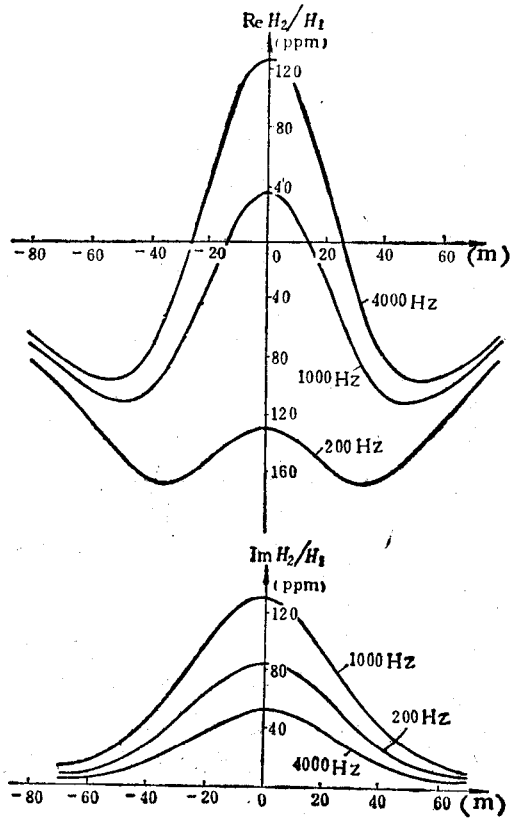


图 3.6.3 导电导磁薄板状体的剖面曲线

Fig. 3.6.3 The anomalous profile over a conducting and permeable thin plate

地信网
WWW.3S001.COM

第四章　复杂地电条件下的磁偶极子场

我国许多地区的地电条件比较复杂，特别是常常有导电性较好的覆盖层和氧化带，它们往往引起较强的干扰异常。为了区分和减弱它们的影响，就需要研究其规律。首先要了解水平层状介质上的磁偶极子场，这一问题同时也是磁偶极源电磁测深和电磁法用于地质填图的理论问题。本章里，笔者将把这几方面的内容统一起来，从简单到复杂，比较有系统地进行叙述。

第一节　无限均匀介质中的偶极子场

一、电偶极子在无限均匀介质中的电磁场

首先分析元电流的磁场。在球座标系中，设有沿Z轴方向的元电流$I\,dz$位于座标系的原点，它所产生的磁场只有分量H_φ，即

$$H_\varphi=I\,dz\frac{\sin\theta}{4\pi r^2},\qquad H_r=0,\qquad H_\theta=0$$

这里r为座标原点到观测点的距离；θ角为r与Z轴的夹角。

从$H=\mathrm{rot}A$出发，导出在球座标系中磁场的各分量为

$$H_\varphi=\frac{1}{r}\left[A_\theta+r\frac{\partial A_\theta}{\partial r}-\frac{\partial A_r}{\partial\theta}\right]=I\,dz\,\frac{\sin\theta}{4\pi r^2}$$

$$H_r=A_\varphi\cos\theta+\sin\theta\frac{\partial A_\varphi}{\partial\theta}-\frac{\partial A_\theta}{\partial\varphi}=0$$

$$H_\theta=\frac{\partial A_r}{\partial\varphi}-\sin\theta\ A_\varphi-r\sin\theta\frac{\partial A_\varphi}{\partial r}=0$$

由于元电流的场对Z轴对称，故有

$$\frac{\partial A_\theta}{\partial\varphi}=0,\qquad\frac{\partial A_r}{\partial\varphi}=0$$

把这两式代入上面的方程组可得

$$A_\theta+r\frac{\partial A_\theta}{\partial r}-\frac{\partial A_r}{\partial\theta}=I\,dz\frac{\sin\theta}{4\pi r}$$

$$A_\varphi\cos\theta+\sin\theta\frac{\partial A_\varphi}{\partial\theta}=0$$

$$-A_\varphi\sin\theta-r\sin\theta\frac{\partial A_\varphi}{\partial r}=0$$

显然有如下的等式可满足上面的方程组

$$A_r=I\,dz\frac{\cos\theta}{4\pi r}$$

$$A_\theta = -I\,dz\frac{\sin\theta}{4\pi r}$$

$$A_\varphi = 0$$

元电流的磁矢量势A的模为

$$A = \sqrt{A_r^2 + A_\theta^2} = \frac{I\,dz}{4\pi r}$$

A只是变量r的函数，而且它的方向平行于Z轴，因此可求得元电流磁矢量势的表达式为

$$A_z = \frac{I\,dz}{4\pi r} \qquad (4.1.1)$$

若元电流为一谐变电流，那么这谐变元电流的磁矢量势也平行于Z轴，而且只与变量r有关。从矢量势的波动方程出发可求出谐变元电流在球座标系中的矢量势

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial A_z}{\partial r}\right) + k^2 A_z = 0 \qquad (4.1.2)$$

上式也可写成

$$\frac{\partial^2(rA_z)}{\partial r^2} + k^2 r A_z = 0$$

此方程式解的一般表达式为

$$A_z = \frac{C_1 e^{ikr} + C_2 e^{-ikr}}{r}$$

因为k有正的虚分量部分，故C_2必须等于零，上式可写成

$$A_z = C_1\frac{e^{ikr}}{r} \qquad (4.1.3)$$

当频率等于0时，$k \to 0$，便成为直流元电流的矢量势，此时上式成为

$$A_z = \frac{C_1}{r}$$

此式与(4.1.1)式相比较，可得$C_1 = \frac{I\,dz}{4\pi}$，则谐变元电流的矢量势为

$$A_z = \frac{I\,dz}{4\pi}\frac{e^{ikr}}{r} \qquad (4.1.4)$$

谐变元电流可看成相距dz的正、负两电荷所产生，以q表示电荷的瞬时值，并设从正电荷到负电荷的方向与Z轴正向一致，则正电荷减小时，就有沿Z轴正向的元电流，电流的大小由下式表示

$$I' = -\frac{dq}{dt}$$

如果电荷是按谐变规律$q = q_0 e^{-i\omega t}$变化，则电流强度由下式表示

$$I' = i\omega q_0 e^{-i\omega t}$$

因此，电流强度的振幅与电偶极子的电荷幅值之间有关系式

$$I_0 = i\omega q_0 \qquad (4.1.5)$$

这就说明谐变元电流的场相当于谐变电偶极子的场。

如已知谐变电偶极子的矢量势表达式，即可按下面的等式导出磁场和电场各分量的表达式

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

$$E=i\omega\mu\left(A+\frac{1}{k^2}\text{grad div}A\right)$$

由于

$$A_\varphi=0,\qquad \frac{\partial A_\theta}{\partial\varphi}=0,\qquad \frac{\partial A_r}{\partial\varphi}=0$$

则有

$$H_\varphi=\frac{A_\theta}{r}+\frac{\partial A_\theta}{\partial r}-\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial\theta},\qquad H_r=0,\qquad H_\theta=0$$

已知

$$A_r=\frac{Idz}{4\pi}\frac{e^{ikr}}{r}\cos\theta,\qquad A_\theta=\frac{Idz}{4\pi}\cdot\frac{e^{ikr}}{r}\cdot\sin\theta \tag{4.1.6}$$

所以

$$H_\varphi=\frac{Idz}{4\pi}\frac{(1-ikr)e^{ikr}}{r^2}\sin\theta \tag{4.1.7}$$

用类似的方法可求得电场矢量的各分量。首先求出矢量势在球座标系中的散度

$$\text{div}A=\frac{1}{r^2\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial r}(r^2\sin\theta A_r)+\frac{\partial}{\partial\theta}(r\sin\theta A_\theta)+\frac{\partial}{\partial\varphi}(rA_\varphi)\right]$$

已知$A_\varphi=0$，A_r和A_θ已由(4.1.6)式给出，故有

$$\text{div}A=\frac{Idz}{4\pi}\frac{ikr-1}{r^2}\cos\theta\cdot e^{ikr} \tag{4.1.8}$$

又知在球座标系中的梯度各分量的表达式为

$$\text{grad}_r\psi=\frac{\partial\psi}{\partial r},\qquad \text{grad}_\theta\psi=\frac{\partial\psi}{r\partial\theta},\qquad \text{grad}_\varphi\psi=\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial\psi}{\partial\phi}$$

因此有

$$E_r=iw\mu\left(A_r+\frac{1}{k^2}\frac{\partial}{\partial r}\text{div}A\right),\qquad E_\theta=i\omega\mu\left(A_\theta+\frac{1}{k^2r}\frac{\partial}{\partial\theta}\text{div}A\right)$$

把A_r，A_θ和div$A$的表达式代入上两式中，即有

$$E_r=i\omega\mu\frac{Idz}{2\pi}\cos\theta\frac{e^{ikr}}{r}\frac{(1-ikr)}{k^2r^2} \tag{4.1.9}$$

$$E_\theta=i\omega\mu\frac{Idz}{4\pi}\sin\theta\frac{e^{ikr}}{r}\frac{1-ikr-k^2r^2}{k^2r^2} \tag{4.1.10}$$

依据上式可对近区和远区的场进行分析。在近区，由于观测点离电偶极子较近，故可设$|kr|\ll1$，这时H_φ、E_r和E_θ的表达式可写成

$$H_\varphi=\frac{Idz}{4\pi}\frac{\sin\theta}{r^2},\qquad E_r=i\omega\mu\frac{Idz}{2\pi}\cos\theta\frac{1}{k^2r^3}$$

$$E_\theta=i\omega\mu\frac{Idz}{4\pi}\cos\theta\frac{1}{k^2r^3}$$

从上面第一式不难看出，谐变元电流的近区磁场如同直流元电流在自由空间中的磁场。

关于近区电场分量的表达式，在代入式(4.1.5)后，可写成如下形式

$$E_r=i\omega\mu\frac{i\omega q_0dz}{4\pi}\frac{2\cos\theta}{k^2r^3}=\frac{\omega^2\mu}{2\pi}\frac{Q}{k^2}\frac{\cos\theta}{r^3}$$

$$E_\theta=i\omega\mu\frac{i\omega q_0dz}{4\pi}\frac{\sin\theta}{k^2r^3}=\frac{\omega^2\mu}{4\pi}\frac{Q}{k^2}\frac{\sin\theta}{r^3}$$

这里$Q=-q_0 dz$，通常称为电偶极矩，它的正向是从负电荷到正电荷。由于$k^2=\omega^2\mu\varepsilon+i\omega\sigma\mu$，并令$\overset{v}{\varepsilon}=\varepsilon+\frac{i\sigma}{\omega}$，则近区的电场分量表达式简化成

$$E_r=\frac{Q}{4\pi\overset{v}{\varepsilon}}\frac{2\cos\theta}{r^3}$$

$$E_\theta=\frac{Q}{4\pi\overset{v}{\varepsilon}}\frac{\sin\theta}{r^3}$$

所得公式实际为电偶极矩为Q的电偶极子在介电常数为$\overset{v}{\varepsilon}$的介质中所形成的电场表达式。

在远区，亦即$|kr|\gg 1$时场的各分量的表达式为

$$H_\varphi=-i\frac{I\,dz}{4\pi}k\frac{\sin\theta}{r}e^{ikr}$$

$$E_r=\omega\mu\frac{I\,dz}{4\pi}\frac{2\cos\theta}{r}\frac{e^{ikr}}{kr}$$

$$E_\theta=-i\omega\mu\frac{I\,dz}{4\pi}\frac{\sin\theta}{r}e^{ikr}$$

可见，E_r随r^{-2}减小，E_θ随r^{-1}减小，所以可认为远区只有H_φ和E_θ分量。

电偶极子场在远区（波区）的波阻抗Z_0为

$$Z_0=\frac{E_\theta}{H_\varphi}=\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

二、磁偶极子在无限均匀介质中的电磁场

前述电偶极子的矢量势用电偶极矩Q来表示时可写成

$$A_z=-\frac{i\omega Q}{4\pi}\frac{e^{ikr}}{r}\qquad(4.1.11)$$

由于电偶极子场与磁偶极子场的对称，知道了电偶极子场的分布规律后，就可较方便地求得磁偶极子场。设磁偶极线圈的面积为S，通过线圈的电流为I，则这偶极线圈的磁矩$m=IS$。为了便于同电偶极子场对比，特取$m'=\mu m$。

这样只需将（4.1.11）式中的Q以m'代替，就可得到磁偶极子场的电矢量势A_z^*，其表达式为

$$A_z^*=-i\omega\frac{\mu m}{4\pi}\cdot\frac{e^{ikr}}{r}\qquad(4.1.12)$$

在电偶极子磁场和电场各分量表达式（4.1.7），（4.1.9）和（4.1.10）中，把磁场H换成电场E，电场E换成磁场H，$I\,dz$以$-i\omega m'$代替，μ用$\overset{v}{\varepsilon}$代替，便可获得在均匀介质中谐变磁偶极子场各分量的表达式为

$$\begin{aligned}
H_r&=m\frac{k^3e^{ikr}}{2\pi}\left[\frac{1}{(kr)^3}-i\frac{1}{(kr)^2}\right]\cos\theta\\
H_\theta&=m\frac{k^3e^{ikr}}{4\pi}\left[\frac{1}{(kr)^3}-i\frac{1}{(kr)^2}-\frac{1}{(kr)}\right]\sin\theta\\
E_\varphi&=-m\frac{i\omega\mu k^2e^{ikr}}{4\pi}\left[\frac{1}{(kr)^2}-\frac{i}{(kr)}\right]\sin\theta
\end{aligned}\qquad(4.1.13)$$

在近区，当$|kr|\ll 1$时，上式变为

$$H_r=\frac{m}{2\pi r^3}\cos\theta,\qquad H_\theta=\frac{m}{4\pi r^3}\sin\theta,\qquad E_\varphi=-\frac{i\omega\mu m}{4\pi r^2}\sin\theta \quad (4.1.14)$$

可以看出近区的磁场分量如同自由空间中的磁场，这也是把高阻围岩视作空气的理论根据。由上式也可看制，当r增大时，磁场分量比电场分量减弱得快，而且磁场分量与线圈电流同相位，电场分量与线圈电流有90°的相位差异。

在远区（波区），（4.1.13）式可写成

$$H_r=\frac{2H_0}{|k|}\frac{e^{-br}}{r^2}\cos\theta e^{i\left(ar-\frac{\pi}{2}+\frac{1}{2}\operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)}$$

$$H_\theta=-H_0\frac{e^{-br}}{r}\sin\theta e^{i\left(ar+\operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)} \quad (4.1.15)$$

$$E_\varphi=-E_0\frac{e^{-br}}{r}\sin\theta e^{i\left(ar+\frac{1}{2}\operatorname{arctg}\frac{b}{a}\right)}$$

这里H_0和E_0的数值分别为

$$H_0=\frac{m}{4\pi}\mu|\varepsilon|\omega^2$$

$$E_0=\frac{m}{4\pi}\mu\sqrt{\mu|\varepsilon|}\omega^2 \quad (4.1.16)$$

式中a和b分别为波数k的实部和虚部。

不难看出，磁偶极子场在波区的波阻抗与电偶极子的相等

$$Z_0=\frac{E_\varphi}{H_\theta}=\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (4.1.17)$$

第二节　均匀大地上的垂直磁偶极子场

先假设垂直磁偶极子放在离地面一定高度h的上半空间中，上半部介质的波数为k_1，下半部均匀大大地的波数为k_2。取直角座标系的原点在偶极子中心，Z轴与磁矩方向一致，垂直向下。

在给定条件下，场的分布对Z轴对称，而且电场分量均在水平面内，所以采用电矢量势A^*来求电磁场的各分量比较方便。显然此时只有沿Z轴方向的矢量势A_z^*，而$A_y^*=A_x^*=0$。故解波动方程$\nabla^2A_z^*+k^2A_z^*=0$就可求得A_z^*。

大家知道，在圆柱座标系中，波动方程$\nabla^2A+k^2A=0$的积分式通解为

$$A=\int_0^\infty\sum_{n=0}^\infty\Big\{\left(C_1e^{\sqrt{\lambda^2-k^2}z}+C_2e^{-\sqrt{\lambda^2-k^2}z}\right)\cos n\varphi+$$

$$+\left(D_1e^{\sqrt{\lambda^2-k^2}z}+D_2e^{-\sqrt{\lambda^2-k^2}z}\right)\sin n\varphi\Big\}J_n(\lambda r)\,d\lambda \quad (4.2.1)$$

这里C_1，C_2，D_1和D_2都是常数，由具体情况所确定。在本问题所给条件下，场的分布对Z轴对称，故（4.2.1）式中不能含有$\sin n\varphi$的项，常数D_1和D_2应等于0。再则，为了满足边界条件，（4.2.1）式中的n必须等于0。在上半空间中当z取$-\infty$时，场应为0，故需常数

C_2等于0才能满足。在上半空间中含有偶极源，所以源的矢量势应包含在通解中。这样就可写出上半空间A^*_{z1}的表达式为

$$A^*_{z1}=q\frac{e^{ik_1R}}{R}+\int_0^\infty C_1e^{R_1z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.2.2)$$

这里$p=-i\omega\frac{\mu m}{4\pi}$，$m$为偶极子的磁矩；$R=\sqrt{r^2+z^2}$，$R_1=\sqrt{\lambda^2-k_1^2}$。

在下半空间，当z为无穷大时，场应为0，需$C_1=0$才能满足。故下半空间A^*_{z2}的表达式为

$$A^*_{z2}=\int_0^\infty C_2e^{-R_2z}J_0(\lambda r)\,d\lambda$$

这里$R_2=\sqrt{\lambda^2-k_2^2}$。

下面以α代替常数C_1，以β代替C_2，要确定这两积分常数，需要利用边界条件。当$\mu_1=\mu_2=\mu_0$，$z=h$时，边界条件为

$$A^*_{z1}=A^*_{z2}\qquad \mathrm{div}A^*_1=\mathrm{div}A^*_2$$

为了便于计算，对（4.2.2）式右端第一项进行如下的拉氏变换

$$\frac{e^{ik_1R}}{R}=\int_0^\infty\frac{\lambda}{R_1}e^{\pm R_1z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad E\geqslant 0 \qquad (4.2.3)$$

因在界面附近$z>0$，故此时（4.2.2）式应为

$$A^*_{z1}=\int_0^\infty\left(\frac{p\lambda}{R_1}e^{-R_1z}+\alpha e^{R_1z}\right)J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.2.4)$$

按边界条件有

$$\begin{cases}p\dfrac{e^{-R_1h}}{R_1}\lambda+\alpha e^{R_1h}=\beta e^{-R_2h}\\ -p\lambda e^{-R_1h}+\alpha R_1e^{R_1h}=-\beta R_2e^{-R_2h}\end{cases}$$

解此联立方程，可得α和β值如下

$$\alpha=p\frac{\lambda}{R_1}\frac{R_1-R_2}{R_1+R_2}e^{-2R_1h},\qquad \beta=p\frac{2\lambda}{R_1+R_2}e^{-(R_1-R_2)h}$$

这样矢量势的表达式为

$$A^*_{z1}=p\int_0^\infty\frac{\lambda}{R_1}\left(1+\frac{R_1-R_2}{R_1+R_2}e^{-2R_1h}\right)e^{R_1z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad z<0$$

$$A^*_{z2}=p\int_0^\infty\frac{2\lambda}{R_1+R_2}e^{-(R_1-R_2)h-R_2z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad z>0$$

现再假设偶极子的高度$h=0$，即将垂直磁偶极子放在地面，这时矢量势有较简单的表达式。

上半空间

$$A^*_{z1}=p\int_0^\infty\frac{2\lambda}{R_1+R_2}e^{R_1z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.2.5)$$

下半空间

$$A^*_{z2}=p\int_0^\infty \frac{2\lambda}{R_1+R_2}e^{-R_2 z}J_0(\lambda r)\ d\alpha \qquad (4.2.6)$$

按照$E=\mathrm{rot}A^*_{z2}$可求得下半空间电场的各分量，它们分别为

$$E_x=-\frac{y}{r}\ p\int_0^\infty \frac{2\lambda^2}{R_1+R_2}e^{-R_2 z}J_1(\lambda r)\ d\lambda$$

$$E_y=\frac{x}{r}p\int_0^\infty \frac{2\lambda^2}{R_1+R_2}e^{-R_2 z}J_1(\lambda r)\ d\lambda$$

$$E_z=0$$

还可照下面关系式转换成圆柱座标的径向和切向分量

$$E_r=E_x\cos\varphi+E_y\sin\varphi,\qquad E_\varphi=-E_x\sin\varphi+E_y\cos\varphi$$

则有

$$E_r=0$$

$$E_\varphi=2p\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{R_1+R_2}e^{-R_2 z}J_1(\lambda r)\ d\lambda$$

$$=-2p\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty \frac{1}{R_1+R_2}e^{-R_2 z}J_0(\lambda r)\ d\lambda$$

可由下式获得上半空间的磁场

$$H_1=-i\omega\overset{v}{\varepsilon}\left(A^*_{z1}+\frac{1}{k_1^2}\mathrm{grad}\ \mathrm{div}A^*_{z1}\right)$$

因此，磁场各分量的表达式为

$$H_x=-i\frac{\omega\overset{v}{\varepsilon}}{k_1^2}\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}A^*_{z1},\qquad H_y=-i\frac{\omega\overset{v}{\varepsilon}}{k_1^2}\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}A^*_{z1},$$

$$H_z=-i\omega\overset{v}{\varepsilon}\left(A_{z1}+\frac{1}{k_1^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}A^*_{z1}\right)$$

转换成圆柱座标系后则为

$$H_r=-i\frac{\omega\overset{v}{\varepsilon}}{k_1^2}2p\frac{\partial^2}{\partial r\partial z}\int_0^\infty \frac{1}{R_1+R_2}e^{R_1 z}J_0(\lambda r)\ d\lambda$$

$$H_\varphi=0$$

$$H_z=-i\frac{\omega\overset{v}{\varepsilon}}{k_1^2}2p\left[k_1^2\int_0^\infty \frac{1}{R_1+R_2}e^{R_1 z}J_0(\lambda r)\ d\lambda\right.$$

$$\left.+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\int_0^\infty \frac{1}{R_1+R_2}e^{R_1 z}J_0(\lambda r)\ d\lambda\right]$$

可见，在H_r和H_z的表达式中需求下列积分

$$I_1=\int_0^\infty \frac{1}{R_1+R_2}e^{R_1 z}J_0(\lambda r)\ d\lambda$$

求出I_1后，再取上半空间的波数$k_1=0$，$z=0$，就获得地面上各场分量的表达式

$$E_\varphi=i\frac{\omega\mu_0 m}{4\pi}\cdot\frac{2}{k_2^2r^4}\left[3-(3-3ik_2r-k_2^2r^2)e^{ik_2r}\right] \tag{4.2.7}$$

$$H_z=-\frac{m}{4\pi r^3}\cdot\frac{2}{k_2^2r^2}\left[9-(9-9ik_2r-4k_2^2r^2+ik_2^3r^3)e^{ik_2r}\right] \tag{4.2.8}$$

$$H_r=\frac{m}{4\pi r^3}\cdot\frac{i\pi}{2}k_2^2r^2\left[H_1^{(1)}\left(\frac{k_2r}{2}\right)J_1\left(\frac{k_2r}{2}\right)-H_2^{(1)}\left(\frac{k_2r}{2}\right)J_2\left(\frac{k_2r}{2}\right)\right] \tag{4.2.9}$$

我们把场的各分量写成如下的简便形式

$$E_\varphi=i\frac{\omega\mu_0 m}{4\pi r^2}\cdot e_\varphi,\qquad H_r=\frac{m}{4\pi r^3}h_r,\qquad H_z=-\frac{m}{4\pi r^3}h_z$$

而e_φ、h_z和h_z都是参数$p=|k_2|r$的函数，表示下半空间介质对场的影响。它们随参数变化的计算结果，绘成振幅、相位、虚、实分量的曲线表示在图4.2.1上。

下面，再来分析近区和远区场的变化规律。

在近区，可假设$|k_2r|\ll 1$，再把e^{ik_2r}展开成级数，$e^{ik_2r}=1+ik_2r-\frac{k_2^2r^2}{2}+\cdots\cdots$。

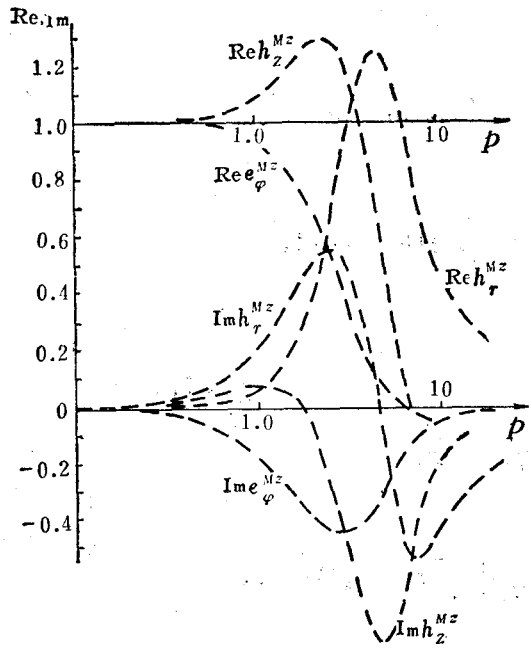


图 4.2.1 均匀半空间上垂直磁偶极子的正常场

Fig. 4.2.1 The electromagnetic response for a homogeneous conducting half space with a vertical magnetic dipole

经简单的转换后可得结果为

$$\left.\begin{aligned}E_\varphi&=i\frac{\omega\mu_0 m}{4\pi r^2}\\H_r&=-i\frac{\mu_0\omega\sigma_2 m}{16\pi r}\\H_z&=-\frac{m}{4\pi r^3}\end{aligned}\right\} \tag{4.2.10}$$

由此可见当工作频率较低，在离发射线圈较近的地方，电场E_φ和磁场H_z分量均不受均匀大地的影响，如同在自由空间中一样。这就是无参考线虚分量仪取参考场的理论依据，在近区取一次场方向的磁场H_z作为参考场是完全可以的。磁场的H_r分量为纯二次场，它的相位角与一次场相差90°，故只有虚分量。H_r的数值与工作频率及大地的电导率成正比，这与小参数的局部导体异的规律相一致。观测H_r的虚分量值可以计常算均匀大地的电导率，其公式是

$$\mathrm{Im}H_r=\frac{\mu_0\omega m\sigma_2}{16\pi r}$$

所以

$$\sigma_2=\frac{16\pi r\cdot\mathrm{Im}H_r}{\mu_0\omega m} \tag{4.2.11}$$

虚分量电磁法用于地质填图时，若采用同线（z、x）装置或旁线（z、y）装置进行工

作，那么式（4.2.11）就是计算视电导率的公式。

在远区，$|k_2 r| \gg 1$，可以导出

$$E_\varphi = -\frac{3m\rho_2}{2\pi r^4}$$

$$H_r = (1+i)\frac{3m}{4\pi r^4}\sqrt{\frac{2\rho_2}{\mu_0\omega}} \qquad (4.2.12)$$

$$H_z = -i\frac{9m\rho_2}{2\pi\mu_0\omega r^5}$$

垂直磁偶极子在波区的场强随r的衰减较快，故用垂直磁极子作场源的电磁测深不能选用过大的r，否则有用信号太弱难於观测。在远区的波阻抗为

$$Z_0 = \frac{|E_\varphi|}{|H_r|} = \frac{\omega\mu_0}{k_2}$$

大地电阻率为

$$\rho_2 = \frac{1}{\omega\mu_0}\frac{|E_\varphi|^2}{|H_r|^3}$$

第三节　二层介质上的垂直磁偶极子场

解决这一问题的方法与前一节相类似。首先假设垂直磁偶极子位於离地面h_0高的地方，这样把整个空间看成由两个水平面分割成的三层介质：上半空间的波数为k_0；下面第一层的波数为k_1；下面第二层的波数为k_2。取直角座标系的原点位於偶极子处，Z轴与磁矩方向一致，垂直向下，X和Y轴为水平轴。

与前一节相似，电矢量势在三层介质中都只有垂直分量A_z^*，$A_x^* = A_y^* = 0$。同样可以从圆柱座标系中波动方程的通解，写出各层矢量势A_z^*的表达式。上半空间和第二层矢量势的表达式与上节一样，第一层中，由於z不趋於无限大，所以两积分常数α_1和β_1均不能为0。这样三层的矢量势表达式应该是

$$\left.\begin{aligned} A_{Z0}^* &= p\frac{e^{ik_0 r}}{R} + p\int_0^\infty \alpha_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}\,z} J_0(\lambda r)\, d\lambda \\ A_{Z1}^* &= p\int_0^\infty \left(\alpha_1 e^{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,z} + \beta_1 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,z}\right) J_0(\lambda r)\, d\lambda \\ A_{Z2}^* &= p\int_0^\infty \beta_2 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_2^2}\,z} J_0(\lambda r)\, d\lambda \end{aligned}\right\} \qquad (4.3.1)$$

这里$p = -i\omega\frac{\mu_0 m}{4\pi}$，$R = \sqrt{r^2+z^2}$，$r = \sqrt{x^2+y^2}$。

设各层磁导率全等於空气磁导率μ_0，则电矢量势的边界条件为

$$A_{Zi}^* = A_{Z(i+1)}^*,\quad \mathrm{div}A_i^* = \mathrm{div}A_{(i+1)}^*$$

A_{Z0}^*的第一项进行拉氏变换后，再利用边界条件，则在第一界面上（$z=h_0$）可得等式

$$\int_0^\infty \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}} e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,h_0} J_0(\lambda r)\, d\lambda + \int_0^\infty \alpha_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}\,h_0} J_0(\lambda r)\, d\lambda$$

$$=\int_0^\infty \left(\alpha_1 e^{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,h_0} + \beta_1 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,h_0} \right) J_0(\lambda r)\, d\lambda$$

$$-\int_0^\infty \lambda e^{-\sqrt{\lambda^2-k_0^2}\,h_0} J_0(\lambda r)\, d\lambda + \int_0^\infty \alpha_0 \sqrt{\lambda^2-k_0^2}\, e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}\,h_0} J_0(\lambda r)\, d\lambda$$

$$=\int_0^\infty \left(\alpha_1 \sqrt{\lambda^2-k_1^2}\, e^{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,h_0} - \beta_1 \sqrt{\lambda^2-k_1^2}\, e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,h_0} \right) J_0(\lambda r)\, d\lambda$$

令$\sqrt{\lambda^2-k_0^2}=R_0$，$\sqrt{\lambda^2-k_1^2}=R_1$，上式可变为

$$\frac{\lambda}{R_0} e^{-R_0 h_0} + \alpha_0 e^{R_0 h_0} = \alpha_1 e^{R_1 h_0} + \beta_1 e^{-R_1 h_0}$$

$$-\lambda e^{-R_0 h_0} + \alpha_0 R_0 e^{R_0 h_0} = \alpha_1 R_1 e^{R_1 h_0} - \beta_1 R_1 e^{-R_1 h_0}$$

在第二界面上$z=h_0+h$，$R_2=\sqrt{\lambda^2-k_2^2}$，同样可得

$$\alpha_1 e^{R_1(h_0+h)} + \beta_1 e^{-R_1(h_0+h)} = \beta_2 e^{-R_2(h_0+h)}$$

$$\alpha_1 R_1 e^{R_1(h_0+h)} - \beta_1 R_1 e^{-R_1(h_0+h)} = -\beta_2 R_2 e^{-R_2(h_0+h)}$$

现把偶极子置於地面上，即使$h_0=0$，上述等式可化简如下

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\lambda}{R_0}+\alpha_0=\alpha_1+\beta_1 \\ &-\lambda+\alpha_0 R_0=\alpha_1 R_1-\beta_1 R_1 \\ &\alpha_1 e^{R_1 h}+\beta_1 e^{-R_1 h}=\beta_2 e^{-R_2 h} \\ &\alpha_1 R_1 e^{R_1 h}-\beta_1 R_1 e^{-R_1 h}=-\beta_2 R_2 e^{-R_2 h} \end{aligned}\right\} \qquad (4.3.2)$$

解此方程组可得

$$\alpha_0=\frac{\lambda}{R_0}\,\frac{(R_0-R_1)(R_1+R_2)e^{R_1 h}+(R_0+R_1)(R_1-R_2)e^{-R_1 h}}{(R_0+R_1)(R_1+R_2)e^{R_1 h}+(R_0-R_1)(R_1-R_2)e^{-R_1 h}}$$

$$\alpha_1=\frac{2\lambda(R_1-R_2)e^{-R_1 h}}{(R_0+R_1)(R_1+R_2)e^{R_1 h}+(R_0-R_1)(R_1-R_2)e^{-R_1 h}}$$

$$\beta_1=\frac{2\lambda(R_1+R_2)e^{hR_1}}{(R_0+R_1)(R_1+R_2)\,e^{R_1 h}+(R_0-R_1)(R_1-R_2)\,e^{-R_1 h}}$$

$$\beta_2=\frac{4\lambda R_1}{(R_0+R_1)(R_1+R_2)\,e^{(R_1-R_2)h}+(R_0-R_1)(R_1-R_2)\,e^{-(R_1+R_2)h}}$$

用a表示 $\frac{R_1-R_2}{R_1+R_2}e^{-2R_1 h}$，$b$表示 $\frac{R_0-R_1}{R_0+R_1}$，则系数可写成

$$\alpha_0=\frac{\lambda}{R_0}-\frac{2\lambda}{R_0}\,\frac{R_1}{R_0+R_1}\,\frac{1-a}{1+ab}$$

$$\alpha_1=\frac{2\lambda}{R_0+R_1}\,\frac{a}{1+ab}$$

$$\beta_1=\frac{2\lambda}{R_0+R_1}\cdot\frac{1}{1+ab}$$

当只求解地表的场时，可不考虑系数β_2。

把这些系数代入A^*_{z0}和A^*_{z1}的表达式中，则有

$$A^*_{z0}=2p\int_0^\infty \frac{\lambda}{R_0+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}e^{R_0 z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.3.3)$$

$$A^*_{z1}=2p\int_0^\infty \frac{\lambda}{R_0+R_1}\cdot\frac{ae^{R_1 z}+e^{-R_1 z}}{1+ab}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.3.4)$$

按公式$E=\mathrm{rot}A^*$来计算，可得第一层的电场分量

$$E_x=\frac{\partial A^*_{z1}}{\partial y}=-\frac{2py}{r}\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{R_0+R_1}\cdot\frac{ae^{R_1 z}+e^{R_1 z}}{1+ab}J_0(\lambda r)\,d\lambda$$

$$E_y=-\frac{\partial A^*_{z1}}{\partial x}=\frac{2px}{\lambda}\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{R_0+R_1}\cdot\frac{ae^{R_1 z}+e^{-R_1 z}}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$E_z=0$$

按公式$H=-i\omega\varepsilon\left(A^*+\frac{1}{k^2}\mathrm{grad}\ \mathrm{div}A^*\right)$来计算上半空间的磁场，可得

$$H_x=-\frac{m}{2\pi}\cdot\frac{x}{r}\int_0^\infty \frac{\lambda^2 R_0}{R_0+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}e^{R_0 z}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$H_y=-\frac{m}{2\pi}\cdot\frac{y}{r}\int_0^\infty \frac{\lambda^2 R_0}{R_0+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}e^{R_0 z}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$H_z=-\frac{k_0^2 m}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda}{R_0+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}e^{R_0 z}J_0(\lambda r)\,d\lambda-$$

$$-\frac{m}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda R_0^2}{R_0+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}e^{R_0 z}J_0(\lambda r)\,dr$$

如果取上半空间的波数$k_0=0$，令$z=0$，就可得到地面上电磁场的各分量

$$E_x=i\omega\mu_0\frac{m}{2\pi}\sin\varphi\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\lambda+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$E_y=-i\omega\mu_0\frac{m}{2\pi}\cos\varphi\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\lambda+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$H_x=-\frac{m}{2\pi}\cos\varphi\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{\lambda+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$H_y=-\frac{m}{2\pi}\sin\varphi\int_0^\infty \frac{\lambda^3}{\lambda+R_1}\cdot\frac{1+a}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda$$

$$H_z=-\frac{m}{2\pi}\int_0^\infty \frac{1+a}{1+ab}\frac{\lambda^3}{\lambda+R_1}J_0(\lambda r)\,d\lambda$$

转换成圆柱座标系则有

$$E_r=0$$

$$E_\varphi=-i\omega\mu_0\frac{m}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\lambda+R_1}\frac{1+a}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.3.5)$$

$$H_r=-\frac{m}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda_3}{\lambda+R_1}\frac{1+a}{1+ab}J_1(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.3.6)$$

$$H_\varphi=0$$

$$H_z=-\frac{m}{2\pi}\int_0^\infty \frac{\lambda_3}{\lambda+R_1}\frac{1+a}{1+ab}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.3.7)$$

以上各式的被积函数比较复杂，较简单的求积方法是数值积分。

分析上面磁场各分量的表达式可以看出，二层大地的$H_\varphi=0$，它与均匀大地时一样，表明导电覆盖层对地面上H_φ分量不产生影响。旁线（z、x）装置观测的是H_φ分量，所以受导电覆盖层的影响很小。旁线（z、x）装置既没有一次场和均匀大地的背景值，也没有覆盖层的背景值，因此它具有较强的发现导电覆盖层下局部导体导常的能力．与这一装置等效的旁线（x、z）装置同样如此。

磁场H_r分量由下半空间两层介质所引起属纯二次场，故欲研究覆盖层和基底电性等问题，用H_r分量较合适，这就需要采用同线（z、x）装置或旁线（z、y）装置。

垂直磁偶极子在多层介质上的电磁场计算方法与上相似，只需把电矢量势的出发公式（4.3.1）向多层递推即可。

第四节　均匀大地上水平磁偶极子场

一、矢势及电磁场各分量的一般表达式

假设谐变的水平磁偶极子位于上半空间，离地面的高度为h。取直角座标系的原点在偶极子中心，X轴水平，与磁矩所向一致，Z轴垂直向下。上半空间介质的波数为k_0，下部均匀大地的波数为k_1，两半空间介质的磁导率均为μ_0（空气的）。

水平磁偶极子场与前述垂直磁偶极子场不同。由於磁矩与分界面平行，所以场已不对称於磁矩的轴线，而是对称於XOZ垂直面，于是电矢量势存在两个A_x^*和A_z^*，而因为A_y^*不能对对称於XOZ垂直面，所以不存在。故应首先求A_x^*和A_z^*的表达式。

必须考虑两点，一是在无穷远处矢量势$A^*=0$；二是离磁偶极子很近的地方，场的分布与在均匀介质中相同。根据这两点及矢量势波动方程的一般解（4.2.1）式，可写出上半空间矢量势A_{x0}^*的表达式为

$$A_{x0}^*=p\frac{e^{ik_0R}}{R}+p\int_0^\infty a_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.4.1)$$

这里 $p=-i\omega\frac{\mu_0 m}{4\pi}$，$R=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$，$r=\sqrt{x^2+y^2}$。

上式右边第一项就是均匀介质中的势，也叫做一次势，它是波动方程的一个特解。第二项可看成下半空间介质存在而引起的势，故可称为二次势。

沿Z轴方向的矢量势A^*_{z0}的表达式，可从矢量势散度的连续性来考虑，在当前讨论的问题中，矢量势的散度为$\mathrm{div}A^*=\frac{\partial A^*_x}{\partial x}+\frac{\partial A^*_z}{\partial z}$。将（4.4.1）式右端第一项经拉氏变换后，可以看出A^*_{x0}只含有零阶贝塞尔函数，而$\frac{\partial A^*_{x0}}{\partial x}$中则含有一阶贝塞尔函数。要使$\mathrm{div}A^*$连续的边界条件得到满足，$A^*_{z0}$必须含有一阶贝塞尔函数，这说明$A^*_z$必须具有$\frac{\partial A^*_x}{\partial x}$的形式，因此可以写出

$$A^*_{z0}=p\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\infty \beta_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}z}J_0(\lambda r)\,d\lambda$$

$$=p\frac{x}{r}\int_0^\infty \lambda\beta_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}z}J_1(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.4.2)$$

下半空间的矢量势为二次势，它们的表达式可直接写出如下

$$A^*_{x1}=p\int_0^\infty \alpha_1 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \qquad (4.4.3)$$

$$A^*_{z1}=p\frac{x}{r}\int_0^\infty \beta_1\lambda e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}z}J_1(\lambda r)d\lambda \qquad (4.4.4)$$

系数α_0，β_0，α_1和β_1可利用边界条件来确定，现在的边界条件为

$$\overset{v}{\varepsilon}_0 A^*_{x0}=\overset{v}{\varepsilon}_1 A^*_{x1} \qquad \frac{\partial A^*_{x0}}{\partial z}=\frac{\partial A^*_{x1}}{\partial z}$$

$$A^*_{z0}=A^*_{z1} \qquad \mathrm{div}A^*_0=\mathrm{div}A^*_1$$

当$z=h$时，可得下面四个等式

$$\overset{v}{\varepsilon}_0\left(\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}h}+\alpha_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}\right)=\overset{v}{\varepsilon}_1\alpha_1 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}h}$$

$$-\lambda e^{-\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}+\sqrt{\lambda^2-k_0^2}\,\alpha_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}=-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}\,\alpha_1 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}h}$$

$$\beta_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}=\beta_1 e^{\sqrt{\lambda^2-k_1^2}h}$$

$$\frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}}e^{-\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}+\alpha_0 e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}+\beta_0\sqrt{\lambda^2-k_0^2}e^{\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}$$

$$=\alpha_1 e^{-\sqrt{\lambda^2-k_0^2}h}-\beta_1\sqrt{\lambda^2-k_1^2}e^{-\sqrt{\lambda^2-k_1^2}h}$$

把水平磁偶极子移到界面上，则$h=0$，并设$R_0=\sqrt{\lambda^2-k_0^2}$，$R_1=\sqrt{\lambda^2-k_1^2}$，这样上述等式可写成为

$$\overset{v}{\varepsilon}_0\left(\frac{\lambda}{R_0}+\alpha_0\right)=\varepsilon_1\alpha_1$$

$$-\lambda+R_0\alpha=-R_1\alpha_1$$

$$\beta_0=\beta_1$$

$$\frac{\lambda}{R_0}+\alpha_0+\beta_0R_0=\alpha_1-\beta_1R_1$$

从第一和第二两式可解得

$$\alpha_0=\frac{\lambda(R_0k_1^2-R_1k_0^2)}{R_0(R_0k_1^2+R_1k_0^2}$$

$$\alpha_1=\frac{2k_0^2\lambda}{(R_0k_1^2+R_1k_0^2)}$$

把所得α_0和α_1代入第四式，再解其余两式组成的方程组，则可得

$$\beta_0=\beta_1=\frac{2\lambda}{R_0+R_1}\quad\frac{k_0^2-k_1^2}{R_0k_1^2+R_1k_0^2}$$

这样，矢量势有如下形式的表达式

上半空间：

$$A^*_{x0}=2p\int_0^\infty\frac{\lambda k_1^2}{R_0k_1^2+R_1k_0^2}e^{R_0z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \tag{4.4.5}$$

$$A^*_{z0}=2p\frac{x}{r}\int_0^\infty\frac{\lambda}{R_0+R_1}\frac{k_0^2-k_1^2}{R_0k_1^2+R_1k_0^2}e^{R_0z}J_1(\lambda r)\,d\lambda \tag{4.4.6}$$

下半空间：

$$A^*_{x1}=2p\int_0^\infty R\frac{k_0^2\lambda}{k^2-+R_1k_0^2}e^{-R_1z}J_0(\lambda r)\,d\lambda \tag{4.4.7}$$

$$A^*_{z1}=2p\int_0^\infty\frac{x}{r}\frac{\lambda^2}{R_0+R_1}\frac{k_0^2-k_1^2}{R_0k_1^2+R_1k_0^2}e^{-R_1z}J_1(\lambda r)\,d\lambda \tag{4.4.8}$$

由下两式

$$E=\mathrm{rot}A^*$$

$$H=-i\omega^{\nu}_{\varepsilon}\left(A^*+\frac{1}{k^2}\mathrm{grad\ div}A\right)$$

可以导出电磁场的各分量。

现设$k_0=0$，亦即忽略上半空间的传导和位移电流，并令$z=0$，就可得地表面上电磁场各分量的表达式

$$H_x=\frac{m}{4\pi r^3}\frac{2}{k_1^2r^2}\left\{e^{ik_1r}(3-3ik_1r-k_1^2r^2)-(3+k_1^2r^2)+\right.$$

$$\left.+\frac{x^2}{r^2}[(15+3k_1^2r^2)-e^{ik_1r}(15-15ik_1r-6k_1^2r^2+ik_1^3r^3)]\right\}$$

$$H_y=\frac{m}{4\pi r^3}\frac{2xy}{r^2}\frac{1}{k_1^2r^2}[(15+3k_1^2r^2)-e^{ik_1r}(15-15ik_1r-ik_1^2r^2+ik_1^3r^3)]$$

$$H_z=\frac{m}{4\pi r^3}\frac{x}{r}\frac{i\pi k_1^2r^2}{2}\left[J_1\left(\frac{k_1r}{2}\right)H^{(1)}_1\left(\frac{k_1r}{2}\right)-J_2\left(\frac{k_1r}{2}\right)H^{(1)}_2\left(\frac{k_1r}{2}\right)\right]$$

$$E_x=\frac{i\omega\mu_0m}{4\pi r^2}i\pi\frac{2xy}{r^2}\left[J_2\left(\frac{k_1r}{2}\right)H^{(1)}_1\left(\frac{k_1r}{2}\right)+J_1\left(\frac{k_1r}{2}\right)H^{(1)}_2\left(\frac{k_1r}{2}\right)\right]$$

$$E_y=\frac{i\omega\mu_0m}{4\pi r^2}i\pi\left\{J_1\left(\frac{k_1r}{2}\right)H^{(1)}_1\left(\frac{k_1r}{2}\right)-\frac{k_1r}{2}\frac{x^2}{r^2}\left[J_2\left(\frac{k_1r}{2}\right)\right.\right.$$

$$H_1^{(1)}\left(\frac{k_1 r}{2}\right)+ J_1\left(\frac{k_1 r}{2}\right) H_2^{(1)}\left(\frac{k_1 r}{2}\right)\Big]\Big\}$$

在X轴和Y轴上场的各分量随参数$p^2=\sigma_1\mu_0\omega r^2$变化的曲线示於图4.4.1。可见各分量的特性不同，H_y和H_x分量在感应区（小参数范围）如同在波数为k_1的无限均匀介质中一样；而H_z、E_x和E_y分量则仅仅是由於界面存在才出现的。

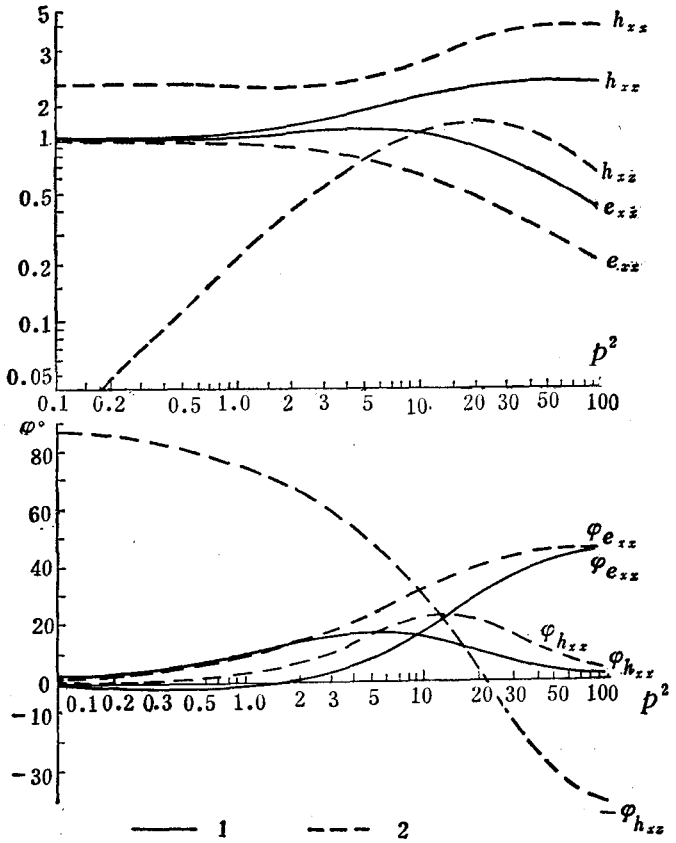


图 4.4.1 均匀半空间上水平磁偶极子的正常场
1—在Y轴上； 2—在X轴上

Fig. 4.4.1 The electromagnetic response for a homogeneous conducting half-space with a horizontal magnetic dipole
(1—on the Y axis, 2—on the X axis)

下面分别写出近区场和远区场的渐近表达式，并引出相应的结论。

二、近区场的性质

在近区，相当於参数较小，即$p=|k_1 r|\ll 1$的情况，这时地面上的电磁场用稳定场的相应分量归一，即令

$$h_i=\frac{H_i}{\frac{m}{4\pi r^2}} \qquad i=x,\ y,\ z$$

$$e_i=\frac{E_i}{\frac{i\omega\mu_0 m}{4\pi r^2}} \qquad i=x,\ y$$

称h_i，e_i为电磁数，则有

$$h_x=-\left(1+\frac{\sqrt{2}}{15}p^3\right)+\frac{3x^2}{r^2}+i\left\{\frac{p^2}{4}\left[\left(1-\frac{4\cdot\sqrt{2}}{15}p\right)-\frac{x^2}{r^2}\right]\right\}+\cdots\cdots$$

$$h_y=\frac{xy}{r^2}\left(3-\frac{p^4}{24}-i\frac{p^2}{4}\right)+\cdots\cdots$$

$$h_z=\frac{x}{r}\left(\frac{p}{2}\right)^2\left\{\left(\frac{p}{2}\right)^2\left[\frac{1}{12}-\left(\ln\frac{p}{4}+C\right)\right]-i\left(1-\pi\frac{p^2}{16}\right)\right\}+\cdots\cdots$$

$$e_x=\frac{2xy}{r^2}\left\{1-\frac{\pi p^2}{16}+i\frac{p^2}{8}\left[\frac{1}{4}-\left(\ln\frac{p}{4}+C\right)\right]\right\}+\cdots\cdots$$

$$e_y=-\left\{-1+\frac{\pi p^2}{16}+\frac{2x^2}{r^2}-i\frac{p^2}{8}\left[\frac{1}{4}-\left(\ln\frac{p}{4}+C\right)-\frac{x^2}{r^2}\right]\right\}+\cdots\cdots$$

这里C为欧拉常数，其值为0.577216。

从上述表达式可以看到：（1）在Y轴上磁场H_z和H_y都等于零，即在Y轴上不仅一次磁场无z和y分量，大地所形成的二次磁场也无这两个分量。所以旁线（x、z）装置和（x、y）装置的正常场背景值为零，具有较强的发现局部异常的能力，然而，不宜用来研究大地的电性。（2）X轴上的磁场y分量H_y等于零，所以同线（x、y）装置，以及与它等效的同线（y、z）装置的正常场背景值为零，都有较强的发现异常的能力。（3）在X轴上的H_z分量属纯二次场，一次场无此分量。由于一次场的背景值为0，可使H_z的观测精度较高，所以用同线（x、z）装置来研究均匀大地的电性较好，故较适宜用来进行地质填图。当收发距较近，工作频率又较低时，相当于在近区，此时H_z的虚分量表达式为

$$\mathrm{Im}H_z=\frac{m}{4\pi r^3}\frac{\sigma_1\mu_0\omega r^2}{4}$$

这里的$\frac{m}{4\pi r^3}$为收发线圈共面时的一次场，可事先测到，用它除以上式的两端，并用Q来代替虚分量和一次场的比值，则有

$$Q=\sigma_1\mu_0\omega r^2/4$$

$$\sigma_1=\frac{4Q}{\mu_0\omega r^2} \qquad (4.4.9)$$

按上式可确定均匀大地的电导率，在地质填图时也可按上式求出视电导率。

三、远区场的性质

在远区，相当于参数很大，即$p=|k_1r|\gg 1$，地面上电磁数为

$$h_x=2\left\{-1+\frac{x^2}{r^2}\left(3+\frac{15}{p\sqrt{2}}\right)+i\left[\frac{3}{p^2}+\frac{x^2}{r^2}\left(\frac{15}{p\sqrt{2}}-\frac{15}{p^2}\right)\right]\right\}$$

$$h_y=\frac{6xy}{r^2}\left(1-\frac{5i}{p^2}\right)$$

$$h_z=-\frac{x}{r}\frac{6(1+i)}{p\sqrt{2}}$$

$$e_x=\frac{6xy}{r^2}\left(\frac{2}{p}\right)^2$$

$$e_y=\frac{(1+i)}{p\sqrt{2}}\left(2-\frac{6x^2}{r^2}\right)$$

在波区（远区），电场主要是E_y分量，磁场主要为H_x和H_y分量，这时的电磁场接近于自上向下的平面波。远区的波阻抗在磁偶极子轴线（即X轴）上为

$$Z=\frac{E_y}{H_x}=-\frac{\omega\mu_0}{k_1}$$

在Y轴上的波阻抗为

$$Z=\frac{E_y}{H_x}=-\frac{2\omega\mu_0}{k_1}$$

按波阻抗公式可求得均匀大地的电阻率

在X轴上观测

$$\rho=\frac{1}{\omega\mu_0}\left|\frac{E_y}{H_x}\right|^2 \qquad (4.4.10)$$

在Y轴上观测

$$\rho=\frac{1}{4\omega\mu_0}\left|\frac{E_y}{H_x}\right|^2 \qquad (4.4.11)$$

第五节　存在导电围岩和导电覆盖层时二度导体的异常场

前几节里已讨论了单纯存在导电下半空间和导电覆盖层的情况，并指出有几种偶极装置对均匀大地和导电覆盖层的影响比较小。本节将讨论在导电围岩中或在导电覆盖层下存在局部导体的时侯，围岩和覆盖层对局部导体异常的影响。

计算复杂地电条件下局部导体的异常场，利用分析数学方法遇到很大困难。因此我们用数值横拟的方法，计算了复杂地电条件下二度导体的异常场，并将它与自由空间中二度导体异常场相比较，然后来估算导电围岩和导电覆盖层的影响。数值模拟是采用适应性较强的有限元法进行的。

在建立计算公式时，必须考虑到所采用的场源是磁偶极子场，是三维的，而导电矿体是二维的。解决这类问题一般要用两个矢量势的分量，结合现在的具体情况，采用磁矢量势的垂直分量A_z和电矢量势的垂直分量A_z^*较合适，也就是采用横磁场和横电场，它们的叠加场也满足波动方程。

为了便于在二维平面上进行有限元法的计算，我们将对场强各分量在矿体走向Y方向进行付里叶变换，把空间域函数$F(x, y, z)$转换到波数域$\widehat{F}(x, k_y, z)$，这样也就把三维问题转换成二维问题了。

付氏转换对为

$$\widehat{F}(x, k_y, z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}F(x, y, z)e^{-ik_y y}dy$$

$$F(x, y, z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}F(x, k_y, z)e^{ik_y y}dk_y$$

$$\widehat{\nabla}=\frac{\partial}{\partial x}e_x+ik_y e_y+\frac{\partial}{\partial z}e_z$$

设场的谐时关系为$e^{i\omega t}$，工作频率较低，忽略位移电流不计，此时麦克斯韦第一、二方程是

$$\nabla\times E=-i\omega\mu H-i\omega\mu M_S$$

$$\nabla\times H=\alpha E$$

对麦克斯韦方程进行付氏变换后可得

$$\nabla\times\widehat{E}=-i\omega\mu\,\widehat{H}-i\omega\mu\,\widehat{M}_S \tag{4.5.1}$$

$$\nabla\times\widehat{H}=\alpha\,\widehat{E} \tag{4.5.2}$$

对横磁场，即$\widehat{H}_z=0$时，可将上面两个方程写成

$$ik_y\widehat{E}_z-\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial z}=-i\omega\mu\,\widehat{H}_x-i\omega\mu\widehat{M}_{Sx} \tag{4.5.3}$$

$$\frac{\partial\widehat{E}_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}=-i\omega\mu\,\widehat{H}_y-i\omega\mu\,\widehat{M}_{Sy} \tag{4.5.4}$$

$$\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial x}-ik_y\widehat{E}_x=-i\omega\mu\widehat{M}_{Sz} \tag{4.5.5}$$

$$-\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial z}=\sigma\,\widehat{E}_x \tag{4.5.6}$$

$$\frac{\partial\widehat{H}_x}{\partial z}=\sigma\widehat{E}_y \tag{4.5.7}$$

$$\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial x}-ik_y\widehat{H}_x=\sigma\widehat{E}_z \tag{4.5.8}$$

归纳得出

$$\widehat{E}_z=-\frac{i\omega\mu}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial x}+\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial z}+\frac{\omega\mu k_y}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{Sz} \tag{4.5.9}$$

$$\widehat{E}_x=\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial x}+\frac{i\omega\mu}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial z}-\frac{\omega\mu k_y}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{Sz} \tag{4.5.10}$$

将上两式代入（4.5.4）式，则有

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial x}+\frac{i\omega\mu}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial z}-\frac{\omega\mu k_y}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{Sz}\right)-$$

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{i\omega\mu}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial x}+\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial z}+\frac{\omega\mu k_y}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{Sx}\right)$$

$$=-i\omega\mu\widehat{H}_y-i\omega\mu\,\widehat{M}_{Sy} \tag{4.5.11}$$

这里$k^2=i\omega\mu\sigma$。

从横电场（即$\widehat{E}_z=0$）出发，同样可得

$$\widehat{H}=\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial z}+\frac{\sigma}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial x}-\frac{k^2}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{Sz} \tag{4.5.12}$$

$$\widehat{H}_x=\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial x}-\frac{\sigma}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial z}-\frac{k^2}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{sx} \qquad (4.5.13)$$

同时有

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial z}+\frac{\sigma}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial x}-\frac{k^2}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{sz}\right)-$$

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{ik_y}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{H}_y}{\partial x}-\frac{\sigma}{k^2-k_y^2}\frac{\partial\widehat{E}_y}{\partial z}-\frac{k^2}{k^2-k_y^2}\widehat{M}_{sz}\right)=-\sigma\widehat{E}_y \quad (4.5.14)$$

式（4.5.11）和（4.5.14）构成一个方程组，由于在二度导体界面上$\widehat{E}_y$和$\widehat{H}_y$连续，故方程组的边界条件就是研究区域Ω的边界Γ上$\widehat{H}_y$和$\widehat{E}_y$的数值。假设边值已知，便构成定解问题。

已经证明上面的方程组等价于如下泛函的极值问题，即

$$\Pi(u,\ v)=\iint_\Omega\frac{1}{2}\left\{a_1\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+a_1\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2+a_4\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2+a_4\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2+2a_3\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial z}-\right.$$

$$\left.-2a_3\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial x}-\omega\mu u^2+i\sigma v^2+S_m\right\}dxdz=\text{极值} \qquad (4.5.15)$$

这里

$$u=\widehat{H}_y,\qquad v=\widehat{E}_y,\qquad a_1=\frac{\omega\mu}{k^2-k_y^2},\qquad a_2=\frac{-i\omega\mu k_y}{k^2-k_y^2},$$

$$a_3=\frac{k_y}{k^2-k_y^2},\qquad a_4=-\frac{i\sigma}{k^2-k_y^2},\qquad a_5=\frac{-ik^2}{k^2-k_y^2},$$

S_m为含有$\widehat{M}_{sx}$，$\widehat{M}_{sy}$和$\widehat{M}_{sz}$的源项。

这样，上述方程组构成的定解问题，等价于下面的泛函变分问题

$$\begin{cases}\delta\Pi\ (u,\ v)=0\\ u|_\Gamma=u_0\text{(已知)}\\ v|_\Gamma=v_0\text{(已知)}\end{cases} \qquad (4.5.16)$$

当所研究区域Ω选得足够大，使二度导体的异常场在Ω边界上很弱，可以忽略不计，那么边值u_0和v_0就是背景场值，可事先计算得知。在二维平面上，用有限元法求解（4.5.16）式，主要是通过单元剖分，总体合成，代数解算等步骤。这样就在所研究区域的每一个节点上得到波数域的$\widehat{H}_y$和$\widehat{E}_y$值。

求得$\widehat{H}_y$和$\widehat{E}_y$值后，按公式（4.5.9）、（4.5.10）、（4.5.12）和（4.5.13）求出波数域中的$\widehat{E}_z$、$\widehat{E}_x$、$\widehat{H}_z$和$\widehat{H}_x$值。

要将波数域中的场值转回空间域，必须对每一个所需要的k_y值，在节点上求出$\widehat{H}_x$、$\widehat{H}_y$和$\widehat{H}_z$，再应用反付氏变换，就可得出空间域的H_x、H_y和H_z。

验证计算方法的正确性，可用自由空间中模型实验结果与计算结果相对比的办法进行。例如以直立板状导体为模型，用上述有限元法计算出水平线框装置的异常剖面和异常频率特性曲线，并将它们与模型实验所观测的剖面线相对比。如图4.5.1上所示，两者的异常形态和变化规律相同，说明涡流分布规律相同。计算而得的异常频率特性曲线示于图4.5.2上，它的变化规律与T函数曲线相似，最佳频率的参数值为12，与模型实验结果相同。从而表明该计算方法是正确的。

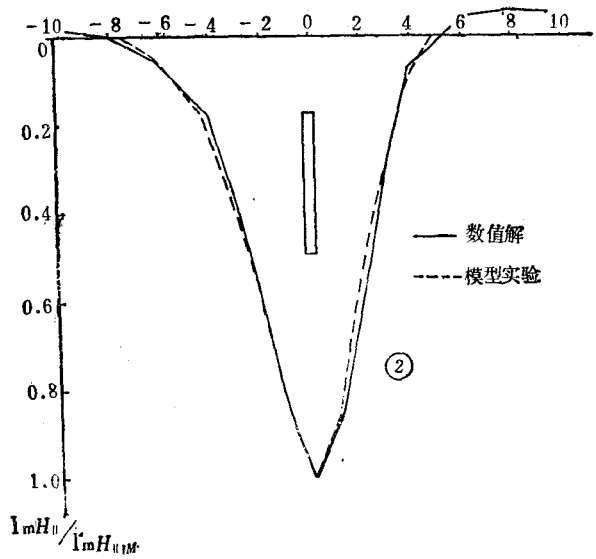


图 4.5.1 数值解与模型实验结果对比图

Fig.4.5.1 Comparison of the results of the numerical calculation with that of scale model

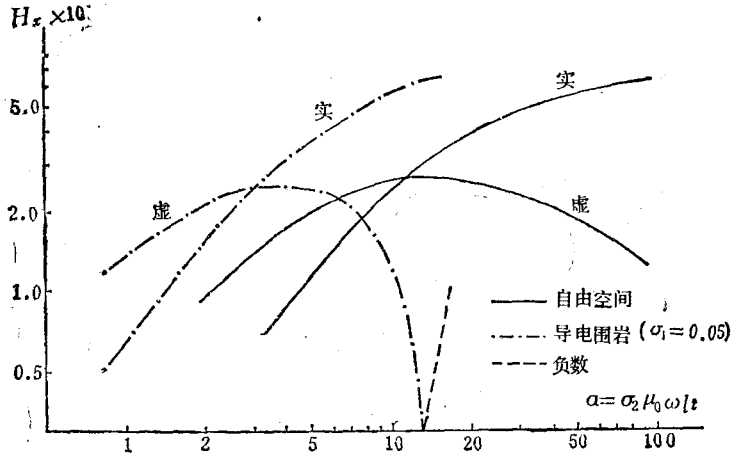


图 4.5.2 在自由空间或导电围岩中垂直板状导体的异常频率特性曲线

Fig.4.5.2 The anomaly frequency characteristic for a vertical conducting plate in the free space or in the conducting host

为了研究导电围岩和导电覆盖层的影响，用上述计算方法计算了如下三种情况下的异常场。

1.直立板状导体位于导电围岩中。用有限元法解变分问题（4.5.16），所得频率特性曲线见图4.5.2。计算时，边值u_0、v_0可取均匀导电半空间表面垂直磁偶极子在域Ω边界上所产生的磁场与电场，可按第二节所述事先算出。为便于比较，图上还绘出了相同模型在自由空间中的计算结果。可以看出：(1)导电围岩的存在使异常的最佳频率降低，相当于增大了板体的电导率。这种现象可解释成围岩中的感应电流向导体“集聚”，此电流集聚作用相当于增加了导体的电性。(2)虚、实分量异常的最大值与自由空间中的数值相差很微小，这说

明电流集聚作用不会增加异常强度，也即不能增大探测深度。(3)高频时，亦即大参数时，导电围岩对虚分量异常影响较大，不仅虚分量幅值急剧衰减，并出现异常符号反向的现象。

2. 在良导覆盖层下有垂直板状导体，但两者无电性接触。围岩是高阻情况下计算所得的板体异常频率特性曲线，示于图4.5.3上。它与自由空间中的异常频率特性曲线相对比，主要是异常值衰减和相位偏转，这是由于激发板体的磁场，通过良导覆盖层时被吸收和改变了相位所致。异常相位向顺时针方向偏转，导致最佳频率稍许减低和高频出现虚分量反号。

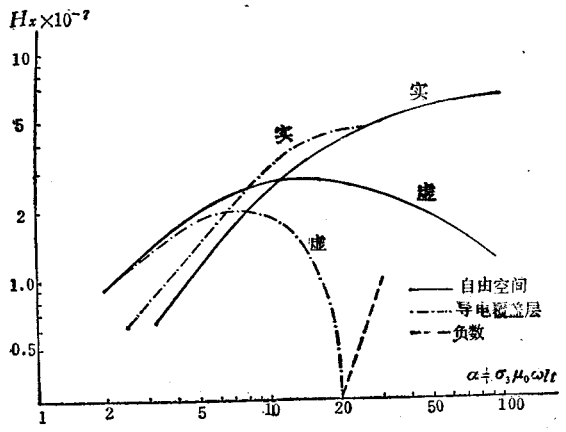


图 4.5.3 在自由空间和导电覆盖层下板状导体的异常频率特性曲线

Fig. 4.5.3 The anomaly frequency characteristic for a conducting plate in the free space with a conducting overburden

3. 导电围岩和导电覆盖层同时存在。此时垂直板异常的频率特性曲线示于图4.5.4上。可以看出，导电围岩和导电覆盖层两者都对异常产生影响，总的影响是单个影响之和。

以上对于导电围岩和导电覆盖层影响作了简单讨论，所得初步结论对野外生产是有指导意义的。

有限元法的解频能力较强，适用于复杂地电条件下任意形状二度体电磁响应的计算，物性参数可以是导电的，导磁的或者导电导磁的。二度体的个数也可以是多个组合。

有限元法的主要缺点是计算量大和储存量大，网格划分、节点编号较繁琐，因此其他方法能解决的问题要尽量采用其他方法。

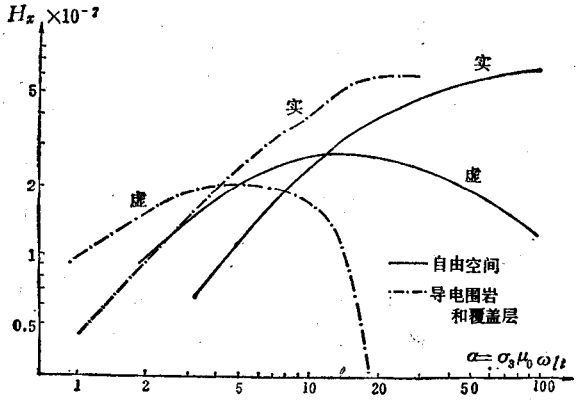


图 4.5.4 存在导电围岩和导电覆盖层时板状导体的异常频率特性曲线

$\sigma_1=0.05$S/m； $\sigma_2=0.02$S/m； 覆盖层厚度为15m

Fig.4.5.4 The anomaly frequency characteristic for a conducting plate under a conducting overburden and in the conducting host

($\sigma_1=0.05$S/m, $\sigma_2=0.025$S/m; the thickness of overburden: 15m)

第五章 解 释 推 断

电磁法能观测的参数比较多，尤其是能利用异常的频率特性，这是其他稳定场的方法所没有的。再则，电磁法的场源形式和工作装置比较多，在同一剖面上可获取一组非线性相关的异常曲线。充分利用这些信息，既能提高解释推断的准确性，又构成了电磁法解释的特点。

本章将分两节来叙述，首先是均匀场资料的解释，在均匀场中简单形状导体的异常有解析表达式，便于分析，可获得严格的解释。第二节是偶极场资料的解释，由于野外常常采用偶极装置，故将作为重点讲述。这一节里包括三方面的内容：(1)定性解释；(2)半定量解释；(3)数值解释。定性解释非常重要，它是后两种解释的基础。

第一节 均匀场资料的解释

均匀场实际上是指回线场，回线中部的磁场比较均匀，故可看成均匀场，在其中部出现的异常可看为均匀场中的异常。下面，从第二章中所得的异常公式出发，来进行解释。

一、水平圆柱导体

1.柱心埋深h_0的确定——利用垂直分量异常

在均匀谐变磁场中，水平圆柱导体异常的垂直分量为

$$H_z=-\frac{H_0Ta^2}{r^2}\left[\frac{h_0^2-x^2}{r^2}\right]$$

可以看出，当$x=0$时，$r=h_0$，H_z有最大值，其值为

$$H_{zm}=-\frac{H_0Ta^2}{h_0^2}$$

用最大值H_{zm}去除H_z可得

$$\frac{H_z}{H_{zm}}=\frac{h_0^2}{r^2}\left[\frac{h_0^2-x^2}{r^2}\right]=\frac{h_0^2(h_0^2-x^2)}{(h_0^2+x^2)^2}=\frac{1-\frac{x^2}{h_0^2}}{\left(1+\frac{x^2}{h_0^2}\right)^2}$$

取$H_z/H_{zm}=1/2$，从上式可以解出半极值点坐标$x_{1/2}$，且满足$x_{1/2}/h_0=\pm0.49\approx\pm0.5$，即

$$h_0\approx2x_{1/2} \qquad (5.1.1)$$

故可取两个半极值点之间的距离为柱心埋深，如图5.1.1所示。

因为半极值点附近的异常梯度较大，所以当半极值点定得不准确时，对埋深h_0值影响较小。

从H_z的表达式还可看出，当$H_z=0$时，$h_0=x_0$所以两零值点之间的距离等于埋深的两倍。实际上，零值点附近异常值很弱，在干扰背景值上不易准确确定。因此采用零值点确定

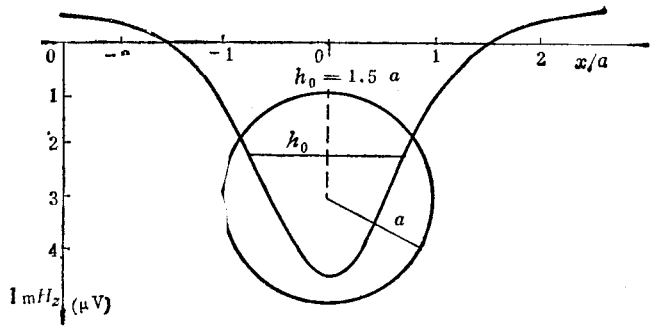


图 5.1.1 水平圆柱体轴心埋深的确定

Fig.5.1.1 Determination of the depth of the center of a horizontal cylinder

h_0不如用前一种方法好。

2.圆柱半径a的确定 —— 利用垂直分量异常

H_z在最大异常点的频率特性曲线的表示式，用一次场$-H_0$除后可得

$$H_{zm}(f)=\frac{Ta^2}{h_0^2}$$

可见，实测的最大异常点的频率特性曲线与量板曲线（T函数理论曲线），有一系数a^2/h_0^2之差。所以，当把绘在双对数座标纸上的实测频率特性曲线和量板曲线叠在一起，并使它们相互重合时，量板上纵座标为1的点在实测曲线上相对应的纵座标值C应为

$$C=a^2/h_0^2$$

从而可得 $$a=h_0\sqrt{C} \qquad (5.1.2)$$

h_0值已经确定，故圆柱体的半径a可求。

3.柱心埋深h_0的确定——利用水平分量异常

圆柱体异常水平分量的表达式为

$$H_x=\frac{-H_0Ta^2}{r^2}\cdot\frac{2h_0x}{r^2}$$

将上式对x求导数即可得两极值点的位置。令

$$\frac{\partial H_x}{\partial x}=\frac{-2h_0(h_0^2-3x^2)}{(h_0^2+x^2)^3}=0$$

$$h_0^2-3x_m^2=0$$

解得

$$x_m=\pm\frac{1}{\sqrt{3}}h_0$$

$$h_0=\pm\sqrt{3}\,x_m=\pm 1.7x_m \qquad (5.1.3)$$

这样，圆柱轴心的埋深h_0便等于两极值点间距离的0.85倍。

4.圆柱半径a的确定——利用水平分量异常

极值点上的频率特性曲线表示式，除以$-H_0$后变为

$$\frac{H_{xm}}{-H_0}=0.65\frac{Ta^2}{h_0^2}$$

同样把实测频率特性曲线与T量板曲线相比较，可得两纵座标的比值C，而且有

$$C=0.65\frac{a^2}{h_0^2}$$

故得

$$a=\sqrt{\frac{C}{0.65}}h_0 \qquad (5.1.4)$$

5.圆柱体电导率σ的确定——利用最佳频率

从实测的频率特性曲线，不论是垂直分量异常的或是水平分量异常的，都可确定出同一个最佳频率f_0，我们已知最佳频率时的参数$\alpha_0=6$，亦即有

$$\alpha_0=\sigma\mu_0 2\pi f_0 a^2=6$$

所以

$$\sigma=\frac{6}{\mu_0 2\pi f_0 a^2}=\frac{7.6}{f_0 a^2}\cdot 10^5 \quad \mathrm{S/m} \qquad (5.1.5)$$

半径a（单位：m）和最佳频率(单位:Hz)都已确定，按上式就可获得圆柱体的电导率。

至此，水平圆柱体异常解释中所需确定参量的公式已全部给出。

从上述过程中，可以看出，确定柱心埋深h_0的方法与磁法类似，都是利用剖面曲线上的某些特征点。而电磁法由于利用了频率特性曲线，因而还能够确定圆柱导体电导率的绝对值，有利于作出单一的地质解释。

二、球状导体

球状导体异常的解释与圆柱体的相似，也要分别确定球心埋深h_0、半径a和电导率σ这三个参数。

1.球心埋深h_0的确定——利用垂直分量异常

球状导体的垂直分量异常表达式为

$$H_z=-\frac{H_0 Da^3}{r^3}\left[\frac{2r^2-3x^2}{2r^2}\right]$$

当$x=0$时，$r=h_0$，H_z有最大值为

$$H_{zm}=-\frac{H_0 Da^3}{r^3}$$

两式相除，则可把H_z/H_{zm}表为x/h_0的函数

$$\frac{H_z}{H_{zm}}=\frac{h_0^3}{r^3}\left[\frac{2r^2-3x^3}{2r^2}\right]=\frac{1}{\left(\sqrt{1+\frac{x^2}{h_0^2}}\right)^3}\left(\frac{2-\frac{x^2}{h_0^2}}{2\left(1+\frac{x^2}{h_0^2}\right)}\right)$$

取 $H_z/H_{zm}=\frac{1}{2}$，由上式可以解出半极值点坐标$x_{1/2}$，且$x_{1/2}/h_0=\pm 0.50$

故有

$$h_0=2x_{1/2} \qquad (5.1.6)$$

上式说明球心埋深h_0等于垂直异常剖面线上两半极值点之间的距离。

2.球体半径a的确定——利用垂直分量异常

在球心上方垂直分量异常有最大值，该点的频率特性曲线，除以一次场$-H_0$以后，有

$$H_{zm}(f)=-\frac{Da^3}{h_0^3}$$

可见实测的频率特性曲线与D函数曲线有一系数a^3/h_0^3之差。如前所述，只要把D函数的参数α表成$0.5\sigma\mu\omega a^2$，则D函数的曲线就与T函数一致。所以实测的球体频率特性曲线与T函数曲线也只差系数a^3/h_0^3。同样在双对数座标纸中，当它们互相重合时，由两纵座标的比值

就可确定系数C值，即

$$C=a^3/h_0^3$$

于是有

$$a=h_0\sqrt[3]{C} \qquad (5.1.7)$$

3.球心埋深h_0的确定 —— 利用水平分量异常

球体水平分量异常的表达式为

$$H_x=-H_0D\frac{a^3}{r^3}\cdot\frac{3h_0x}{2r^2}$$

将上式对x求导数，取导数等于0时，就可确定极值点的座标

$$x_m=\pm 0.5h_0 \qquad (5.1.8)$$

结果是两极值点之间的距离正好等于球心埋深h_0。

4.球体半径a的确定 —— 利用水平分量异常

这里要利用极值点频率特性曲线。将$x_m=\pm 0.5h_0$代入水平分量异常的表达式并除以一次场$-H_0$便可得到

$$H_{xm}(f)=\frac{3}{7}\frac{a^3}{h_0^3}D$$

实测极值点频率特性曲线与T函数曲线有一系数$C=\frac{3}{7}\cdot\frac{a^3}{h_0^3}$的差异。在双对数座标中，当两曲线相重合时，两纵座标的比值就是C值，故有

$$a=h_0\sqrt[3]{\frac{7C}{3}} \qquad (5.1.9)$$

5.球体电导率σ的确定

求出h_0和a后，再从实测的频率特性曲线上确定最佳频率f_0，代入下式求得球体的电导率σ

$$\sigma=\frac{15.2}{f_0\cdot a^2}\cdot 10^6 \quad S/m \qquad (5.1.10)$$

从以上水平柱状导体和球状导体异常的解释过程中可以看到，实际上，只需一个分量的异常剖面线和频率特性曲线即可满足解释要求，不管它是垂直分量或是水平分量，是虚分量、实分量或振幅。

三、板状导体

依据倾斜板状体低频虚分量异常的垂直分量和水平分量的表达式(2.2.5)～(2.2.8)，计算出不同倾角和不同顶深h/l的理论曲线，作为量板曲线。为了便于同实测曲线相对比，量板曲线与实测曲线都必须规格化。垂直分量异常曲线规格化的条件为：①令极大值和极小值之间的幅值为10cm；②极小点和极大点之间的距离取为4cm，如图5.1.2所示。

经过规格化后的实测曲线与量板册上的曲线相比较，当与某一量板曲线重合得较好时，则二条曲线两横座标的比值，就等于板状导体下延宽度的一半，（这是因为量板曲线的横座标为x/l，而实测的横座标为x，所以比值为l）。再从这条相重合的量板曲线上所标明的倾角和h/l值，就可知道板状导体的倾角大小和顶端的埋深h值。顶点的位置对应于量板曲线横座标轴的0点。

板状导体的厚度t的确定。当t相对于l和h都比较小时，对异常剖面曲线形状的影响很小，故用剖面线难于确定t值。不过，利用异常场的最佳频率f_0，却可以确定厚度与电导率的

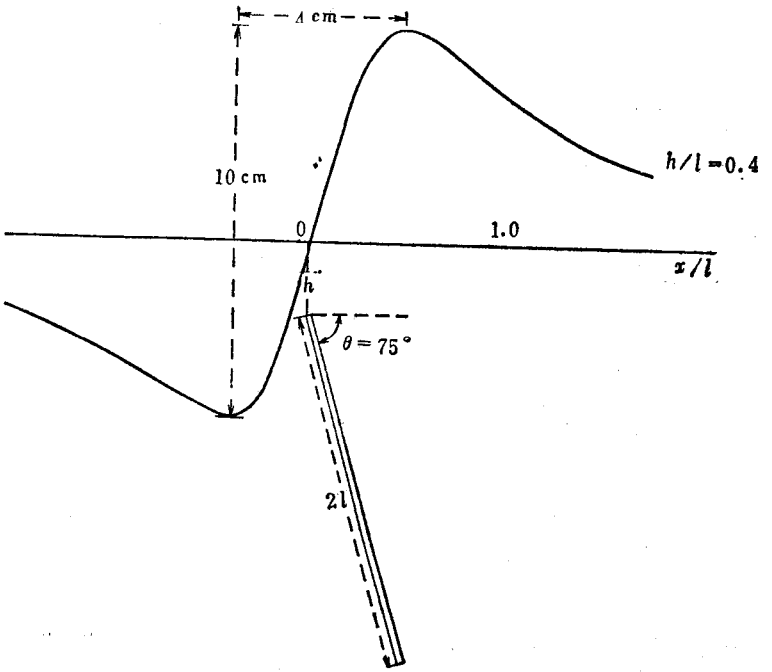


图 5.1.2 板状导体垂直分量异常的量板曲线

Fig 5.1.2 Standard curves of the vertical quadrature component for a conducting plate

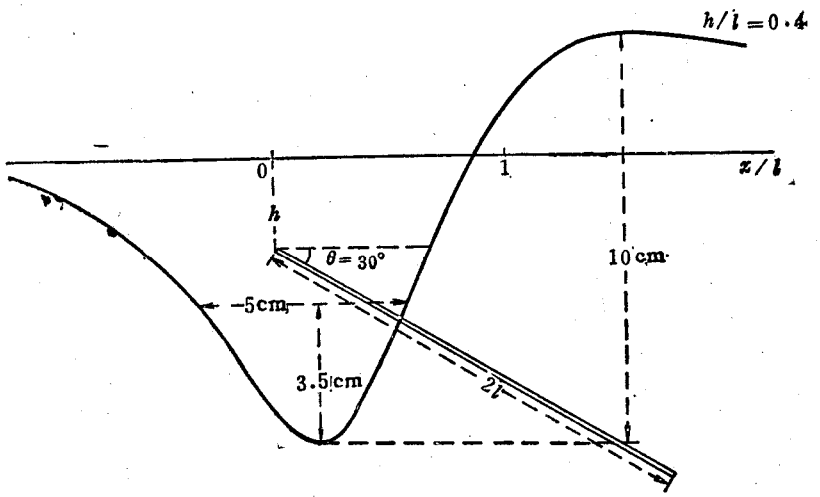


图 5.1.3 板状导体水平虚分量异常的量板曲线

Fig. 5.1.3 Standard curves of the horizontal quadrature component for a conducting plate

乘积

$$\sigma t=\frac{5.6}{f_0\cdot l}\times 10^6 \quad S \qquad (5.1.11)$$

这里l为下延半宽，单位为米。

水平分量曲线的规格化条件为：①极大值与极小值之间的幅值也取为10cm；②纵座标经规格化后，离最大异常点3.5cm处的异常宽度取为5 cm，见图5.1.3。使用这样规格化后的水平分量量板曲线的方法同上。

第二节　偶极场资料的解释

偶极场源比较灵活，可以采取多种装置进行工作，能够获得较多的资料，有利于提高解释结果的可靠性。

经常采用旁线（x、z）装置作为一种主要工作装置，这是由於该装置对任何形状和产状的局部导体都可进行有效地激发，并且所得异常的形态随收发距和埋深的变化较小，故与局部导体的形状和产状对应得较好，即异常形态比较单一。同时，该装置无正常场背景值影响而表层干扰异常又较小，因此所得资料便於解释。下面所述的偶极场解积以利用旁线(x、z)装置的资料为主，同时也辅以其他装置的资料。

一、定性解释

地面电磁法的偶极源是安放在地面上。场源附近的一次场很强，这些地方表层电性不均匀而引起的干扰异常也较多。因此，区分异常是定性解释的首要任务，其次为初步确定异常源的形状和产状等。

1．区分出导电性较好的异常

电磁法主要用於寻找良导矿体，故首先需要将导电性较好的异常区分出来。通常，是利用虚分量异常的频率特性来解决这一问题。在野外实际工作中用三个或两个频率进行虚分量观测。资料整理中是把低频400Hz作为基准，其它较高频率时的读数，都要除以与400Hz相比的频率倍数（如1200Hz的读数要除以3，3600Hz的读数则除以9），然后将各个频率的曲线绘在同一剖面上。在这种经过整理的剖面图上，一般说来，多数异常的各个频率的曲线都相重合，只有少数异常的各个频率曲线是分开的，而且频率越高衰减得越多。这少数高频衰减的虚分量异常正是由导电性较好并具有一定规模的地质体产生。

从高频虚分量异常的衰减情况还可提供一些估计异常源形状和产状的资料。如高频衰减的异常形态与低频的一样，仅幅值按比例减小，则异常源的形状接近于水平圆柱体或球体；如高频衰减的异常形态与低频的不一样，有向一边收缩的现象，那么异常源是接近于倾斜板状导体，其顶端在收缩方向的零值点附近，倾向为反收缩方向；如高频异常是向两边缘收缩，则异常源为水平板状导体。

2．进一步区分出表层引起的异常

依据高频虚分量衰减而区分出来的导电性较好的异常，其中多数为导电性尚好而规模较大的表层地质体所引起，必须把它们区分出来才能提高找矿效果。为此，可以利用电磁法的多装置特点，用旁线（x、z）与旁线(y、z)装置的异常相对比的方法来区分。由于这些表层

异常多为局部低阻覆盖层、高低阻接触带或大的低阻破碎带等引起，都具有宽水平板的异常特性。旁线（x、z）装置在宽水平板的两侧边缘出现两个局部异常，如图3.5.7上所示，难于与两个局部导体的异常相区别。而旁线（y、z）装置在宽水平板上有一个宽而强的异常，在板体外异常很快衰减，如图3.5.8上所示。如存在两个局部导体时，两种装置都分别有所反映，故很容易把宽水平板与局部导体区分开来。

3．异常源的形状和产状的初步确定

经第二步筛选，异常是由地下电性较好又有一定规模的地质体所引起后，便需要初步确定异常源的形状和产状。

利用高频虚分量异常衰减收缩的情况来大致确定异常源的形状与产状，前面已述，不再重复。下面将叙述利用多装置的方法，其内容是先以旁线（x、z）装置的异常曲线作初步估计，然后布置不同发射点的线框装置做检查。对不同形状和产状的导体，要作不同发射点的布置。

（1）直立板状导体：旁线（x、z）装置有正负对称形的异常曲线，板顶就在中间零值点。检查线框装置的发射点布置在板顶上，离测线的垂直距与旁线（x、z）装置的收发距相等，发射线圈都在测线的同一侧。若垂直线框装置的观测结果有如旁线的正负对称异常，而异常范围比旁线的要宽；水平线框的观测结果不出现明显的异常，这就可确定异常源为直立板状体。几种装置异常曲线综合示于图5.2.1。

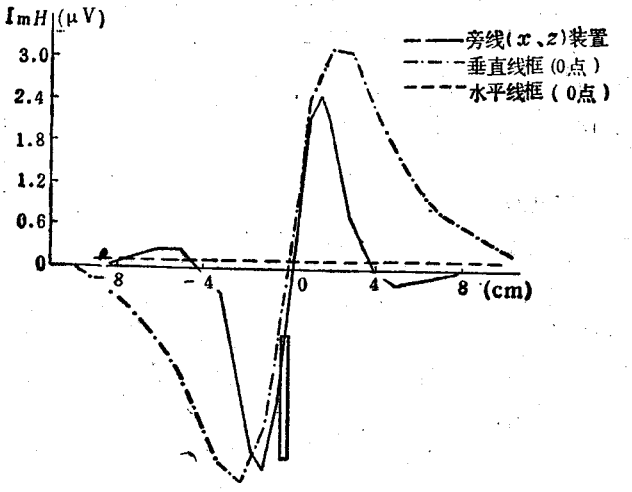


图 5.2.1 垂直板状导体上不同装置的异常曲线

Fig. 5.2.1 Anomalies oevr a vertical conducting plate for various configurations

（2）陡倾斜板状导体：旁线（x、z）装置有不对称的正负异常，板顶外的负异常较弱，板体上的正异常较大，板顶位置在异常零值点附近，板体向异常值较大的方向倾斜。作出初步估计后，再用线框装置做检查，垂直线框布置在板顶附近，水平线框布置在板顶内侧。如果垂直线框的异常有些类似于旁线装置的异常，在板顶附近有相同的零值点，但异常宽度稍大，且倾斜板体上方无零值点；水平线框则主要在板顶附近出现异常。依据这三种装置的异常曲线便可确定异常源为陡倾斜的板状导体，如图5.2.2所示。此后，可根据垂直线框异常的正负峰值之比确定板体的倾角；根据水平线框异常的最大值点确定板体的顶端位置。

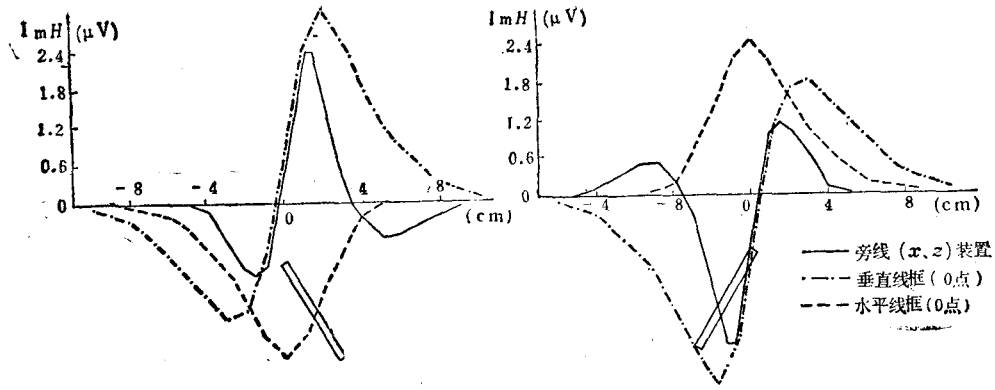


图 5.2.2 陡倾斜板状导体上不同装置的异常曲线

Fig. 5.2.2 Anomalies over a steep dipping conducting plate for various configurations

(3)缓倾斜板状导体(倾角小于30°): 旁线 (x、z) 装置主要在板状导体上方出现正负异常，板顶附近的正异常较大，板体延伸方向的负异常较弱。这时应把垂直线框布置在板状体上方的异常零值点附近，并偏向板顶；水平线框要放在板顶附近。若垂直线框所得异常与旁线 (x、z) 相似，水平线框所得异常主要出现在板顶附近，如图5.2.3所示，这样就可确定异常是由缓倾斜板状导体所产生的。从垂直线框异常的正负峰值之比可确定倾角大小，根据水平线框异常的最大值点可确定板顶的位置。

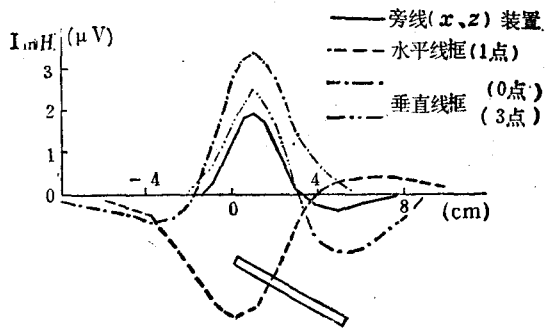


图 5.2.3 缓倾斜板状导体上不同装置的异常曲线

Fig. 5.2.3 Anomalies over a gently dipping conducting plate for various configurations

(4)水平板状导体、水平圆柱体和球体: 旁线 (x、z) 装置在这三种导体上的异常形态相似，不好区分。检查这类正负对称异常(注意它们的正负号与垂直板的异常相反)，都是将线框装置的发射点布置在中间零值点的地方。线框装置在水平板上和在水平圆柱体上时的异常形态有明显的差异，如图5.2.4上所示。垂直线框装置在水平板上的异常与旁线(x、z)的相似，只是幅值大一些；而在水平圆柱体上的异常却与垂直板的异常相似，因此与旁线 (x、z) 装置异常的正负号相反。水平线框在水平板上的异常如同一垂直异常磁偶极子的场，与旁线 (x、z) 装置异常的符号相反；而在水平圆柱体上，水平线框异常却很微弱，几乎观测不到。所以用线框装置比较容易地把水平板与水平圆柱体的异常区分开来。球体与水平圆柱体的线框装置异常类似，只能从剖面平面图上异常走向长短来定，或沿走向做旁线 (x、z) 装置，以两板值点之间距离大致确定走向的长度。

除用几种装置的异常曲线来提高解释结果的可靠程度外，在野外遇到复杂的情况时，线框装置的发射点还要再增多几个。

二、半定量解释

在第三章里已经叙述过，旁线 (x、z) 装置的异常基本上是符合一个固定似作用中心的假设，半定量解释就是基于这一规律。

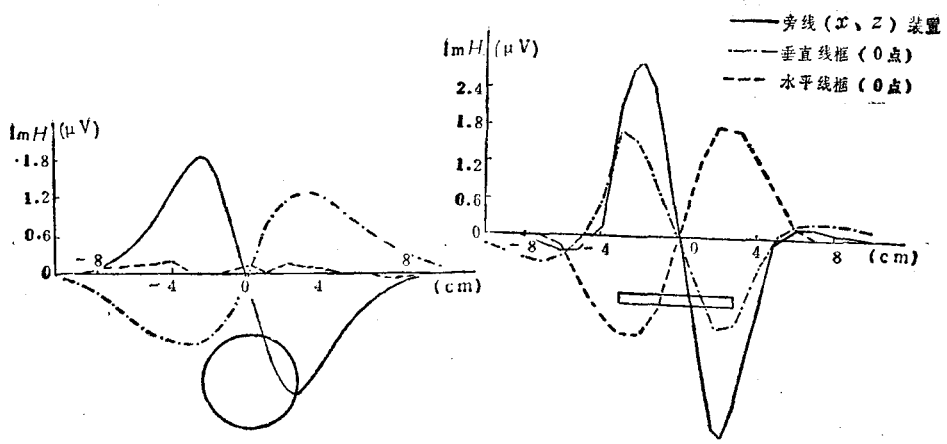


图 5.2.4 水平板状导体和水平圆柱导体上不同装置的异常曲线

Fig.5.2.4 Anomalies over a horizontal conducting plate and cylinder for various configurations

半定量解释是在定性解释的基础上，利用旁线（x、z）装置异常曲线，以确定似作用中心的位置、顶端埋深、板体的有效作用宽度及板体电导率与厚度的乘积。

1.陡倾斜板状导体

（1）顶点位置。可由水平线框异常最大值点所确定。

（2）倾角的大小。由垂直线框异常正负峰值之比来确定，正负峰值比与倾角之间的关系曲线见图5.2.5。

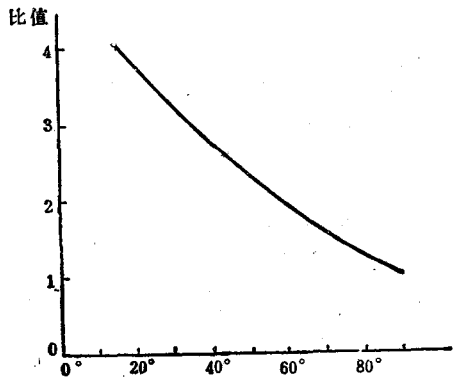


图 5.2.5 倾斜板状导体上垂直线框装置异常的正负峰值比与倾角的关系

Fig 5.2.5 Relationship between the tilt anlges and the ratio of peak to peak of the anomalies over an inclined conducting plate for a vertical loop configuration

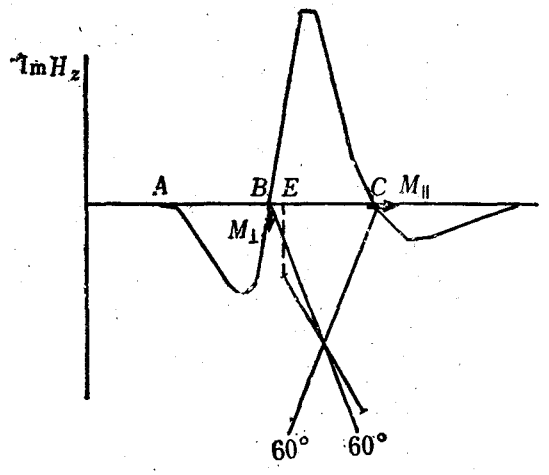


图 5.2.6 确定似作用中心的示意图

Fig 5.2.6 Sketch for determination of pseudo-center

（3）似作用中心位置。是利用旁线（x、z)装置低频异常的B和C两零值点来确定。B零值点是指板顶点附近的零值点，而C零值点是板体上方的零值点，如图5.2.6所示。

已知：①在C零值点放一水平磁偶极子，则它在似作用中心的磁场的方向平行于板状导体的倾斜面；②由磁偶极子引出任意一条辐射线，其上各点的磁场方向均相同，磁场大小与距离的立方成反比。因此，只需要从C点作一直线，使在这条直线上各点的磁场，其方向均与倾斜面平行，则此直线必通过似作用中心。这直线与水平磁矩方向的夹角θ可按下式计算出来

$$\operatorname{ctg}\theta=\frac{3\pm\sqrt{9+8\operatorname{tg}^2\beta}}{4\operatorname{tg}\beta} \qquad (5.2.1)$$

式中的β角是磁场方向与磁矩方向的夹角。在水平磁偶极子的情况下，β角与板体倾角之间的关系为：$\beta=180\pm\alpha$，代入（5.2.1）式，计算出倾角每间隔10°的θ角数值，再绘制成量板，示于图5.2.7上。这样只要将量板上的磁偶极子与C点相重合，从量板上找出所需倾角的直线，把它画在解释图上，此直线必将通过似作用中心。再在B零值点放一垂直磁偶极子，它在似作用中心的磁场也平行于倾斜面，故也可从B点引一直线，让这直线上每点的磁场平行于倾斜面。同样可利用式（5.2.1）计算出这直线与磁矩方向之间的夹角θ，不过这时的β角与倾角α之间的关系为$\beta=\pm(90°-\alpha)$，将此关系式代入（5.2.1）式，并按倾角α每变10°算出θ角的数值，绘制成量板，也示于图5.2.7上。用上述相同的方法，从B点引出一条与倾角相对应的直线，与C点引出的直线相交于一点，这交点就是似作用中心的位置。

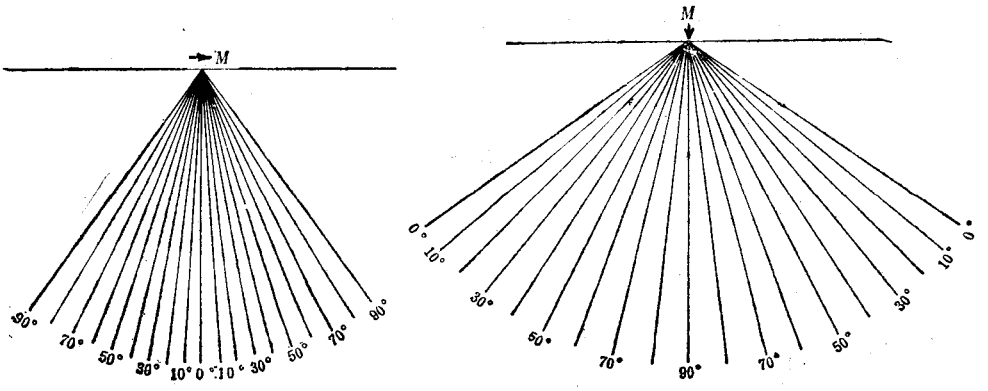


图 5.2.7 确定磁偶极子磁场方向的量板图

Fig. 5.2.7 Standard diagram for determination of the directions of the magnetic field of a magnetic dipole

（4）板顶埋深。从已被确定的似作用中心作一倾角为α的直线，这直线与自板顶点向下作的垂直线相交点，就是倾斜板的顶端位置，于是顶深不难确定。板体的有效作用宽度l取作用中心到顶端距离的二倍。

（5）电导率与厚度的乘积σt。

最后，从异常频率特性曲线确定最佳频率f_0，并按下式求得电导率σ和厚度t的乘积

$$\sigma t=\frac{15\cdot5}{f_0 l^2}\times10^5 \quad \mathrm{S} \qquad (5.2.2)$$

2．缓倾斜板状体

解释方法与上类似，只是确定倾角需要用板心上方附近的垂直线框异常正负峰值之比。

另外也可利用已确定的顶点E，它到B零值点的距离为$\overline{EB}$，则顶端埋深h为$h=1.4\overline{EB}$。这个方法也适用于宽水平板埋深的确定。缓倾斜板状导体的中心可近似的看成在旁线C零值点的下方，它的埋深等于垂直线框异常宽度的0.35倍。

3.直立板状导体

已知旁线异常的中间零值点就是板顶在地面的位置，这相当于倾斜板的B和E两点重合于一点。似作用中心的埋深等于正负两异常全宽度的0.7倍，顶端埋深取为似作用中心深度的一半，有效作用宽度等于似作用中心的埋深，电导率与厚度的乘积按式(5.2.2)计算。

4.水平板状导体

当水平板的宽度接近或小于埋深二倍时，利用旁线异常B和C两零值点之间的距离就可确定板心的埋深h，$h=0.7\overline{BC}$。当板状体的宽度大于埋深二倍以上时，应先确定板状体两边缘的位置，用发射点布置在B零值以外的水平线框装置异常最大值点来确定E点，板心的埋深$h=1.4\overline{EB}$，再按式(5.2.2)计算电导率和厚度的乘积。

5.球体

(1)球心深度h的确定。球心在地面投影位置就是旁线(x、z)装置异常的中间零值点。已知旁线(x、z)装置球体异常表达式为

$$H_z=-\frac{3}{4}MD\frac{a^3}{b^5}\sin 2\theta \qquad (5.2.3)$$

这里：M为发射磁矩；D为球体频率特性函数；θ、b和a如图5.2.8所示。从图上可知

$$b=\sqrt{x^2+h^2}, \qquad \sin 2\theta=\frac{2xh}{x^2+h^2}$$

$$H_z=-\frac{3}{4}M\cdot D\cdot a^3\cdot h\frac{2x}{(x^2+h^2)^4}$$

将上式对x微分，并令之等于零，便可求得极值点座标x_m与球心埋深h之间的关系为

$$h=\pm 2.6x_m \qquad (5.2.4)$$

上述关系式表明，旁线(x、z)装置异常两极值点间距离的1.3倍就是球心埋深h。

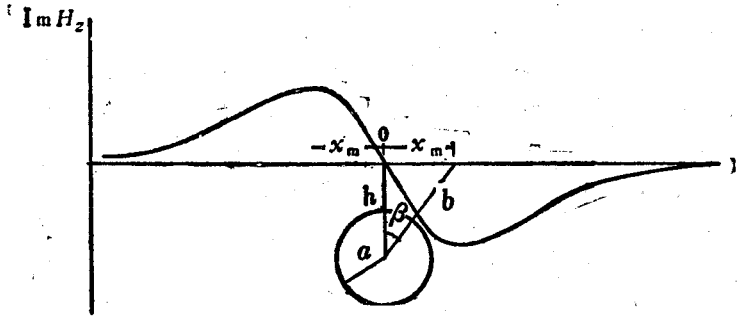


图 5.2.8. 球体解释示意图

Fig. 5.2.8 Sketch of interpretation of the anomalies for a conducting sphere

(2)球体半径的确定。已知h，就可知球心到极值点的距离b和θ角，M/b^5的数值可实际观测出来(令发射线圈和接收线圈共面，相互分开的距离为b，所接收的一次场强度H_s

$=\frac{M}{b^3}$）。使异常频率特性曲线与D函数曲线相重合，此时可找出工作频率所对应的D数值。把以上数值代入（5.2.3）式，可得极值与H_0之比值为

$$\frac{H_2}{H_0}=-\frac{3}{4}D\cdot\sin 2\theta\,\frac{a^3}{b^3}=\frac{D}{2}\cdot\frac{a^3}{b^3}$$

所示

$$\sigma=\sqrt[3]{H_2/H_0\cdot\frac{2}{D}}\cdot b \qquad (5.2.5)$$

（3）电导率σ的确定。利用最佳频率和半径，按上式计算σ值

$$\sigma=\frac{15.2}{f_0\cdot a^2}\times 10^5 \quad \text{S/m} \qquad (5.2.6)$$

三.数值解释

低频虚分量异常的数值计算比较简便，这给计算机数值解释提供了实际应用的可能性，所以我们在正演问题的研究基础上，研究了低频虚分量异常的数值解释。所采用的方法是最优化选择法，即：使数值计算而得的模型异常曲线与实测的异常曲线拟合，取拟合得最好的模型体各参量作为解释的结果。依据前述定性和半定量解释的结果，可以给出较好的初值，这对最优化选择法是很有利的。

一、最优化选择法的基本内容

设实测的虚分量异常以H_k表示，k为观测点号，$k=1,2,\cdots\cdots,m$；m为观测点数。

设所选模型的数值计算异常为H'，H'是模型体参量和观测点坐标的函数，即

$$H'=f(x_k,y_k,z_k,b_1,b_2,\cdots\cdots,b_n) \qquad (5.2.7)$$

式中x_k、y_k、Z_k为观测点的坐标；b_1、b_2、…、b_n代表模型位置、产状和导电性等参量；n为参量的个数。

模型体的初始参量以b_1^0、b_2^0、……、b_n^0表示。

数值计算曲线与实测曲线之间的符合程度，以各测点上计算值与实测值之间的偏差平方和来衡量，若用Φ表示，即

$$\Phi=\sum_{k=1}^{m}\left[H_k-f(x_k,y_k,z_k,b_1,b_2,\cdots\cdots,b_n)\right]^2 \qquad (5.2.8)$$

称Φ为目标函数。最优化方法的主要内容在于求出使Φ取极小值的参量改正量δ、解决这一问题有几种算法，现概略分述如下。

1.最小二乘法（高斯方法）

在式（5.2.7）中x_k，y_k，z_k在不同改正量的迭代过程中是不变的，故将该式表成如下的矢量形式，即

$$H'=f(b) \qquad (5.2.9)$$

式中 $b=(b_1,b_2\cdots\cdots,b_n)^T$，黑斜体表示矢量；上角标$T$表示转置。同样可将（5.2.8）式写成

$$\Phi=[H-f(b)]^T\cdot[H-f(b)] \qquad (5.2.10)$$

还有 $\delta=(\delta_1,\delta_2\cdots\cdots,\delta_n)^T$

$f(b)$是数值计算值，它是b的非线性函数，直接求改正量δ较困难，通常是将f在b附近线性化，就是在b^0附近将f展开成台劳级数，并略去δ的二次和二次以上的项，即

$$f_k(b^0+\delta)=f(b^0)+\sum_{i=1}^{n}\left.\frac{\partial f_k(b)}{\partial b_i}\right|_{b=b^0}\cdot\delta_i$$

或简单写成

$$f=(b^0+\delta)=f(b^0)+P\delta$$

其中P称为雅可比矩阵

$$P_{m\times n}=\begin{pmatrix}\frac{\partial f_1}{\partial b_1}&\frac{\partial f_1}{\partial b_2}&\cdots\cdots&\frac{\partial f_1}{\partial b_n}\\ \frac{\partial f_2}{\partial b_1}&\frac{\partial f_2}{\partial b_2}&\cdots\cdots&\frac{\partial f_2}{\partial b_n}\\ \cdots\cdots&\cdots\cdots&\cdots\cdots&\cdots\cdots\\ \frac{\partial f_m}{\partial b_1}&\frac{\partial f_m}{\partial b_2}&\cdots\cdots&\frac{\partial f_m}{\partial b_n}\end{pmatrix}_{b=b^0} \qquad (5.2.12)$$

将（5.2.11）式代入（5.2.10）式中，可得函数Φ的线性近似表达式为

$$\begin{aligned}\hat{\Phi}(b^0+\delta)&=[H-f(b^0)-P\delta]^T\cdot[H-f(b^0)-P\delta]\\&=[H-f(b^0)^T\cdot[H-f(b^0)]-\\&-2[H-f(b^0)]^T\cdot P\delta+\delta^TP^TP\delta\end{aligned} \qquad (5.2.13)$$

使$\hat{\Phi}$为极小，则δ应满足关系

$$\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial\delta}=-2P^T[H-f(b^0)]+2P^TP\delta=0 \qquad (5.2.14)$$

或将上式改写成

$$A\delta=g \qquad (5.2.15)$$

其中$A=P^TP$，$g=P^T[H-f(b^0)]$。由（5.2.15）式可解出

$$\delta=A^{-1}g \qquad (5.2.16)$$

在实际问题中，观测值已给出，选定模型并给出初值b^0后，P、A与g均可计算出来，并由（5.2.16）式可得出δ值。

将求得的δ值与初始b^0相加，作为新的初始值，再按上述步骤重求新的改正量值。经这样多次迭代，直到求出的δ^k的分量的绝对值$|\delta_i^k|$小于事先给定的允许误差ε为止。

对于非线性问题，需要反复迭代和修正。由于所取的台劳展开式是近似的，因此求得的b、δ也是近似的，其近似程度依赖于δ的大小。若δ过大，则δ的二次及二次以上的项就不能忽略，否则可能导致不收敛于Φ的极小值，也即稳定性差。

2.最速下降法

最速下降法的基本思想是：在从b^0出发求Φ的极小值时，应该沿函数减小最快的方向去找δ。这个最速下降方向记为δ_g，其方向就是Φ函数在b^0点梯度的反方向，即

$$\delta_g=-\mathrm{grad}\Phi=-\left(\frac{\partial\Phi}{\partial b_1},\ \frac{\partial\Phi}{\partial b_2},\ \cdots\cdots,\ \frac{\partial\Phi}{\partial b_n}\right)^T \qquad (5.2.17)$$

沿着最速下降方向δ_g，进行单方向探测便可寻找校正量δ，求出下次迭代的初始值b，这时可写成

$$b=b^0+\lambda\delta_g=b^0-\lambda\mathrm{grad}\Phi \qquad (5.2.18)$$

式中λ为一常数。

应用最速下降法解决了最小二乘法收敛不稳定的问题，但收敛速度比较慢，计算很费时间。

3.阻尼最小二乘法

阻尼最小二乘法是在最小二乘法与最速下降法之间取某种插值，力图以最大步长前进，

同时又紧靠负梯度方向的一种方法。它的基本思想是在迭代的每一步，首先使用接近于最小二乘法改正矢量的方向，并使改正矢量的步长尽可能的增大。如果这种情况不能收敛时，再改用接近最速下降法的方向，同时缩小步长以保证收敛。它的做法是将最小二乘法中的方程

$$A\delta=g$$

改成方程

$$(A+\lambda I)\delta^0=g \tag{5.2.19}$$

其中I为单位矩阵，λ为控制改正方向与步长的正数，称为阻尼系数。此时的改正量δ_0是λ的函数，即$\delta^0=\delta^0(\lambda)$。

我们采用阻尼最小二乘法。

当初始方程为病态方程时，取最大的λ将使迭代稳定；如果方程性能很好，取小的λ以加速迭代收敛。程序中取大λ时则将原λ乘10，取小λ时则将原λ除10，λ的初值可从雅可比矩阵的元素J中计算出来，即取λ近似等于

$$\lambda=\left(\sum_{i=1}^{m}\sum_{j=1}^{n}J_{ij}^2\right)^{1/2} \tag{5.2.20}$$

如果在一个点上，目标函数减小，则该λ值被保留，而形成一个新的雅可比矩阵。如果该λ对于三次连续迭代都使目标函数减小，则在新的迭代中应减小λ值。

计算雅可比矩阵很费时间，因为每求一点偏导数，就要进行两次正演计算。为了节省时间，先以b矢量做一次正演计算，存储起来，然后对b矢量的每一个分量取一个间隔再次进行正演计算，与原正演值相减，得其偏导数值，即用差分代替微商。每个分量的间隔在单个导体时取10^{-5}，对组合导体则取10^{-3}，这是因为组合体时，各个参量对异常值的影响相对来说减弱，这样可以提高程序的判断能力。

由于各个参量的影响程度不同，造成系数矩阵元素绝对值相差较大，如果不处理，将严重地影响稳定性，因而将系数矩阵进行如下规格化

$$\begin{aligned}A^*&=(a_{ij}/\sqrt{a_{ii}},\ \sqrt{a^{jj}})\\ g^*&=(g_j/\sqrt{a_{jj}})\\ \delta_j^*&=\sqrt{a_{jj}}\,\delta_i\end{aligned} \tag{5.2.21}$$

经这样处理后，A^*的正定对称性不变，并且矩阵元素的数值趋于均匀，便于求解，增加了稳定性。利用A^*的对称性，求解时采用乔累斯基分解法，它的数值稳定性比较好，同时又可节约计算量。

二、理论模型的反演

薄板状导体作为模型，反演计算的参量有上顶埋深h、下延宽度l、电导率与厚度的乘积σt、倾角β及走向长度L。在实际工作中，走向长度可以从剖面平面图上确定，所以在理论模型反演时不作为参量而当作常量参加计算。模型研究时，采用8×8的固定网格。

为了研究各参量的收敛能力，取如下模型：顶深60m，下延宽度120m，σt为5S，倾角45°，走向长200m。工作装置取收发距为19.75m的旁线（x、x）装置，工作频率为476Hz，对该模型计算出虚分量异常，作为实测异常。再选初值如下：顶深40m，宽50m，$\sigma t=15$S，倾角60°的模型去拟合，迭代结果如表所示。

迭代次数	顶深(m)	宽度(m)	σt(S)	倾　角
真值	60	120	5	45°
初值	40	50	15	60°
第一次	51.5004	78.6682	16.5644	54.0186°
第二次	57.5023	110.1846	9.1759	47.1561°
第三次	59.2519	125.3236	3.6445	43.5933°
第四次	59.9787	120.1265	4.9911	44.9779°
第五次	59.9997	120.0006	4.9998	44.9999°
第六次	59.9999	120.0000	4.9999	44.9999°

从表上可以看出，对于单体模型，计算程序具有较好的收敛能力和稳定性，尤其是下延宽度参量，可以从50m收敛到120m，并稳定在120m。总的来看，迭代第四次就已收敛，第五、六次使收敛稳定下来。迭代六次在108机上要50分钟的时间，存储单元约3000个。

以上结果表明，数值解释比半定量解释准确得多。

数值反演的另一好处是，若最高工作频率异常还未出现衰减，得不出最佳频率时，对这类小参数体的异常，在半定量解释中是不能确定σt值的，而在数值解释中σt作为一个参变量，可通过迭代加以确定，这将有利于利用电磁法进行地质填图。

虚分量电磁法异常的数值解释现在刚刚开始，预计今后将会得到较快的发展。

第六章　无参考线虚分量仪

第一节　无参考线虚分量观测方法的依据

在仪器制造技术上，虚分量绝对测定的仪器要比测量总和场的仪器难度大，这是由于虚分量绝对测定的仪器不仅要求放大倍数稳定，更重要的是要克服测量系统相位角不稳定的影响。能否解决这个问题，将关系到虚分量绝对测定的方法有否具体实现的可能。

另一方面，虚分量测量总是需要一个参考信号，在电磁法中是以一次场为基准，所以通常从发射回路中取参考信号，再用导线将它传送到接收机，故发射机和接收机之间有一条参考导线连接。这使野外工作很不方便，严重影响工作效率的提高，特别是还将导致在实际工作中无法应用旁线装置。因此，设法去掉这条参考线将有很大实际意义。

人们容易想到，能否用载波发射的方法来传递参考信号？但经实践证明，由于地表电性和地形影响，能使参考信号的相位角不稳定和有暗区存在，故不宜采用。

由方法理论已知，正常场背景值和覆盖层背景值都很低的工作装置，均属正交装置。这种装置的发射圈面和接收圈面互相垂直，而且收、发距较小，一般要求不超过导体顶端埋深。这样，在接收点一次场很强，异常相对很弱，所以总场的方向和相位角与一次场基本相同故可取总场在一次场方向的分量作为参考场。与一次场相垂直的分量，只含有二次场，其大小一般只有一次场的千分之几到百分之几，故观测它的虚分量时，参考信号的相位角虽与一次场的相位角有些差异，但对虚分量读数的影响较小，通常可忽略不计。现以旁线(x、z)装置来分析参考信号的相位角对虚分量读数的影响。

旁线(x、z)装置是将发射线圈和接收线圈分别放在相临两测线的同号测点上，发射线圈垂直于地面和测线，相当于一个沿测线的水平发射磁偶极子；接收线圈面是水平的，接收磁场的垂直分量；位于接收点的参考线圈面与发射线圈面在同一垂直面内。此时一次场将垂直于参考线圈面，若在无异常区，参考线圈所接收的只有一次场，亦即参考信号与一次场无相位角差异，所以接收线圈所接收的信号，其虚分量读数总是为零。

在有异常的地方，参考线圈除接收一次场外，也接收异常场的水平分量，所以参考信号实为总和场的水平分量H_x，它与一次场的相位差为α。我们所观测的虚分量是接收线圈所接收的垂直磁场与参考信号有90°相位差的分量。这样所测得的虚分量值同以一次场为参考时所测的虚分量值之间有所差异。差异大小可从图6.1.1所示的相位矢量图计算出来。图上横座标为实轴Re，一次场H_0即在实轴上；纵座标轴为虚轴Im。参考信号H_x与横轴的相位差为α。接收线圈所接收的垂直分量异常为$H_\perp$，(它与虚轴有相位角θ)。与参考信号矢量相垂直的轴线称为准虚轴Im′，$H_\perp$在此轴上的投影，即所观测的虚分量Im′$H_\perp$。它的大小为

$$\mathrm{Im}'H_\perp = H_\perp \cos(\theta+\alpha)$$

而实际的虚分量为

$$\mathrm{Im}H_\perp = H_\perp \cos\theta$$

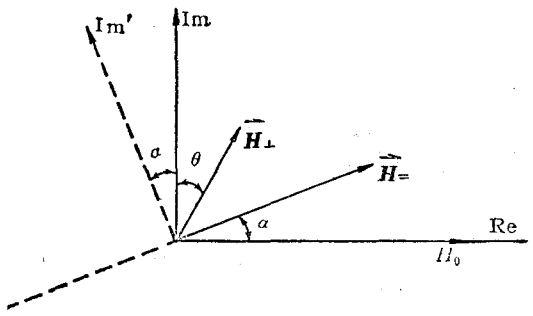


图 6.1.1 相位矢量图
Fig.6.1.1 Argand diagram

它们之间的差异为

$$\mathrm{Im}H_\perp - \mathrm{Im}'H_\perp = H_\perp[\cos\theta - \cos(\theta+\alpha)]$$

若以百分误差K来表示，则有

$$K = \frac{\mathrm{Im}H_\perp - \mathrm{Im}'H_\perp}{\mathrm{Im}H_\perp} = 1 - \frac{\cos(\theta+\alpha)}{\cos\theta} \qquad (6.1.1)$$

从上式中可见，α角越小，误差也就越小。一般可用缩短收发距来使α角减小。实际工作中，通常采用40～100m的近收发距，这既使α角减小，又可增大异常值。

当收发距固定时，（6.1.1）式中的θ与α角均随工作频率而变。在最佳频率时，θ角为45°左右。若取$\mathrm{Im}H_\perp$为一次场的5%（已够大），则将$\alpha \approx 3°$和$\theta = 45°$代入(6.1.1)式可求得$K = 0.05 = 5\%$。可见二者之间的差异很小，可以忽略。

以上分析说明，对于近收发距的正交装置，采用接收点一次场方向的分量作为参考场是可行的。这样就可去掉发射机和接收机之间的参考导线，从而满足了方法上的要求。

这种选取参考信号的方法还有另一重要优点，那就是当接收线圈面安放得没有与一次场平行时，也只能测出与参考场相垂直的虚分量。这不仅对接收线圈安放的要求不高，可提高效率和减小操作误差，而且提高了地质信噪比，给提高探测深度提供了技术上的可能。

1975年5～6月份，在安徽省马山矿区与安徽省322地质队物探分队同志一起进行了野外对比试验，有参考导线与无参考导线所观测到的虚分量异常是一致的。

理论分析和实际对比观测结果，都说明无参考线观测虚分量的方法是可行的。

第二节 整机设计

无参考虚分量仪主要观测虚分量，同时，也可以观测振幅值。为了解决测定虚分量稳定性问题，采用了“磁场补偿”方案，整机方框图如图6.2.1所示。

发射部分由发射机和发射线圈组成，发射机产生给定频率的交变电流，送入发射线圈，在其周围建立一次交变磁场。接收部分，由线圈系统（包括接收线圈，参考线圈和补偿线圈）及接收机（包括参考信号放大器和测量放大器）组成。参考线圈在观测点接收一次场最强方向的磁场，经参考信号放大器后，再送入补偿线圈。补偿线圈与接收线圈呈紧耦合状态。在观测虚分量时，先校准补偿线圈所产生的磁场，使之与参考线圈所接收的磁场有180°的相位差，然后调节补偿场大小，使它与接收线圈所接收的参考场分量相等，亦即互相补偿抵消，此时接收机的表头指示为最小，这最小值就是所要观测的虚分量。

采取这种“磁场补偿”的方法，当最小值时，接收线圈只接收虚分量磁场，所以它的读数大小与接收道的相位不稳定无关，仅与接收道的幅值稳定性有关。这样就可不考虑接收道各谐振选频回路的相位漂移，降低了仪器制造的难度，同时虚分量读数又很可靠。

参考信号道的相位不稳定要影响虚分量的读数，为了保证参考道相位足够稳定，不应加入谐振滤波回路，恰好，本仪器是采用正交装置观测虚分量，参考场很强，接收场微弱，所

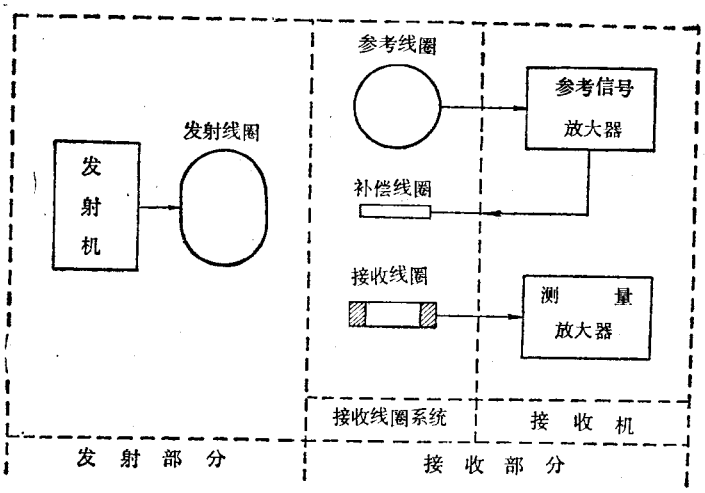


图 6.2.1 整机方框图

Fig.6.2.1 Block diagram of DDW-1 system

需的补偿场也微弱，故参考线圈可以不配谐振电容，这就保证了相位足够稳定。

由此可知，上述虚分量观测方案保证了虚分量观测的稳定性较好，是较好的观测方案。

在整机设计时，考虑了下述几点：

1.仪器要便于携带,轻便和效率高；2.有尽量大的勘探深度,这就要求有较高的发射场强,较高的接收灵敏度，低的噪音和较强的压制干扰的能力；3.观测虚分量要有尽量高的精度，即要求仪器的频率稳定度和补偿道相位稳定性较好；4.便于发现不同大小和产状的良导矿体异常，并对非良导干扰体的异常有较高的分辨能力和压制能力。

全套仪器的具体指标分述如下：

1.仪器工作环境温度选为$-10°C\sim+50°C$全套仪器并分为四个部份，以便于携带。

2.频率的选择

（1）国内大型良导矿体最佳频率在100～几百赫。而小型良导矿体或电导性较差的矿体为数千赫。工作频率应选在矿体的最佳频率附近。

（2）尽可能利用频率特性曲线和不同频率的异常形态来分辨和区别异常，进行定性或定量解释，工作频率范围应选宽一些。

（3）从减轻重量并提高接收灵敏度考虑，希望工作频率高一些。

（4）不同频率时能用一套线圈工作。

现选取的三个频率为400Hz、1200Hz、3600Hz。

3.系统灵敏度：它包括从发射场强度到接收灵敏度在内的整套仪器的灵敏度。

从提高系统灵敏度来说，以提高接收灵敏度，并增强压制干扰能力和降低噪声电平最为合理和有利。根据目前设计制作能达到的水平，我们选取接收机最灵敏测程满标度值为$1\mu V$。运用谐振接收回路和用LC双回路滤波器来压制干扰，测量放大器输入级选取低噪声管，最后可使接收机测量放大器短路时噪声水平$\leqslant 0.003\mu V$。

发射场强决定于发射磁矩$M=INS$,I是发射电流；N是发射线圈圈数;S是发射线圈面

地信网
WWW.3S001.COM

积。经换算可变为$M=K\sqrt{PWS}$，这里P是发射机功率；W是线圈重量。可见P和W固定时，增大线圈面积S，就能加大发射磁矩。考虑到耗电和便于携带，故发射机功率定为15W。线圈线重选为6kg（线圈总重8.6kg。线圈面积约0.8m²。相应的磁矩为245A·m²。

系统灵敏度在400Hz时，对于携带式小发射线圈，当发射接收线圈共面相距40m时，所测得的接收讯号为1200μV。

4.仪器观测精度：分振幅观测精度和虚分量观测精度两种。目前振幅精度为2%。虚分量观测精度是仪器主要指标，为了保证虚分量观测有较高的调稳定性，在方案选择上就采取了一些措施，如去掉参考导线以减小分布参数对相位的影响；采用正交装置以减弱一次场的影响采用磁场补偿的方案，使接收选频放大系统（接收线圈和选频测试放大器）的相位变化不起作用。这样，相位稳定性只与参考讯号道有关。为使参考讯号道相位稳定，参考线圈不加谐振电路并设法保证相当稳定的发射频率（$\Delta f/f\leqslant 1\times10^{-4}/°C$）。有了这些措施，虚分量稳定性较高，以灵敏度高的测程（1和3μV档）虚分量稳定性来表示，目前仪器虚分量观测精度为0.1～0.2μV。在虚分量值较大时，其测量精度接近于振幅的观测精度。

5.接收线圈与发射线圈间采用正交装置，一方面是方案本身所要求，一方面是有利于压制良导覆盖层的影响和减轻接收机对相位稳定的要求。

6.仪器可采用三种形式场源，以适应不同地电条件和不同工作阶段解决地质任务的需要。一种场源是移动式的发射线圈（简称小线圈，上面总机设计所指即为此类）；第二种是半固定式的大线框；第三种是固定式的小回线。前两种还可以灵活地采用各种不同形式的装置，以观测各种不同方向的磁场。

第三节　发射机部分

一、发射机主要技术指标

1.工作频率　400Hz，1200Hz，3600Hz为三个固定频率。

2.频率稳定度

（1）温度影响　$\left|\frac{\Delta f}{f}\right|\leqslant 1\times10^{-4}/℃$

（2）电源影响（当电压由27V变到20V时）

$$\left|\frac{\Delta f}{f}\right|\leqslant 1\times10^{-6}$$

（3）“电压输出”与“功率输出”频率差，即发射机的频率牵制值　$\left|\frac{\Delta f}{f}\right|\leqslant 1\times10^{-6}$

3.发射电流和磁矩

场源及线圈面积	小线圈0.778m²			大线框8.5m²		
频　率	400Hz	1200Hz	3600Hz	400Hz	1200Hz	3600Hz
发射电流(A)	1.7	1.00	0.3	2.25	1.5	0.75
磁矩(A·m²)	195	114	34.5	650	433	216

4.工作环境温度　　−10℃～50℃

5.相对湿度　　低于95%

6.电源　　E，20节镉镍电池（GNY−3）串联，即20GNY−3电池组，20V至27V。

7.重量　　发射机控制部分约为3.2kg，蓄电池重3.25kg。

8.外形尺寸　　110×110×540mm³

9.发射线圈

（1）小线圈

大小　　如图6.3.1所示。

圈数　　148匝(两组各148匝，并联)

导线　　QZL ϕ1.62的高强度漆包铝线

直流电阻　　$R_0 \approx 3.3\Omega$

电感　　$L \approx 50mH$

自然谐振频率　　$f_0 \approx 15.5kHz$

重量　　8.6kg

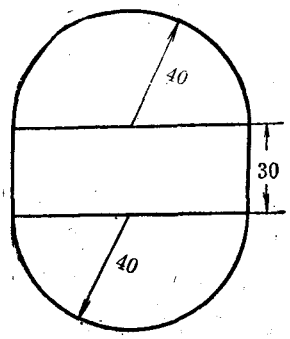


图 6.3.1　小发射线圈尺寸
（单位，cm）

Fig. 6.3.1　Dimension of portable transmitting coil
(unit: cm)

（2）大线框

周长　12m匝。　圈数　34匝。

面积　$S=8.5m^2$。

导线　QZL ϕ1.62高强度漆包铝线（三根并绕）。

直流电阻　$R_0=2\Omega$。

电感　$L \approx 15mH$。

重量　约9 kg

二、发射部分方框图

如图6.3.2所示。

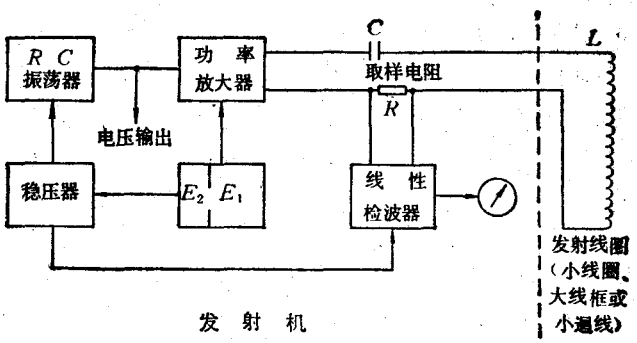


图 6.3.2　DDW−1发射机方框图

Fig. 6.3.2　Block diagram of the transmitter of DDW−1 system

由RC振荡器产生指定频率的正弦信号，经串联推挽功率放大器进行功率放大，由谐振电容C和发射线圈L所组成的串联谐振回路输出。选用LC串联谐振回路，能获得最大的电流输出及改善波形。发射电流的大小则可由输出回路内所串按取样电阻r两端取出电压，经过线性检波器及电表进行指示。电源E经稳压后对RC振荡器及线性检波电路供电，而功率放大器则直接由电源E供电。

三、发射机整机电路

发射机电路见图6.3.3所示，现对其各部分的作用简述如下。

（一）RC振荡器

在选用振荡器的类型时应考虑：

1 频率稳定度足够高。根据方法的要求，应满足　　$|\Delta f/f| \leqslant 1 \times 10^{-4}$

2 振荡频率应连续可调。由于这套仪器的发射机输出回路，接收机输入回路及滤波器都是谐振回路，所以只有振荡频率连续可调，才可以很方便地在室内或野外现场进行整机的自我检测和调整，使整机经常处于最佳工作状态；

（3）电路简单，调试维修方便，适于野外工作的特点。

众所周知，虽然采用石英晶体或其他机械式谐振器来作频率稳定度较高的振荡器很容易，但此类振荡器不能连续调节频率，不便采用。在音频范围内采用RC振荡器，一般说是较理想的，但它的频率稳定度不很高（$10^{-2}\sim10^{-3}$）。如果能提高RC振荡器的频率稳定性，那这种型式的振荡器就能满足我们对整机的要求。

我们选用的RC振荡器是常用的电压反馈式文氏电桥振荡器，其方框图见图6.3.4。这里主要讨论如何提高它的频率稳定性问题。

从理论分析得出，文氏桥的振荡频率为

$$f=\frac{1}{2\pi\sqrt{R_A R_B C_A C_B}}$$

要使振荡频率稳定，首先要求电桥内各元件的参数稳定。其次要求放大器的输入，输出端对电桥的影响小。

电桥各元件的参数对文氏桥振荡器频率稳定性的影响可用下式来表示。

$$\frac{\Delta f}{f}=-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta R_A}{R_A}+\frac{\Delta R_B}{R_B}+\frac{\Delta C_A}{C_A}+\frac{\Delta C_B}{C_B}\right)$$

元件参数的变化则主要是受温度影响。对此，我们除用加温和通电多次老化电阻和电容，使其稳定性增高外，最关键的是选用温度系数符号相反的电阻和电容，使它们所受温度影响相互补偿而使$\Delta f/f$达到最小值。在实际调试中，我们选用一炭膜电阻（它的温度系数大些）和一金属膜电阻串联成R_A借改变这两种电阻阻值的比例来改变总电阻的温度系数值，使它补偿掉电容的温度系数及放大器影响。这样作，可使振荡器的频率稳定度$|\Delta f/f| \leqslant 1\times10^{-4}/1℃$。

为了减小放大器对电桥的影响，在放大器的输入及输出端分别加上一级共集电极电路，以增大它的输入阻抗，减小它的输出阻抗。此外还采用稳定度较高的稳压电源供电，这一方面使放大器的工作点稳定，从而使它对电桥的微弱影响也稳定。另一方面使它和以后的功率放大器隔离，使振荡频率不受功放级的影响。

放大器和稳压器的性能如下：

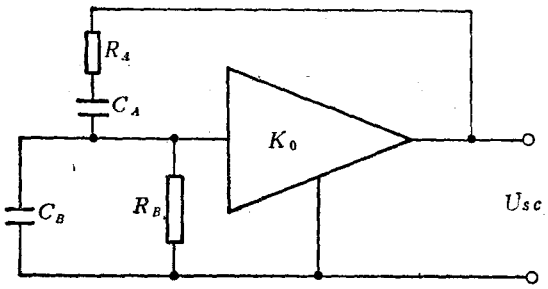


图 6.3.4 文氏桥振荡器方框图
Fig. 6.3.4 Block diagram of the Wien-bridge oscillator

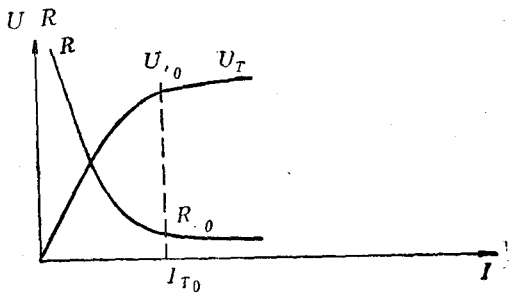


图 6.3.5 热敏电阻工作点选择图
Fig. 6.3.5 Choice of the working point of the thermistor

放大器

（1）$K_0 \approx 50$;

（2）$R_{sr} \geqslant 1\ M\Omega$;

（3）$R_{sc} = 80\Omega$

（4）相移　　接近0°;

（5）通频带（−3dB 计）　　10Hz～200kHz;

（6）电源消耗　　18V，4.7mA

稳压器

（1）稳压系数　$S = \left.\dfrac{\dfrac{\Delta V_0}{V_0}}{\dfrac{\Delta V_S}{V_S}}\right|_{\substack{\Delta I_0 = 0 \\ \Delta T = 0}} = 1.2 \times 10^{-4}$

（2）动态的内阻　$R_0 \leqslant 0.5\Omega$（ΔI为30mA）

（3）温度系数　$K_T = \left.\dfrac{\Delta V_0}{\Delta T}\right|_{\substack{\Delta V_S = 0 \\ \Delta I_0 = 0}} = 6.3 \times 10^{-4}(V/℃)$

在振荡器中，R_7、R_3、R_4、R_5、和R_1为振荡频率微调元件。其中R_7为带指示的螺旋电位器，振荡频率的变化量可由它直接指示出。电位器所示数从“0.00”变到“10.00”，频率相应变化15%，因此每圈对应的频率变化为1.5%。调整仪器时，使R_7指示数为“5.00”，此时，若振荡频率不是规定的工作频率则应调R_3(400Hz)、R_4(1200Hz)、R_5(3600Hz)，使之正好等于规定的工作频率。R_1是用来同时微调三个工作频率的。

由R_t、R_{12}、R_{13}、构成的负反馈支路，可以稳定振荡器输出幅度称之为稳幅电路。选用的R_t为RR527A或RRW1-1型真空式热敏电阻。调节R_{12}，可使R_t处于最佳工作点上。热敏电阻工作点的选取应考虑到以下因素：（1）处于电阻值随电流变化较大之处，这样控制作用强；（2）当流过热敏电阻的电流有较大变化时热敏电阻两端的电压变化较小，即接近饱和状态；（3）应使通过R_t的电流尽量小些，以减轻放大器的负载；（4）环境温度变化

地信网
WWW.3S001.COM

时，输出幅度变化小。综合上述几点，选取热敏电阻的工作点如图6.3.5所示。当我们规定振荡器输出幅度为4V左右时，要求热敏电阻的饱和电压在3V附近。热敏电阻工作点的一般数据为$V_t=2.8V$，$I_t=0.5mA$，此时R_t为$R5.6k\Omega$，$R_{12}+R_{13}=2.8k\Omega$。

概括上述各点，*RC*振荡器的主要性能指标如下：

(1)频率　400Hz，1200Hz，3600Hz；

R_7能调节频率±7.5%（共15%）；R_3（R_4，R_5）微调频率约4%。

(2)频率稳定度　$|\Delta f/f|\leqslant 1\times10^{-4}/°C$，电源电压变化对频率无影响。

(3)输出电压　约4V。

(4)失真度　电压失真度对三个频率均≤1.5%。

(二)功率放大器由T_6T_7复合组成推动级，讯号经变压器倒相，经T_8T_{10}及T_9T_{11}两组复合管进行串联推挽放大。为了工作可靠及仪器安全起见，本电路采用3AD9和3AD18A复合管。

(三)线性检波器

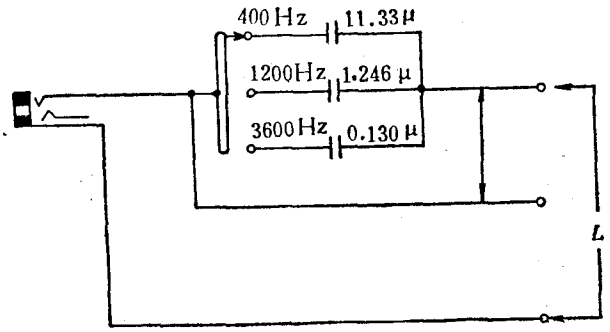


图 6.3.6　电容箱电路图

Fig.6.3.6　Circuit diagram of the capacitance box

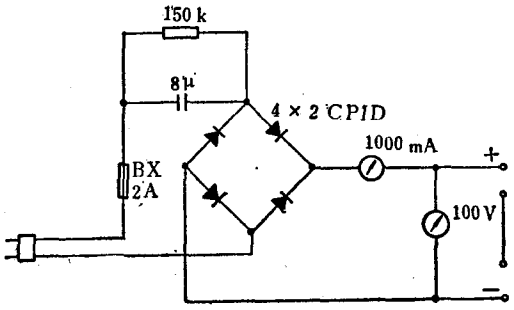


图 6.3.7　充电器电路图

Fig.6.3.7　Circuit diagram of the charger

工作原理参阅“接收机部分”的有关章节。与接收机的检波器不同之处在于此检波器的电压灵敏度高些，约为125mV。

(四)谐振电容*C*

由于本仪器主要是用作普查的，所以用小线圈时的谐振电容安装在发射机内。串联谐振时电容两端要产生高压，因此宜选用耐高压的电容，同时由于负载电阻相当小，并且又处在大电流工作状态，故要求电容的损耗非常小。在用大线框输出时，则用一外接电容箱配谐。电容箱的电路如图6.3.6。

(五)发射线圈

参数见技术指标有关部分。

(六)电源

采用20GNY-3镉镍电池组。20GNY-3电池充电时应用专门的充电器，其充电电流约300mA充电器的电路如图6.3.7所示。

第四节　接收机部分

一、主要技术数据

(一)测量放大器部分

1 测量范围　0.02μV～10mV

各分档满度值：1、3、10、30、100、300μV，1、3、10mV共九个测程。由零到满度都是线性刻度。

2.换测程误差　＜±2%。

3.输入阻抗　约10MΩ。

4.带通滤波器的中心频率　有三个：400、1200、3600Hz。

5.带通滤波器平顶部分的相对带宽　约3.5%（以下降30%为准）。

6.滤波器对倍频的压制作用　42/1 000。

7.滤波器工作在400Hz时对50Hz干扰的压制作用　2.8/10 000。

8.内部噪音　0.02μV（输入短路时，在1μV档测）

9.工作环境温度　−10℃～+50℃。

10.环境温度引起的测量误差　＜1%/10℃。

11.电源　18V（用两块晶体管收音机用的9伏积层电池串联），电流消耗约3mA。由于用了稳压装置，因此电压由18V下降到12V时测量放大器的灵敏度无变化。

(二)参考信号放大器部分

1.移相角度　90°±15°连续可调。

2.电源　9V（一块晶体管收音机用的积层电池），电流消耗约3mA。

(三)线圈部分

1.接收线圈

圈数　N=2100匝（由4个525匝的绕组串联组成，绕组内径为220mm，每个绕组的厚度为8mm）。

导线直径　d=0.38mm。

线圈直流电阻　r_0=225Ω。

线圈电感　L=1.60H。

自然谐振频率　f_0≈6kHz

灵敏度　接收线圈配谐后的磁感应强度灵敏度为

400Hz为3.5 μV/pT（微伏每皮特）；

1200Hz为7.7 μV/pT（根据发射场强的不同还可调整）；

3600Hz为26 μV/pT（也可调整）。

线圈Q值　由线圈及测量放大器的输入电阻和配谐电容组成的接收回路的Q值如下

400Hz为15.1；　1200Hz为36.4；　3600Hz为56。

2.参考信号线圈

圈数　N=2100匝（由4个525匝绕组串联组成，绕组内径220mm，每个绕组的厚度为3mm）。

导线直径　d=0.13mm。

线圈直流电阻　r_0≈1940Ω。

线圈电感　L≈1.80H。

自然谐振频率　f_0≈6.3kHz。

灵敏度　不配谐输出的磁感应强度灵敏度为

400Hz为0.19 μV/pT；

1200Hz为0.64 μV/pT；

3600Hz为2.95 μV/pT。

3.补偿线圈　　2匝，紧贴在接收线圈内壁上。

4.接收线圈系统的总重量（包括脚架）　　5.3kg。

(四)接收机重量：1.8kg。

(五)接收机箱尺寸：255×85×160mm³。

二、接收机的电路原理

方框图如图　.4.1。

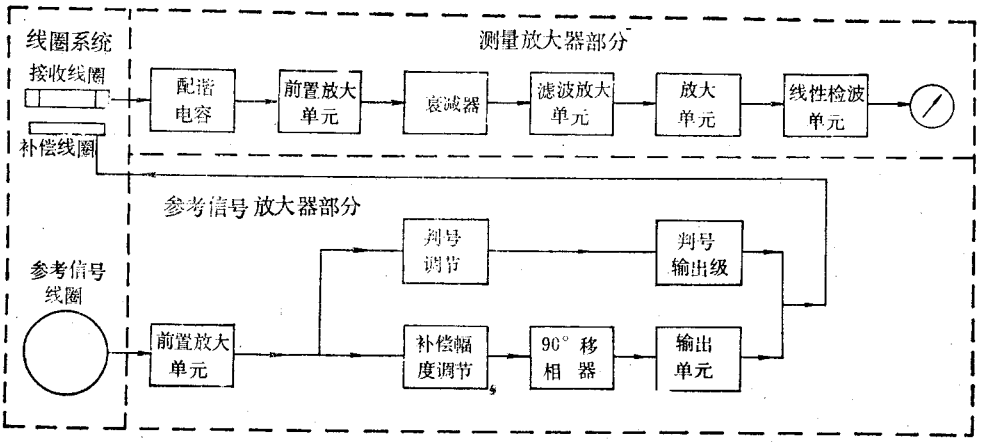


图 6.4.1　DDW-1接收机方框图

Fig.6.4.1　Block diagram of the receiver of the DDW-1

接收机主要由(1)线圈系统、(2)参考信号放大器、(3)测量放大器三个部分组成。

线圈系统包括接收线圈、参考线圈、补偿线圈。

在野外工作时，参考线圈面垂直于一次场，与之呈强耦合，因此线圈感应出最大的电压信号，在测量虚分量时，此电压作为参考信号，以代替用参考导线引入接收机的参考电压。

接收线圈面与参考线圈面垂直，因此与一次场呈最弱耦合，基本上平行于一次场。现在要测量的是二次场的虚分量（即与一次场相位差90°的部分），因此需要补偿掉与一次场同相的部分（即实分量）。将由参考线圈取得的电压经过参考信号放大器放大，并控制其幅度和相角，然后送到补偿线圈，使其产生的磁场去补掉实分量，不能补偿的值即虚分量。

参考信号放大器内要加入90°移相器。这是因为参考线圈内感应的电压与一次场相位差90°，若不加入90°移相器，补偿线圈产生的补偿场的相位将与参考电压同相，其相位也与一次场差90°，不能起补偿实分量的作用。因此必须在参考信号放大器内加入一个90°移相器，使输出信号与一次场相位差180°，才能起到补偿实分量的作用。

考虑到参考线圈、参考信号放大器和补偿线圈等可能引入附加相移，以及移相器的RC与设计值有偏差等各种原因，要求90°移相器在设计值（90°）附近是可调的。

在观测虚分量时，首先调节90°移相器，使补偿线圈中产生的补偿磁场正好与一次场反相，称为“交相角”（其具体方法将在本章最后“整机调试”中介绍）；然后调节“补偿幅度”电位器，使接收线圈中补偿场的大小等于实分量，这时测量放大器表头读数为最小，即虚分量值。

为了判别虚分量的正负号，在参考信号放大器内加入一个判号输出级，其输入信号是不经移相的参考信号，因此输出在补偿线圈内产生的是虚分量场。在虚分量测量时，首先将判号输出级的讯号关到零，调节“补偿幅度”使表头读数量小，即可读出虚分量的大小；然后，将判号的输出讯号由小渐渐增大，如果表头的读数增大，表示虚分量为正值，反之，则为负值。如果先减小而后又增大也是负值。考虑到参考信号相位的稳定性要求高，参考线圈经用配谐电容，而采用宽频带工作方式，其自然频率要远高于最高工作频率（3600Hz），使其达到较高的相位稳定性。

参考信号电压输至参考信号放大器的前置放大单元，放大约50倍。前置放大单元具有很高的输入阻抗，可使参考线圈只有电压输出，而且输出电流甚小，以避免输出电流产生二次场干扰和线圈电感产生相移。前置放大单元的输出端接有补偿幅度调节电位器和判号调节电位器。补偿幅度调节电位器的输出接到90°移相器上，再经过输出单元将补偿电流输至补偿线圈。输出单元将电压输入信号转换为输出电流信号，输出单元应具有较高的输入阻抗和尽可能高的输出阻抗。高的输入阻抗可以减小它对前面的90°移相器的影响。高输出阻抗的作用一是使补偿线圈电感不会引起附加相移，其二是它与补偿线圈所形成的高阻抗闭合回路不致于对接收线圈造成短路作用。

接收线圈接收的信号，进入测量放大器时与输入电容谐振，进行第一次选频，以压制干扰。经过选频的信号进入前置放大单元放大后，输到衰减器以改变信号的大小。衰减器的输出进入滤波放大单元，经双回路的第二次选频，进一步压低干扰电压后，被送到下一放大单元放大，最后送入线性检波单元，将交流信号检波变为直流，用直流微安表指示。

在电干扰较大的情况下工作时，可以在上述LC滤波放大单元之后再经陶瓷滤波器进一步压制干扰，然后送入下面的放大器。

为了适应野外工作需要，仪器应能在很宽的温度范围内稳定可靠地进行工作，准确、方便地进行读数，同时还要轻便、省电等。

由以上的条件考虑，测量放大器应有较高的稳定性。在使用半导体管作放大、检波等用途时，要使其工作稳定必须加入强负反馈。如果使用线性集成电路，则在耗电方面较由分立元件组成的电路要大，并还要用正负电源。另外测量放大器的最小测程是1μV，线性集成电路不易满足低噪音的要求。因此接收机内还是全部采用晶体管分立元件组成，这样既满足了低噪音的要求（0.02μV）也比较省电（18V，3mA）。

三、测量放大器电路

参看图6.4.2所示的接收机电路图。

（一）配谐电容

接收信号进入“接收输入”端后，根据不同的工作频率可用K_{2a}选择配谐电容，在K_{2a}刀上并联的微调电容仅对3600Hz起微调作用，对其它频率因配谐电容甚大，微调电容不起作用。而在3600Hz接收回路的配谐电容较小，接收线圈引线分布电容的变化（如更换引线等）、可能引起回路失谐，调节此微调电容即可重新达到谐振。调谐电容与输入端之间还有开关K_1，在用振荡器检查测量放大器的特性时，将此开关扳向“C断”位置，调谐电容即断开。

（二）前置放大单元

由深度负反馈的三级放大器组成，其原理如图6.4.3所示。

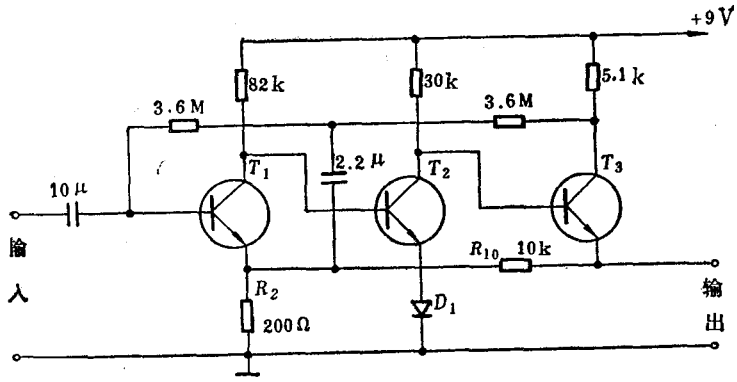


图 6.4.3 前置放大器电路图

Fig. 6.4.3 Circuit diagram of the pre-amplifier

三级之间采取直接耦合方式，第一级的基极偏流是由第三级的集电极经过偏流电阻取得。由于三级之间是直接耦合，在取得偏量的同时，也引进了直流负反馈，这样便使直流工作点得到了稳定（减小了环境温度对工作点的影响）。为了去掉通过偏流电阻造成的交流负反馈（它会使电路的输入阻抗减小，是有害的。）在偏流电路中接入2.2μF的电容器，电容的另一端接在T_1的发射极，由于自举作用使输入阻抗提高。放大单元的输出端是在第三级的发射极，在这里接有由R_{10}和R_2组成的负反馈电路，用它来稳定这个电路的放大倍数。利个电路在无反馈时的放大倍数约有5000倍，在有反馈时的放大倍数

$$K_U=\frac{R_{10}+R_2}{R_2}=\frac{200+1000}{200}\approx 50$$

因为有负反馈，输入阻抗得以提高，（约5～10MΩ）而输出阻抗得以降低（约3～4Ω）。当工作在较高的频率（1200Hz和3600Hz）时，由于接收线圈的感应电势与频率成正比，同时线圈Q值也有所提高，致使接收线圈的灵敏度提高。为了便于整理资料，使收发距离相同但各频率的发射电流不同的条件下，接收机在各个频率有相同的读数，特增加R_2以降低前置放大器的放大倍数。在具体电路内是于200Ω电阻下再串入可变电阻，以调节其放大倍数。

由于噪声水平的高低主要由第一级的晶体管决定，因此要选采低噪声的。第一级的晶体管与其后的大部分晶体管是相同型号的硅NPN管，从这些相同型号的晶体管中挑选噪声最低者用于第一级。另外，第一级是稳定地工作在小电流低电压的工作状态下，正符合低噪声工作状态的要求。

（三）衰减器（测程转换开关）

有1、3、10、30、100、300、1k、3k、10k 微伏九个测程，由一个1/3和一个1/10衰减节组合而成。衰减器的原理如图6.4.4所示。

当测程为1μV时，K_{4a}扳向前，K_{4b}接A点，输入直接输出。当测程为3μV时，K_{4a}扳向后，K_{4b}接A点，输入经过一个1/3衰减节（R_{13}与后面的八个电阻串并联，其总电阻为1kΩ，它们与2kΩ的R_{12}组成1/3衰减节）后输出。当测程为10μV时，K_{4a}扳向前，K_{4b}接B点，此时1/3衰减节不起作用，只用了一个1/10衰减节。其它测程依此类推。

（四）滤波放大单元

电路原理与超外差收音机内的双回路中频放大级类似。电路原理图如图6.4.5所示。

C_1L_1组成初级调谐回路，Lm_1是耦合线圈，串联在C_2L_2次级回路内使初级与次级回路相

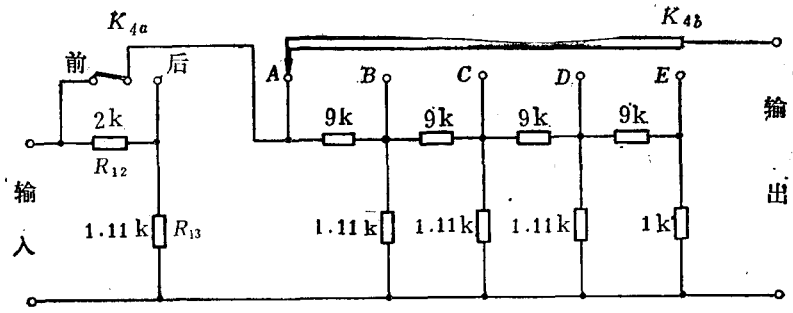


图 6.4.4 衰减器原理图

Fig.6.4.4 Schematic diagram of the attenuator

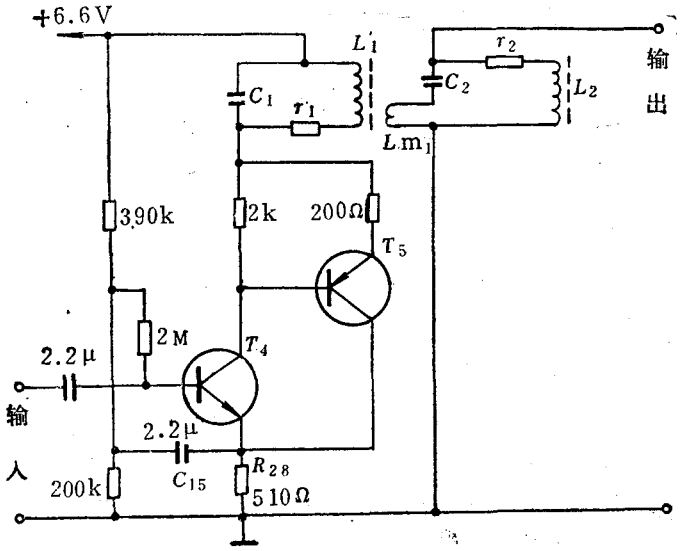


图 6.4.5 滤波放大电路原理图

Fig.6.4.5 Circuit diagrams of the filtering amplified circuit

耦合。L_1与Lm_1在同一个罐形磁盒内，L_2单独在另一个罐形磁盒内，两个磁盒装在同一个铁磁屏蔽罩内。

为了变更工作频率，使用了四刀开关$K4a\sim d$（见接收机电路图）。为了在三个不同的工作频率有相似的滤波特性曲线和相同的放大倍数，在变更频率时C_1、C_2、L_1、L_2、Lm要全部变更，使其在三个不同的工作频率时初级容抗X_{C1}（$=\frac{1}{\omega C_1}$）、次级容抗X_{C2}、初级感抗X_{L1}（$=\omega L_1$）、次级感抗X_{L2}都不变。因为三个频率之比为400:1200=1200:3600=1:3，所以各频率电容之比$C_{400}:C_{1200}=C_{1200}:C_{3600}=3:1$，各频率电感之比$L_{400}:L_{1200}=L_{1200}:L_{3600}=3:1$，电感的改变借助改变线圈的抽头实现。因为电感$L\propto n^2$（$n$为线圈的匝数），即$L_{400}:L_{1200}=L_{1200}:L_{3600}=n^2_{400}:n^2_{1200}=n^2_{1200}:n^2_{3600}=3:1$，所以$n_{400}/n_{1200}=n_{1200}/n_{3600}=\sqrt{3/1}$。

在400Hz时，L_1、L_2约为0.9H（亨利），线圈的匝数各为900匝。

在1200Hz时，L_1、L_2约为0.3H，线圈的匝数各为520匝。

在3600Hz时，L_1、L_2约为0.1H，线圈的匝数各为300匝。

初级回路与次级回路之间的耦合系数$K=\frac{n_m}{n_1}=\frac{1}{20}$

在400Hz时耦合线圈的匝数$n_{m\ 400}=900\times\frac{1}{20}=45$匝

在1200Hz时，$n_{m\ 1200}=26$匝

在3500Hz时，$n_{m\ 3600}=15$匝

在耦合系数$K=\frac{1}{20}$已定的情况下，可以调节初、次级回路中串联电阻r_1、r_2，使初、次级回路的$Q=\frac{1}{K}=20$，这样便得到了平顶的频率特性曲线。

滤波放大单元T_4管发射极下边的电阻R_{23}（540Ω）起电流负反馈作用。它既可以提高输入阻抗，也可以提高输出阻抗。提高输入阻抗可以减小其对衰减器的分流影响，提高输出阻抗以减小其对负载回路的分流影响。加入T_5管的目的是增加此单元的电流放大倍数，这样在R_{23}上可以得到更强的电流负反馈，使本级的电压放大倍数K_U更稳定

$$K_U=\frac{1}{2}\frac{Q\omega L_1}{R_{23}}=\frac{1}{2}\frac{20\times2\pi\times400\times0.9}{510}=44$$

C_{15}电容起自举作用，以提高输入阻抗。

滤波放大单元的输出接到另一放大单元的输入端。这一单元的电路与前置放大器相似，电压放大倍数$K_U=90$，其输出电压送到线性检波单元进行检波。

（五）陶瓷滤波单元

当野外电干扰较大时可将陶瓷滤波器串入通道内，这时滤波放大单元的输出接到陶瓷滤波单元的输入端，其输出再接到下一放大单元。陶瓷滤波单元起进一步压制干扰作用，约有压低倍数的效果，其具体效果与当地的干扰性质有关。因为在3600Hz工作时，陶瓷滤波器没有显著进一步压制干扰的效果，故只设置了400Hz和1200Hz的陶瓷滤波器。

用陶瓷滤波器与否，对于测量放大器工作中心频率的灵敏度应该没有影响，也就是说陶瓷滤波器的传输系数应该严格地等于1，因此在这部分电路内加入了放大器和输出幅度调节电位器W_3、W_4，以保证传输系数等于1。

因为陶瓷滤波器的温度稳定性较差（幅度和中心频率的稳定性都劣于测量放大器内的LC滤波器），在野外对其传输系数要进行经常的调整。其方法为：在测点上将接收线圈转至接收发射讯号较强的方向，此时“滤波选择”开关K_4应旋至“LC滤波”档，读出表头指示后，再旋“滤波选择”至陶瓷滤波的相应频率档，调节相应的幅度调节电位器，使表头指数与只有LC滤波时的相同即可。由于陶瓷滤波器的稳定性较差，故在干扰不严重的情况下，一般不使用陶瓷滤波器，以利于提高工作效率。

陶瓷滤波单元装在单独的插件板上，不用时可以拔下以免耗电。

（六）线性检波单元

检波原理如图6.4.6所示。

图中三角形符号表示一个无反馈时电压放大倍数为$-K_0$的放大器（即开环放大倍数为$-K_0$）U_{sr}代表输入电压，U_{sc}代表输出电压。反馈由两个并联的硅二极管（一正一反）来实现。在其中一个二极管D_1反馈电路内串联了一个测程为50μA的直流电表，作为检波器的输出指示仪表。要了解电表内流过的直流电流与U_{sr}间的关系，只需研究D_1导通半周内的

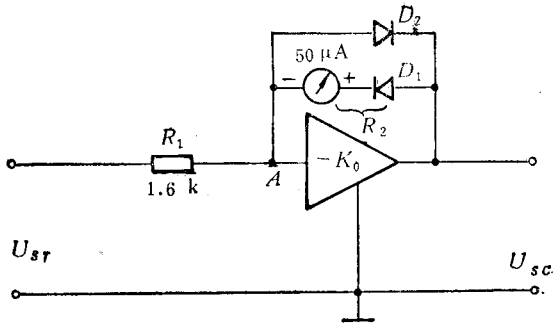


图 6.4.6 线性检波器原理图

Fig.6.4.6 Circuit diagram of the linear detector

直流成分即可，此时D_2处于反向截止，不起反馈作用。

根据负反馈电路的分析可知，这个电路的电压放大倍数可用下式计算

$$|K_U| = \frac{U_{sc}}{U_{sr}} = \frac{R_2}{R_1}$$

其中R_2为D_1的正向电阻和50μA电表电阻之和。

半波整流的输出直流I_-和交流有效值I的关系为

$$I_- = \frac{1}{\pi} I_m = \frac{\sqrt{2}}{\pi} I \qquad (I_m\text{为正弦交流的最大值})$$

在线性检波电路内 $$I = \frac{U_{sc} - U_A}{R_2}$$

由于$U_{sc} = -K_0 U_A$，在这个电路内K_0甚大，因此有

$$I = \frac{U_{sc}}{R_2} = \frac{K_U U_{sr}}{R_2} = \frac{\frac{R_2}{R_1} U_{sr}}{R_2} = \frac{U_{sr}}{R_1}$$

$$I_- = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{U_{sr}}{R_1}$$

此式即为线性检波器电表的直流值与输入交流电压的关系，称为线性检波灵敏度计算式。从此式可看出I_-与U_{sr}呈线性关系，而检波的灵敏度只与R_1有关，与R_2无关。在此处二极管参与了整流但并不会影响检波的线性关系，当温度变化时二极管内阻发生了变化也并不影响灵敏度。放大器的开环放大倍数K。发生变化对灵敏度也无影响。当然这是在K_0足够大这一条件存在的情况下才是正确的。R_1决定了检波器的灵敏度，例如在测量放大器内，此电阻为1.6kΩ，则

$$U_{sr} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \times R_1 \times I_- = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \times 1600 \times 50 \times 10^{-6} = 0.178\text{V}$$

还要补充说明，之所以采用较复杂的线性检波器，是因为如此小的交流电压用一般的二极管来检波很困难，因为硅管的正向在0.6V才导通，而锗管也需要0.25V才导通，当然就更谈不上输出与输入的线性关系了。

线性检波电路中采用硅二极管的原因是，在所使用的温度范围内硅管的反向漏电电流很小，可以忽略（与50μA相比），故不受温度影响。（而锗管的漏电流较大，当其工作在反向时不能认为它是处于完全断开的状态，而形成了附加的并联反馈通路。当温度不同时锗管的漏电流有较大的变化，附加反馈通路的影响也起了变化，因此影响了灵敏度）。此外，灵敏度的稳定性还依赖于R_1的稳定性，在要求不是太高的情况下，采用炭膜电阻即可满足。

线性检波电路中，大三角形图框代表的高放大倍数放大器的电路如图6.4.7所示。

由T_{11}的基极输入。T_9和T_{10}组成的复合管可视为一个管，称上管，上管可视为下管

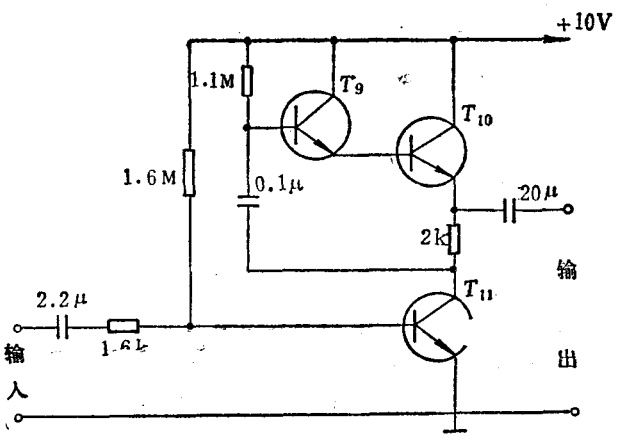


图6.6.7 高决大倍数的放大器电路图

Fig.6.7.4 Circuit diagram of the high-gain amplifier

（T_{11}）的负载。

发射极接地线路电压放大倍数K_U的计算式为

$$K_U=\beta\frac{R_{fz}}{R_{sr}}$$

式中β为T_{11}的电流放大系数，R_{sr}为T_{11}的输入电阻，R_{fz}为T_{11}的负载电阻。这里的T_9、T_{10}、T_{11}管在图6.4.2上为T_{12}、T_{13}、T_{14}管。

由上式看出增大R_{fz}能使K_U增大，但是如果用普遍的电阻则随阻值增大的同时直流电压也随之增大，这样又需要提高电源电压方能使T_{11}有足够的集电极电压以进行正常的放大。用晶体管代替普通的电阻，可以在不增加直流电压降的情况下而起到高负载电阻的作用。在T_{10}的发射极下串入2 kΩ电阻，使其上产生的交流电压通过0.1μF的电容反馈到T_9管的基极上。加入这一电流反馈后可使上管的等效负载电阻，从而也就使K_U更进一步提高。0.1μF电容可使T_{11}的集电极和T_9基极短路，显然T_9管的偏流电阻（在此为1.1MΩ）是与上管形成的等效负载电阻并联的。如果上管只有一个管子，而且β值不高，则偏流电阻的数值也必然不大，这样并联的等效电阻也不大，放大器的放大倍数也提不高。采用高β和高输出阻抗的管子作为上管，可以提高放大倍数。也可以用两个β值较低的管子复合作上管来提高放大倍数，这三个管子的β取为40时，由A点到输出的放大倍数约为6000～7000。

这个放大器由T_{10}发射极输出，而不是由T_{11}集电极输出，其原因是发射极输出的输出阻抗较低（约几千欧姆），若由集电极输出则输出阻抗甚高。

（七）测量放大器的供电稳压器

测量放大器部分由串联型稳压器供电，当电池电压由18V降到12V时，能保证供给10V的稳定电压。稳压器的放大管以场效应管T_{17}作负载。由于场效应管有恒流特性，相当于一个很大的负载电阻，使稳压器的稳压特性有很大提高，以致当电源电压由18V降到12V而输出电压无显著变化（用数字式直流电压表测量，变化仅31mV）。

四、参考信号放大器电路

（一）前置放大单元

与测量放大器部分前置放大单元的电路基本相同，其放大倍数约为60。

（二）90°移相器

T_{13}管的发射极和集电极接有相同大小的负载电阻（2 kΩ），因此集电极和发射极有大小相同而相位相反的电压加在由电阻电容组成的90°移相器。为了准确地校准相角，在可变电阻上串有固定电阻R_{74}（10kΩ）以压缩相角的可调范围，相位可调范围约为90°±15°。为了校准相角的需要，可变电阻选用带有刻度指示的螺旋电位器。

（三）输出单元

由T_{22}组成的射极输出器将移相90°的信号直接耦合输入，并用直接耦合输出方式送到

T_{23}组成的高输出阻抗输出级的基极。T_{23}采用PNP型三极管以便使补偿线圈的一端可以直接接地。T_{21}管的基极偏流用稳压器供给，其目的是使T_{21}、T_{22}、T_{23}的电流消耗与电源电压无关，否则当换上新电池时，会使电流消耗增大甚多。此处使用并联型稳压器(由$T_{26}$$T_{27}$、$R_{87}$、$R_{88}$、$R_{89}$组成)，输出电压是4.5V，其特性与一个4.5V的稳压管相似。稳压管与电源之间必须有限流电阻，是由T_{25}、D_9、R_{85}、R_{86}组成的恒流源代替，因此电源电压由9V降到6V，稳压器的电流消耗无显著变化。由于电源电压较低(9V～6V)，输出电压也较低，用串联型(测量放大器部分所用的)稳压器有困难。而这个并联型的稳压器只使用了一般常用的元件就可稳定较低的电源电压。

(四)判号输出级

与补偿信号输出极相似，也是用PNP管。其集电极与补偿信号输出级的集电极连在一起，而公用一个补偿线圈做负载。其偏流源是D_8的正向电压(D_8是硅二极管)、因此电源电压变化时T_{24}的电流无显著变化。

五、整机调试

(一)系统灵敏度调整

目的是将不同频率的系统灵敏度调成一致。为此在收发距固定时(一般为40m)，使收、发线圈面共面，而后按不同频率发射野外实际工作时所规定的电流。接收机的振幅读数以400Hz为基准，分别调节另外两频率的灵敏度调节电位器，使三个频率的振幅读数一样。

(二)补偿信号相位角的校准

校相位角应选在地形较平坦的无异常场地段进行。收发距较近，一般为20m左右。发射线圈与参考线圈面为共垂直面，接收线圈面近水平。这时，稍微改变接收线圈的倾角，就可改变串到接收线圈里的参考信号场大小。当接收的参考场为某一数值时(如30～50μV)，改变相角螺旋电位器的指示数，经补偿后分别读出各规定指示数时的最小值。把所测得的数值画在方格纸上，横坐标表示电位器指示，纵坐标表示所观测各对应的最小值，所得的实际上是一条直线。然后再稍微改变接收线圈面倾角，使所接收的参考场为另一数值(如100～150μV)，重复上述做法，又可得一条直线。这两条直线的交点所对应的电位器指示数，就是所要校准的相位角位置。这一校准补偿信号相位角的过程简称为“交相角”。在测线上工作时，这相位角的数值不可更动。

第七章　野外工作方法

本章将具体讲述如何依据地质、地电、地形等条件和工作任务的性质来选用场源和工作装置，如何正确布置野外工作，如何获得可靠而又充分的资料等等，也就是方法理论和仪器的具体应用问题。为了方便，将按场源来分述，且把回线场叫作回线法，线框场和线圈场均叫作偶极法。

第一节　回线法的一次场及各种影响

在叙述回线法的野外工作方法以前，首先需了解回线法一次场的分布特点，以及影响回线法观测结果的几种因素及消除影响的方法。

一、回线的一次场

一般情况下，回线布置成方形或长方形。观测多在回线内进行，也可以在回线外。假定回线铺设在一水平面上，而且周围介质均不导电，则利用毕奥-沙伐尔定律，可算出回线的一次场磁场强度。

（一）水平地表的一次场分布

若测点$P(x,y)$与回线均在水平地表面，则一次场只有垂直分量

$$H_{1z}=\frac{I}{4\pi}\left[\frac{1}{a-x}\left(\frac{y}{\sqrt{(a-x)^2+y^2}}+\frac{b-y}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2}}\right)+\frac{1}{x}\left(\frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}}+\frac{b-y}{\sqrt{x^2+(b-y)^2}}\right)+\frac{1}{y}\left(\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}+\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+y^2}}\right)+\frac{1}{b-y}\left(\frac{x}{\sqrt{x^2+(b-y)^2}}+\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2}}\right)\right]$$

式中a、b、x、y参见图7.1.1；I是回线中流过的电流。

经简化后可得

$$H_{1z}=\frac{I}{4\pi}\left[\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{xy}+\frac{\sqrt{(a-x)^2+y^2}}{(a-x)y}+\frac{\sqrt{x^2+(b-y)^2}}{x(b-y)}+\frac{\sqrt{(a-x)^2+(b-y)^2}}{(a-x)(b-y)}\right]$$

如将P点到回线四个角的距离分别记作r_1、r_2、r_3、r_4，而把r_1作为对角线的矩形面积称为S_1（见图7.1.1），其它各角对应面积分别为S_2、S_3、S_4，则上式又可简化成

$$H_{1z}=\frac{I}{4\pi}\left[\frac{r_1}{S_1}+\frac{r_2}{S_2}+\frac{r_3}{S_3}+\frac{r_4}{S_4}\right]$$

当计算回线外一点的场时，可将距离最近的回线边所产生的场取作负。

回线内、外一次场计算结果如图7.1.2所示，两部分场的方向相反，在中间部分磁场几乎是均匀的，回线边越长，中间均匀部分也越宽阔。

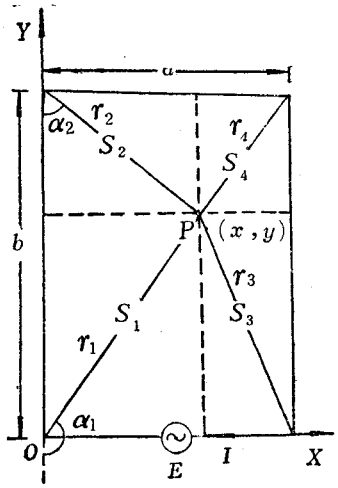


图 7.1.1 回线坐标示意图
Fig. 7.1.1 Sketch of horizontal loop

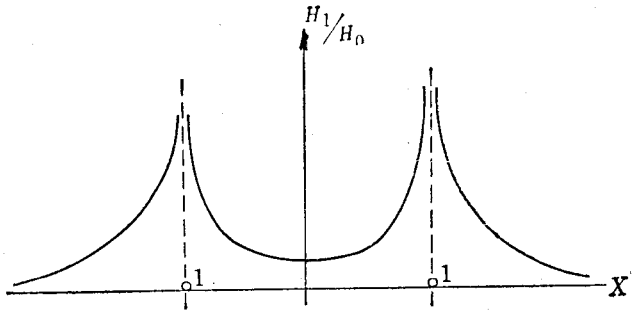


图 7.1.2 回线一次场剖面图
Fig. 7.1.2 Profile of the primary field for a horizontal loop

在回线中央一点，即 $x=\frac{a}{2}$，$y=\frac{b}{2}$时的场强为

$$H_{1z0}=\frac{2I}{\pi}\sqrt{\frac{1}{b^2}+\frac{1}{a^2}}$$

在中间一条剖面上，即当 $y=\frac{b}{2}$时，则

$$H_{1z}=\frac{I}{2\pi}\left[\sqrt{\left(\frac{2}{b}\right)^2+\frac{1}{x^2}}+\sqrt{\left(\frac{2}{b}\right)^2+\left(\frac{1}{a-x}\right)^2}\right]$$

对于正方形回线，即$a=b$时，在中点有

$$H_{1z0}=\frac{2\sqrt{2}\,I}{\pi a}$$

将H_{1z}除以中点的一次场，可得到

$$\frac{H_{1z}}{H_{1z0}}=\frac{1}{4\sqrt{2}}\left[\sqrt{4+\frac{1}{\left(\frac{x}{a}\right)^2}}+\sqrt{4+\frac{1}{\left(1-\frac{x}{a}\right)^2}}\right]$$

当取$\frac{H_{1z}}{H_{1z0}}=1.03$，1.05，1.10和 2 时，中间较均匀部分的宽度l分别为：$l=0.213a$，$0.271a$，$0.368a$和$0.773a$.

对于长方形回线，当$a=3b$时，可求得中央一点的场强为

$$H_{1z0}=\frac{2I\sqrt{10}}{\pi a}$$

平行长边a的中间剖面上，一次场变化规律为

$$\frac{H_{1z}}{H_{1z0}}=\frac{1}{4\sqrt{10}}\left[\sqrt{36+\frac{1}{\left(\frac{x}{a}\right)^2}}+\sqrt{36+\frac{1}{\left(1-\frac{x}{a}\right)^2}}\right]$$

取$\frac{H_{1z}}{H_{1z0}}$=1.03，1.05，1.10和2时，中间较均匀部分的宽度l分别为：l= 0.399a，0.481a，0.597a和0.89a。

可见，长方形回线平行长边的剖面上，一次场均匀部分的宽度比正方形回线的大。

（二）回线中部一次场随深度的变化

回线中点$\left(x=\frac{a}{2},\ y=\frac{b}{2}\right)$下方深度为$h$处的一次场为

$$H_{1z}=\frac{Iab}{2\pi(a^2+b^2+4h^2)^{\frac{1}{2}}}\left(\frac{1}{\frac{a^2}{4}+h^2}+\frac{1}{\frac{b^2}{4}+h^2}\right)$$

当h= 0 时，$H_{1z0}=\frac{2Iab}{\pi\sqrt{a^2+b^2}}\left(\frac{1}{a^2}+\frac{1}{b^2}\right)=\frac{2I\sqrt{a^2+b^2}}{\pi ab}$。

1.对$a=b$的正方形回线

$$H_{1z}=\frac{Ia^2}{2\pi\left(h^2+\frac{a^2}{4}\right)\left(h^2+\frac{a^2}{2}\right)^{1/2}}$$

当h= 0 时，$H_{1z0}=\frac{2\sqrt{2}}{\pi a}I$。故有

$$\frac{H_{1z}}{H_{1z0}}=\frac{a^3}{4\sqrt{2}\left(h^2+\frac{a^2}{4}\right)\left(h^2+\frac{a^2}{2}\right)^{1/2}}=\frac{1}{4\sqrt{2}}\left[\frac{1}{2}+\left(\frac{h}{a}\right)^2\right]^{1/2}\cdot\left[\frac{1}{4}+\left(\frac{h}{a}\right)^2\right]$$

当h=0.0785a，0.102a，0.148a和0.423a时，场强分别衰减3%，5%，10%，50%。

2.对$a=3b$的长方形回线

$$H_{1z}=\frac{I}{6\pi a\left(\frac{10}{9}+4\frac{h^2}{a^2}\right)^{1/2}}\left(\frac{1}{\frac{1}{4}+\frac{h^2}{a^2}}+\frac{1}{\frac{1}{36}+\frac{h^2}{a^2}}\right)$$

当h= 0 时，$H_{1z0}=\frac{2\sqrt{10}I}{\pi a}$，则

$$\frac{H_{1z}}{H_{1z0}}=\frac{1}{12\sqrt{10}}\frac{1}{\left(\frac{10}{9}+4\frac{h^2}{a^2}\right)^{1/2}}\left[\frac{1}{\left(\frac{1}{4}+\frac{h^2}{a^2}\right)}+\frac{1}{\frac{1}{36}+\frac{h^2}{a^2}}\right]$$

当h=0.0299a，0.039a，0.057a，0.172a

即　　=0.0897b，0.117b，0.170b，0.515b时，场强分别衰减3%，5%，10%，50%。

与正方形线框场对比，可见短边使勘探深度减小，即勘探深度主要取决于短边长度。

如回线铺在水平面上，在回线内外水平面的所有点上，一次磁场只有垂直分量，水平分量为零。只有离回线一定高度（或深度）的点上才有水平分量。设沿测线向右方向为正向，则在回线内高于回线平面的某一水平测线上，一次磁场水平分量H_{1x}曲线为左负右正，中点为零，离回线边越近数值越大，且增长越快。而在中部数值很小，近于零，且变化也小。

（三）回线的一次电场

回线中心附近的一次电场很小，如假设回线为圆形，半径为R_0，则距回线中心为r($r \ll R_0$)处的电场

$$E_{1\varphi}=\frac{I}{2R_0}\cdot\frac{i\sigma\mu\omega r}{2}$$

这里σ、μ是围岩的电导率和磁导率；I是回线中的供电电流。

而在回线外电场，则相应增强，且平行于回线边。

• • •

综上所述，一次场分布的特点为：（1）在回线中部一次磁场方向基本上垂直于回线所在平面，且场强较均匀。若为长方回线，在中部平行长边的测线上，场的均匀部分增宽。（2）一次磁场随深度减弱较慢，回线越大，减弱越慢。（3）回线内部中间部分一次电场很小，中心点处为零，故影响较小。（4）回线外部，磁场衰减很快，在离回线一定距离上，场变化趋于平稳；回线外电场影响增强，且方向平行回线边长，但比接地类型电磁法（如长导线法）电场要弱得多。（5）当回线在水平面铺设时，中部水平分量为零，只在回线边缘附近，当观测点有一定高度时才有所增大。

根据上述特点，可将回线内中部的一次场当作均匀磁场（回线外距离回线较远时，在局部范围也可看成均匀场）。

二、地形影响及其消除

与一般传导类电法勘探的方法不同，在虚分量观测中，非良导的地形起伏不引起假异常，仅仅使观测点位置改变而引起异常形态改变。另一方面，地形起伏也使回线形态改变，导致激发场的方向和大小发生变化，从而也会使异常形态改变。

在振幅观测中（尤其是用来解决磁异常区分问题时），由于观测的是总合场振幅，则除了上述对二次场的影响因素外，还应考虑一次场本身在回线铺设有高低起伏和测点位置有高低变化时，都会发生大小和方向变化。因而，即使在无异常地区，也会因地形起伏出现假异常，有异常地区，会使异常严重畸变。

可见，在地形起伏较大的地区作振幅观测，尤其在区分磁异常时，必须进行一定的改正，才可获得较好的结果。

关于地形影响的改正，主要是作对一次场影响的改正，至于对二次场的影响，暂未考虑（因类似于磁法勘探）。目前主要有两种改正办法，一是计算法；一是模拟法。关于这方面，一些文献已有详细的论述[注]，这里只作简单介绍。

（一）计算法

当工作频率很低，可忽略围岩介质影响。首先测出铺设回线的剖面高差，将回线看成几条载流折线段，然后，利用毕奥-沙伐尔定律分别计算出测线上各点的垂直磁场强度值H_{z0}^{p}。

首先算出任一载流线段DE（$x_{i+1}-x_i$，$y_{i+1}-y_i$，$z_{i+1}-z_i$）在$P(x, y, z)$点产生的磁场垂直分量

$$H_i^p=\frac{I}{4\pi d_i}\left(\cos\alpha_i-\cos\alpha_{i+1}\right)\cos\gamma$$

这里：I——导线中电流（安培）；

$$d_i=\sqrt{\left(m_i^2+l_i^2+p_i^2\right)-\frac{\left(m_i m_i+l_i l_i+p_i p_i\right)^2}{m_i^2+l_i^2+p_i^2}};$$

[注] 张学民，金国元，朱百成，大定源电磁法一次场的校正方法和效果。《激发极化法和电磁法文集》，地质出版社，1980年。

$$\cos\alpha_i=\frac{m'_i m_i+l'_i l_i+p'_i p_i}{\sqrt{(m'^2_i+l'^2_i+p'^2_i)(m^2_i+l^2_i+p^2_i)}};$$

$$\cos\alpha_{i+1}=\frac{m'_i m_i+l'_i l_i+p'_i p_i}{\sqrt{(m'^2_i+l'^2_i+p'^2_i)(m^2_i+l^2_i+p^2_i)}};$$

$$\cos\gamma=\frac{m_i l'_i-m'_i l}{\sqrt{(l_i p'_i-l'_i p_i)^2+(p_i m'_i-m_i p'_i)^2+(m_i l'_i-m'_i l_i)^2}};$$

$$m_i=x_{i+1}-x_i;\qquad l_i=y_{i+1}-y_i;\qquad p_i=z_{i+1}-z_i$$

$$m'_i=x-x_i;\qquad l'_i=y-y_i;\qquad p'_i=z-z_i;$$

$$m'_i=x-x_{i+1};\qquad l'_i=y-y_{i+1};\qquad p'_i=z-z_{i+1}。$$

而
$$H^p_{z0}=\sum_{i=1}^{n}H^p_i$$

将按公式计算的H^p_{z0}与实测的H^p_z比较，即计算纯异常$\frac{H^p_z-H^p_{z0}}{H^p_{z0}}$。如野外仪器未严格标定，可在几个正常场点将$H^p_{z0}$与仪器读数$E^p_{z0}$对比，求出格值$K$。将各点实测$E_{z0}$值乘以$K$后，再与计算值对比，则可得到纯异常。

以上这些改正计算，往往是利用电子计算机进行，有关电子计算机作地形改正的程序可参见有关文献。

（二）模型实验法

将实际回线剖面和观测剖面的高差测出，按1/1000或1/2000比例尺缩小。用漆包线按缩小的比例尺围成回线，并送入电流，在缩小的观测剖面各点上观测磁场垂直分量值。此观测是在空气介质中进行。

因供电电流、仪器观测精度及缩小比例尺等因素的影响，故模型实验实测值与野外实测值间有一系数M值的差异。

可在回线边缘附近（即正常场处）选几个点，将相应点的野外实测值与模型实验值相除，并取平均值作为M值。

在正式测线上，将模型实验结果乘以M后，再计算纯异常$\frac{H^p_z-H^p_{zM}}{H^p_{zM}}$。这里，$H^p_z$为野外观测时$P$点的$H_z$值；而$H^p_{zM}$为$P$点处模型实验结果经校正后的数值。

三、导电覆盖层的影响

在野外条件下，表层第四系风化物往往具有较低的电阻率（如水田、红土、盐碱土和矿化水等），形成了良导屏蔽层，给回线法的工作带来很大的影响。

从物理实质上分析，良导覆盖层的影响有以下几方面：

（1）在交变电磁场的激励下，良导覆盖层相当于一个良导水平板体，本身将产生二次场异常（振幅和虚分量）；

（2）当地下有良导体时，作用在良导体上的激励场，不只是一次场，而是一次场与良导覆盖层异常场的合成，因而使地下良导体产生的异常场发生畸变；

（3）地下良导体形成的异常也要作用在良导覆盖层上，使良导覆盖层形成的异常畸变。

当工作频率较低，且良导覆盖层的参数与地下良导体的参数相差较大时，可以把总的异常近似看成良导覆盖层异常与地下良导体异常场的简单叠加。因此，可以单独研究良导覆盖层

的异常。

虽然从二层水平层状介质上回线异常的计算中，可以解出良导覆盖层的异常，但这种计算比较麻烦。因此，实际上大多采用模型实验的办法来求解。模型实验的具体作法，可参见本书第九章。在实验中覆盖层用薄铝板或其它导电板来代替。

从模型实验结果来看，均匀导电覆盖层的异常类似于以回线为边界的水平板体的异常，在图7.1.3中给出了正方形回线中良导覆盖层上不同频率垂直虚分量的异常。（采用20×20cm²的回线，以1.5mm厚铝板作为覆盖层模型）。由图可见，75Hz与125Hz的异常曲线形态相同，呈弓背形，且异常随频率增高而增大。但自225Hz起异常随频率增高而减弱，并且回线中间部分异常比边缘部分异常减弱更多，因而使曲线形态由弓背形变成中间平缓的盆形，进而成两边高中间低的马鞍形。此点表明高频时，覆盖层内的感应电流逐渐向回线边缘聚集。

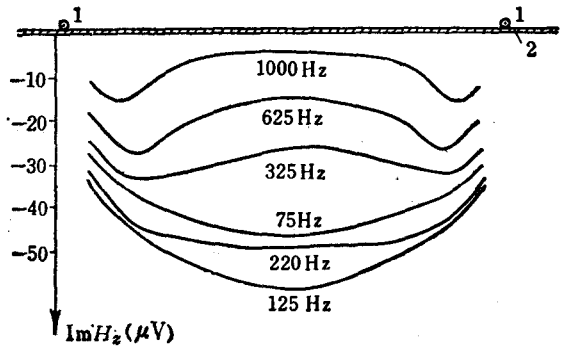


图 7.1.3 回线场导电覆盖层的垂直虚分量异常
1—回线；2—导电覆盖层

Fig.7.1.3 Anomalies of the vertical quadrature component due to the conducting overburden for a horizontal loop configuration
(1—horizontal loop, 2—overburden)

若将最大异常点的频率特性曲线与T曲线对比，可确定出覆盖层参数$\alpha=1.1\sigma\mu\omega za$。这里$a$为正方形回线的半边长；$z$是覆盖层的厚度；$\sigma$、$\mu$是覆盖层的电导率和磁导率；$\omega$是工作的圆频率。从上式中可见，覆盖层的参数不仅取决于它的电导率、厚度，而且也取决于回线的大小。回线越大，覆盖层的参数越大。因而野外工作时必须适当选择回线大小，以便减弱覆盖层的影响。

上面的实验结果表明，要减弱覆盖层影响需缩短回线边长。但从上述一次场公式可知，当回线边长缩短时，将导致均匀场范围缩小，从而使异常观测不完整，勘探深度减小。同时，也使生产效率降低。为此，当在覆盖层影响较大的地区工作时，往往都采用长方形的回线。一般回线的长边大于三倍短边。这样，当测线平行长边时，长方形回线的均匀场宽度比正方形还大。从模型实验结果中，可求出长方形回线（当长边≥3短边时）覆盖层的参数$\alpha=1.6\sigma\mu\omega zb$，这里$b$是短边长度之半，公式表明覆盖层参数只取决于短边长，因而缩短短边长，既可减小覆盖层影响，而沿长边仍可有较长的测线。

由于长方形回线中覆盖层的异常类似于一个长方形水平板体的异常，而在板体中间相当长的一段范围内，异常场磁力线均在垂直于长边的铅垂面内，即没有沿回线长边方向的水平

分量。因此，如果观测沿测线（平行于长边）的水平虚分量时，即可起到压制良导覆盖层异常，突出其下部良导体异常的作用。此外，在长方回线中，覆盖层引起的垂直虚分量背景值也比在正方回线中平缓。

图7.1.4就是在良导覆盖层下有一良导矿体时，用正方或长方回线观测的垂直与水平虚分量的结果。从图上可见，长方形回线异常突出，效果比方回线好，特别是水平虚分量反映异常体最为突出。

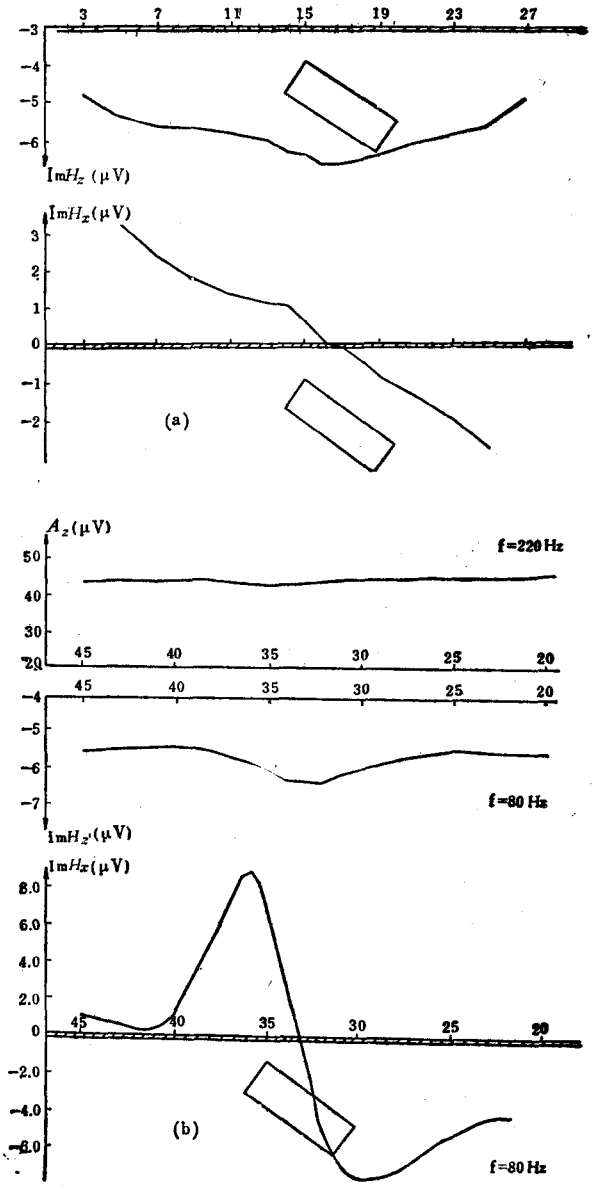


图 7.1.4 不同回线内覆盖层和矿体的异常
（a）方形回线；（b）长方形回线

Fig.7.1.4 Anomalies over an ore body with a conducting overburden for verious loop configurations
((a) square loop, (b) rectangular loop)

四、电场的影响

在第二章中讨论均匀场中局部导体的异常时，都是假设围岩是高阻的，而实际上围岩常具有一定的导电性能。当用回线场源或偶极场源工作时，激励磁场不仅作用于局部导体，而且也作用于围岩，使围岩内产生感应电流，亦即形成电场。这电场又作用于局部导体，产生电类型的异常（与传导类电法相似）。为了区别，把一次磁场激励局部导体所形成的异常称为磁类型异常。

围岩中感应电流在回线中部为零，但在回线内、外其它部分并不为零，其分布呈与回线同心的一圈圈的闭合电流，距回线越近，涡流密度越大。电场亦然。因为回线场中导电围岩的影响用解析法计算较困难，故下面通过讨论在平面波的均匀一次电磁场作用下，水平圆柱体的异常来了解电场作用的影响。

1．当一次电场方向平行于圆柱轴时（由电磁感应定律不难了解，此时磁场方向应垂直于圆柱轴）

设圆柱的半径为a，电导率为σ_2，围岩的电导率为σ_1。取圆柱坐标系，使Z轴与柱轴一致，则E_1也平行于Z轴，如图7.1.5所示。通过解波动方程，可求出二次电磁场的各分量

$$E_z=E_1\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m i^m T_m \,H_m^{(1)}(k_1 r)\,\cos m\varphi$$

$$E_\varphi=E_r=0$$

$$H_\varphi=-\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_z}{\partial r}$$

$$H_r=\frac{1}{i\omega\mu r}\frac{\partial E_z}{\partial \varphi}$$

$$H_z=0$$

这里：E_1是激励的一次电场强度；

$$\varepsilon_m=\begin{cases}1 & \text{当}m=0\\ 2 & \text{当}m=1,\ 2,\ \cdots\cdots\end{cases}$$

$$T_m=\frac{k_1 I_m'(k_1a)I_m(k_2a)-k_2 I_m'(k_2a)I_m(k_1a)}{k_2 I_m'(k_2a)H_m^{(1)}(k_1a)-k_1 H_m^{(1)\prime}(k_1a)I_m(k_2a)}$$

式中k_1、k_2是围岩和圆柱体的波数（$k^2=i\sigma\mu\omega$）；$I_m(ka)$是第一类m阶修正贝塞尔函数；$H_m^{(1)}(ka)$是第三类m阶修正贝塞尔函数（或称为汉克尔函数）。

在低频范围内，当$|k_1a|\ll 1$、$|k_1r|\ll 1$和$\sigma_1\ll\sigma_2$时，上述级数可简化只取前两项，则上述公式变为

$$E_z=-\frac{1}{2}E_1k_2^2a^2V[\ln(k_1r)-0.1159]+i\omega\mu H_1Ta^2\frac{\cos\varphi}{r}$$

$$H_r=H_1T\frac{a^2}{r^2}\sin\varphi$$

$$H_\varphi=\frac{1}{2}E_1\sigma_2V\frac{a^2}{r^2}-H_1T\frac{a^2}{r^2}\cos\varphi$$

这里$T=-\dfrac{I_2(k_2a)}{I_0(k_2a)}$，与第二章所述水平圆柱体的频率特性函数一致；$H_1$是激励一次磁场；而

$$V=\frac{\dfrac{\dot{I}_1(k_2a)}{I_0(k_2a)}\dfrac{2}{k_2a}-\dfrac{\sigma_1}{\sigma_2}}{1+\dfrac{\pi i k_2 a}{2}\dfrac{I_1(k_2a)}{I_0(k_2a)}\left\{1+\dfrac{2i}{\pi}[\ln(k_1a)-0.1159]\right\}}$$

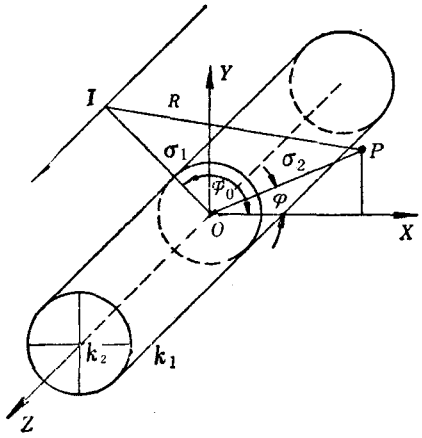
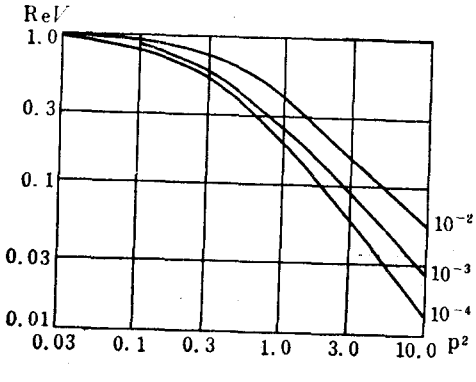


图 7.1.5 在交变电磁场中的柱体

Fig.7.1.5 A cylinder in the electromagnetic field

可以看出，H_r与电场作用无关，即只有磁类型异常。H_φ的第一项为电类型异常，后一项为磁类型的异常。

对于电类型的磁异常来说，又可分成与频率有关的部分V和与空间位置有关的部分。它的大小与激励电场E_1、导体的电导率σ_2、半径a的平方成正比，与距离r的一次方成反比。显然，电类型异常的空间分布规律相当于柱心线电流的磁场，而与磁类型异常空间分布规律不同。V函数就是反映电类型磁场的频率特性曲线，通过计算得到V随参数$|k_1^2a^2|=p^2=\alpha$变化的实、虚分量曲线如图7.1.6所示。



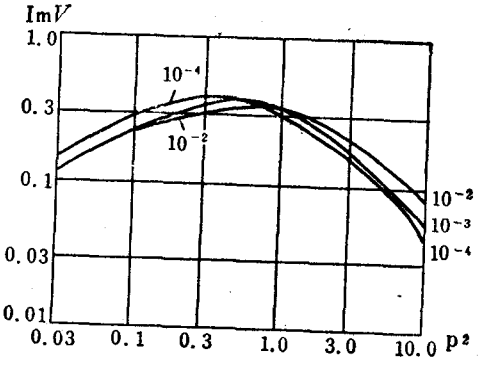


图7.1.6 V函数的实、虚分量曲线
（曲线的参数为σ_1/σ_2值）

Fig. 7.1.6 Curves of the in-phase and quadrature parts of fuctiouV
(the parameters are σ_1/σ_2)

从图上可以看出，当$\alpha\to 0$时，$\mathrm{Re}V\to 1$，$\mathrm{Im}V\to 0$，则此时，$H_\varphi^s=\frac{1}{2}E_1\sigma_2\frac{a^2}{r}$，即相当于圆柱体在均匀直流电场中形成的磁异常。而当α增大，$\mathrm{Re}V$值渐减小，当$\alpha\to\infty$时，$\mathrm{Re}V\to 0$。而对虚分量曲线，随α增大，$\mathrm{Im}V$增大，逐渐达一极大值。当α再次增大，mU反而减小，当$\alpha\to\infty$时，$\mathrm{Im}V\to 0$。而$\mathrm{Im}V_{max}$所对应的α值与$\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$值有关。总的来看，$V$函数的频率特性曲线与$T$函数的频率特性曲线并不相同。

综上所述，在均匀交变电磁场中水平圆柱体产生的异常为电类型与磁类型两种异常的总和，而这两类异常无论在空间分布上和频率特性上都不相同。因而，在实际工作中，如有一次

电场存在时，将使异常无论在形态上，还是频率特性上，较之无一次电场存在时都有很大差别，必须考虑其影响。

2.当一次磁场方向平行于圆柱轴（而一次电场方向垂直于圆柱轴）时

所取坐标系同上，同样可通过解波动方程，求出二次场的各分量。

当$|k_1a|<<1$，$|k_1r|<<1$和$\sigma_1<<\sigma_2$时，二次场各分量如下

$$H_z=\frac{1}{2}H_1(k_1a)^2\left(1-\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)T\ [\ln(k_1r)-0.1159]-E_1\sigma_1\frac{\sigma_2-\sigma_1}{\sigma_2+\sigma_1}a^2\frac{\cos\varphi}{r}$$

$$H_r=H_\varphi=0$$

$$E_r=E_1\frac{\sigma_2-\sigma_1}{\sigma_2+\sigma_1}\cdot\frac{a^2}{r^2}\sin\varphi$$

$$E_\varphi=-E_1\frac{\sigma_2-\sigma_1}{\sigma_2+\sigma_1}\frac{a^2}{r^2}\cos\varphi+\frac{1}{2}i\omega\mu H_1\left(1-\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)T\frac{a^2}{r}$$

这里 $$T=-\frac{I_2(k_2a)}{I_0(k_2a)}。$$

可以看出，磁异常场同样由磁类型异常（第一部分）与电类型异常（第二部分）组成。由于$|k_1a|<<1$，故磁类型异常很小，当频率很低时，它将趋于零。而电类型异常与频率无关，相当于均匀直流电场中的磁异常，它不仅与E_1、σ_1、a^2成正比，而且与参数$S=\frac{\sigma_2-\sigma_1}{\sigma_2+\sigma_1}$成正比。在空间分布上与$r$的一次方成反比，即相当于柱心线电流的磁场。

对于球体来说，它在均匀交变电磁场作用下形成的电类型磁异常是与轴线垂直于一次电场的水平圆柱体的电类型磁异常相近，也与σ_1、E_1和$S=\frac{\sigma_2-\sigma_1}{\sigma_2+\sigma_1}$成正比，这就是说电类型的磁异常不仅取决于$\sigma_1$，而且也取决于$S=\frac{\sigma_2-\sigma_1}{\sigma_2+\sigma_1}$。

将上面两种情况概括起来，并推广到一般情况来看，电类型的二次磁场有以下几个特点：

（1）局部导体的电类型磁异常大小与围岩电导率密切有关，围岩导电性越差，异常值越小。若围岩不导电，则无电场影响。

（2）电类型二次磁场的大小直接与一次激励电场成正比。不同场源的一次电场与一次磁场的比值不同，因而电场影响也不同。在大回线中部的$\frac{E_1}{H_1}$值很小，故电场影响很小；而有接地装置的场源（如电偶极子或长导线），则电场影响很大。

（3）当异常体走向较长时，它的电类型磁异常与一次电场方向有关。当一次电场方向与走向一致时，电类型磁异常较强；而与走向相垂直时，电类型磁异常较小。若走向无限长，且一次电场平行于走向时，其电类型磁异常与导体的电导率成正比。

（4）电类型磁异常不仅在空间分布上与磁类型磁异常不同，而且频率特性也相差很多。电类型磁异常的频率特性不仅与导体的参数有关，而且与导体相对于围岩的相对导电率即$\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$有关。所以，当有电场作用时，不仅使异常的空间分布形态和频率特性曲线发生畸

第二节　工作地区及方法选择

一、工作地区的选择

和其它物探方法一样，采用低频电磁法，尤其是采用无参考线虚分量仪工作时，也必须具备一定的地质地球物理条件。如果根据方法特点，合理地使用它，就能取得良好效果。反之，则得不到应有的效果。

电磁法根据地质体的导电性和导磁性来进行工作，它主要适于寻找良导电矿体和区分高导磁率矿体。目前，由于仪器的制造水平所限，要寻找顶深大于100m的矿体，大部分仪器还无能为力。对于应用无参考虚分量仪来说，用偶极场小线圈工作，最大找矿深度约60m，用线框场工作可达80m，如用小回线工作约可达100m。当有良导覆盖层时，回线场的找矿深度大大减小，但对偶极场（包括线框场）影响不很大。而对于埋深小、体积也小的矿体，回线场不易取得良好结果。

对寻找良导矿体来说，矿体需具有怎样的导电性及体积大小，才能符合方法技术要求，这个问题取决于矿体的最佳频率，现以板体为例来说明此问题。

在均匀场中板体的参数$\alpha=0.6\sigma\mu\omega zl$。由于目前无参考线虚分量仪最高工作频率为3600Hz，故当最佳频率$f_0=3500$Hz时尚可以把导体异常从其它异常中区分出来。取$\omega_0=2\pi\times3500$Hz，$\alpha_0=6$，$\mu=4\pi\times10^{-7}$H/m，这样可求得$\sigma zl\approx362$。（这里σ是矿体电导率，单位S/m；z为厚度，l是延深长度，单位m）。对偶极场工作来说，$\alpha=0.5\sigma\mu\omega zl$，相应有$\sigma zl\geqslant434$。这是由于偶极场的实际作用深度较小，向下延伸较大矿体的深部实际不起作用，因此对矿体只能采用有效作用宽度。对于无参考线虚分量仪来说，在以小线圈工作时，有效作用宽度约120m，要求$\sigma z\geqslant3.62$；而大线框工作时约160m。要求$\sigma z\geqslant2.71$。

上述数据只是我们选择工作地区的控制数据。实际上当矿体最佳频率高于3600Hz时，异常仍有反映，只是由于无法确定最佳频率，因而降低了区分异常的能力。

进行电性填图或解决水文工程地质问题的应用条件，是本方法进一步扩大应用范围所研究的问题。

在寻找高磁导率矿体时，主要是用来区分地面磁测异常。为了减小覆盖层和围岩介质影响，应尽量选择较低的频率。现在所用无参考线虚分量仪，工作频率偏高，只有当覆盖层及周围介质都是高阻（$\geqslant1000\Omega\cdot$m）时才可使用。一般情况下，选择工作频率要低于100Hz。区分磁异常的专用仪器则为几赫芝。

考虑到现有仪器的一般精度，其重复观测误差往往只能达到1%。这样，只有大于一次场3%的异常才是可靠的，它相应从垂直振幅异常上，能区分的地面磁测异常大小是$\triangle Z\geqslant Z\times3\%$，这里$Z$是地球磁场的垂直强度。在我国大部分地区$Z$约为40 000～50 000 nT，故相应有$\triangle Z\geqslant1\,200\sim1\,500$nT。这样，目前的仪器水平和观测方法（总和场振幅观测），只能对1200nT以上的局部地面磁测异常进行回线法检查。

目前，为了提高回线场区分磁异常的能力，提出了补偿法、双回线法、水平振幅观测和梯度测量等，这些材料可参阅有关文献。

二、工作方法的选择

在开展电磁法工作时，选用哪一种或哪几种方法将取决于工作任务的性质、各种方法自身的特点以及经济效益。一般在普查工作时，为了不漏掉矿体，减小覆盖层影响，以选用动源的偶极场法为好。通常用旁线（x、z）装置（两个频率）配合旁线（y、z）装置(一个频率)，进行面积工作。但当地表层为高阻时，可用同线（x、z）装置工作（对其它仪器同线（z、z)装置也可以)。在高低阻接触带内找矿时应采用同线（y、z）装置。当地形不好，通视条件很差时，可采用同线（x、z）装置或同线（y、z）装置来发现异常。

如果工作地区覆盖层很厚（或60m以内浅层地质情况清楚时）则适宜于用小回线（$20\times20m^2$或$100\times100m^2$）作动源，以水平线框装置或旁线（z、x）装置进行工作。

在检查和评价良导异常时，宜于选用旁线（x、z）装置和线框场进行工作。为了了解延伸也可采用回线场。

检查航电异常也可采用上面从普查到检查和评价的几种办法。

在高阻地区寻找埋深较大的良导矿体时，应采用回线法。

在评价磁异常时，只能用较大的回线进行振幅测量。

第三节　回线法的野外工作方法

一、回线大小及其布置，测网的确定

在寻找电性异常体时，回线大小的选择由覆盖层的影响大小，并结合矿体特点来确定。在野外工作中，为减小覆盖层影响，通常采用长方形回线（长边一般大于三倍短边），并且使覆盖层的最佳频率$f_0\geqslant6000Hz$。由前述覆盖层参数公式$\alpha=1.6\sigma\mu\omega za$，经计算得$\sigma za\leqslant80$。如覆盖层的厚度$z=40m$，电阻率$\rho=\frac{1}{\sigma}=50\Omega\cdot m$，则短边$2a\leqslant200m$。通常取回线短边长为100～300m，而长边长度为400～1000m。

回线的布置应使其长边与岩层走向（或预计的矿体走向）垂直。测线平行于长边，主要测线位于回线中部，观测剖面长度不大于长边的2/3（即大约相当于一次场强变化10%的地段）。小面积工作时，可在回线内、外侧平行长边布置测线。

测线间距由工作比例尺定，一般取为50～100m。点距通常选20m，在异常地段可加密到10m。在用无参考线虚分量仪工作时，观测量一般是水平虚分量和垂直振幅，有时也观测水平振幅。如用其它类型仪器，也可观测垂直虚分量。

在区分磁异常时，主要是进行垂直振幅观测。对埋深较大的磁性体，回线应尽量大些，这样一方面增大勘探深度，一方面增加回线场中的均匀场范围，便于突出弱异常（当然，为了突出磁化作用，减小电磁感应影响，最好采用专用的超低频人工磁化仪进行工作）。测网可根据同比例尺的地面磁法的测网要求选择。在地形起伏较大地区，为了区分磁异常，还需对观测结果进行地形校正，否则会给异常解释带来很大的错误。有时，为了提高区分磁异常能力，也可采用补偿法、双回线法或观测水平分量等方法。

二、工作频率的选择

在以回线场寻找电性体的面积工作时，可用两个较低工作频率（400Hz，1200Hz）。

当检查所发现的有意义的偶极场异常时，应使异常位于回线中部，并进行三个频率的观测。如用其它仪器，则应进行多频观测，以便作出频率特性曲线。

三、无参考线虚分量仪相角的校准和一致性系数的测定

在观测虚分量时，补偿场相位角的准确程度对观测结果影响较大，故每到一新工区或隔一定时间，都要作相角的校准工作。补偿场相角的校准，可用偶极场校正好的相角，也可在野外条件下实测。具体办法是：在长方形回线的长边中部，离回线边10～20m处，使接收线圈接收平行于长边方向的一次场水平分量(因在回线长边中部，由覆盖层引起的平行长边的水平分量趋于零，故此时线圈接收的场只是纯一次场）。稍改变接收线圈的倾角，可使接收的场分量变化 3 ～10倍，分别用不同相角观测场的虚分量值，即可交出正确的移相角。

当采用几个观测时，要求接收机测得的各频率的激发一次场均相同，即整机的功率灵敏度在各频率均一致。但实际上往往由于高频时，发射电流较小，及接收线圈的灵敏度较高而难以统一。因此需要测定各频率的一致性系数，以便对观测结果进行校正。实际工作中要在给定频率和供电电流情况下，在一固定点（“正常场点”）上分别测出各频率时的一次场强，以一中间频率的一次场强H_{1_0}为准，求出其余各频率一次场强H_{1_n}与H_{1_0}的比值$\frac{H_{1_0}}{H_{1_n}}=C_n$，比值$C_n$称为对应频率的一致性系数（简称为一致系数）。在整理资料时，需将对应频率的观测结果全部乘以此系数。于是实现了统一一次场的目的。

这个“正常场点”的选择，与前面相角校准时的点一样，也选在距长边中部10～20m处，只是使线圈观测垂直振幅，如垂直振幅过大，可使线圈绕垂直于长边的轴旋转一角度。在不同频率观测时，接收线圈位置绝对固定不变；如某一频率读数太大，可将线圈再次旋转，但旋转后，需重新观测各频率场强。

对仪器的各频率一致系数也应定期测定。

四、异常正负号的规定

由于用无参考线虚分量仪观测时，参考信号来自参考线圈，接收或参考线圈面翻转时，会引起读数正负号的改变。为此，我们规定，回线场内部垂直振幅为正，中部垂直虚分量为负；水平虚分量在成果图上，剖面左部应为正值（即在野外条件下，在测线西边应为正值，测线东边应为负值）如野外实测值相反，需将参考线圈或接收线圈面翻转。在全部观测过程中，线圈面要同向，切勿任意翻转。

如线圈面方向在偶极场方式中已确定，则可将参考线圈所标箭头指向上，而将接收线圈所标箭头指向测线向东的方向。

因回线内、外一次场方向相反，当在回线外观测时，需将参考线圈或接收线圈面翻转180°。

五、野外工作方法的具体要求和精度评定

在野外工作中，一般发射部分需一人操作，接收部分需操作员和记录员各一人。如工区面积较大，尚需联络人员及照管回线人员数人。

回线铺设的精度在长边中部要求较高，尽量沿规定的直线，而在两端部分及短边可允许变化较大。测点的精度可参见同比例尺时磁法测量的精度。

在观测时，除观测水平振幅外，对线圈的定向和水平的要求一般可在±5°内。发射电流的稳定度一般要求在2%以内，而评定磁异常时，需在1%以内。

在进行水平虚分量观测时，要求接收线圈面直立，此时所观测到的振幅值H_z不应超过虚分量$\mathrm{Im}H_z$值的3～5倍，例如虚分量值≤3μV时，则不超过10μV。

除对最大异常点、突变点作重复检查外，还需有5%的检查工作量，以评定观测精度。

振幅观测的误差来源于仪器放大倍数、发射电流和噪声的变化以及点位及观测者的误差。从目前仪器的精度考虑，要求质量检查均方相对误差满足

$$M=\sqrt{\frac{\sum_{k=2}^{n}\left[2\left(\frac{H_{ka}-H_{kb}}{H_{ka}+H_{kb}}\right)\right]^2}{2n}}\leqslant\pm 3\%$$

式中 H_{ka}与H_{kb}分别是第k点两次观测的振幅值；n是检查观测的总点数。

在评定磁异常时，要求均方相对误差

$$M=\sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n}\left[2\left(\frac{H_{ka}-H_{kb}}{H_{ka}+H_{kb}}\right)\right]^2}{2n}}\leqslant 1\%$$

而虚分量的观测误差，除了上述原因外，还包括仪器系统相位角变化所引起的误差。因而除用均方相对误差外，还应考虑绝对均方误差（由相角或噪声引起）。若观测水平虚分量，在读数值≥5μV时，用均方相对误差衡量，要求

$$M=\sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n}\left[2\frac{\mathrm{Im}H_{ka}-\mathrm{Im}H_{kb}}{\mathrm{Im}H_{ka}+\mathrm{Im}H_{kb}}\right]^2}{2n}}\leqslant 6\%$$

而对＜5μV时，则用均方绝对误差，其要求为

$$\varepsilon=\sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n}(H_{ka}-H_{kb})^2}{2n}}\leqslant 0.3\mu\mathrm{V}$$

野外记录采用以下格式。备注栏内应记录地质、地物情况及电话线，电缆线、金属管道等。

六、观测结果的整理和图示

将野外不同频率的实测结果，分别乘以相应的一致系数。如作不同频率虚分量曲线的剖面（或剖面平面）图时，还需对各频率观测值作频率校正，方法是以某一低频f_1的频率校正系数作为1，其它频率的频率校正系数为$\frac{f_1}{f_n}$，将此频率校正系数乘以对应频率观测的虚分量值。

在数据计算整理核对无误后，即可成图。根据需要情况可作下面各种图件：

1.多频（或单频）振幅剖面平面图　与一般物探方法的剖面平面图类似，只是纵坐标要选取不同频率的振幅值。为使图件清晰，往往将回线边缘观测的场舍去。且取接近均匀场的场值作为纵坐标起算线，并应在图上作出说明（例如在纵坐标上标明数值）。图件比例尺的选择以及其它要求与一般物探方法相同。

2.多频振幅等值线平面图。

3.多频虚分量剖面平面图（注意应事先对多频虚分量值作频率校正。）

4.虚分量等值线平面图　一般选用异常反映最明显的频率来作图。如作多频时，不用作频率校正。为便于应用，可将解释推断结果绘在图上。

工区_____ 测线_____ 回线大小及位置_____

点距_____m 日期_____ 天气_____

频率 / 读数 / 点号	400Hz (I=发射电流)		1200Hz(C_1=一致系数)(I=发射电流)				3600Hz(C_2=一致系数)(I=发射电流)				备注
	H	ImH	H	C_1H	ImH	C_1ImH	H	C_2H	ImH	C_2ImH	

操作者_____ 记录者_____ 发射者_____ 检查者_____

5.综合剖面图　在这张图上绘出不同装置、不同方法的剖面图，并应附有地质剖面图。

6.频率特性曲线　一般是在最大异常点观测频率特性，曲线绘在双对数坐标纸上，横坐标取工作频率，纵坐标取该点未经频率校正的不同频率观测的虚分量值。如制作振幅频率特性曲线时，需对观测结果进行正常场校正，纵坐标选用经一致性校正后的振幅纯异常值。

第四节　偶极场的野外工作方法

一、测网的选择

一般要求测线尽可能与待寻找的异常体走向垂直。收发距的选择影响到勘探深度。虽然增大收发距可以加大勘探深度，然而在采用无参考线虚分量仪工作时，收发距增大，将导致覆盖层影响增大，特别在高频时，影响更为突出。这样，高频观测的异常值会明显衰减，从而降低了仪器区分异常的能力。除此之外，收发距增大时，还会增加野外工作中的困难，降低生产效率。因此，一般情况下选取40m～100m的收发距为好。当以线框装置形式工作时，发射点距测线的距离选在50m～130m之间，观测的测线长为200m～400m。

测线距和点距的选择　当采用旁线装置时，往往取收发距为测线距；而对同线装置，则可与磁法类似，根据所选用的工作比例尺来确定线距。点距一般选取20m，在异常区加密到10m。详查时点距可选10m。

二、工作频率的选择

在普查时，最好选用双频工作，以提高区分异常的能力。当寻找导电性较好异常体时可选用两个低频；导电性稍差的异常体，可选用两个高频。如地区电磁干扰较大时，还需根据干扰信号情况，来选取适当的工作频率。在检查和评价异常时，最好选用三个频率工作，以了解异常的频率特性。

三、一致系数的测定和相位角的校准

不论用小线圈或大线框作为偶极场源，测定一致系数时都取收发距为40m，以共面装置进行。各频率的发射电流严格以野外实际采用的供电数值为准。观测三个频率的一次场强H_{10}、H_{11}、H_{12}，以400Hz读数H_{10}为准，求出其它两个频率的一致系数

$$C_{1n}=\frac{H_{1n}}{H_{10}} \qquad (n=1,\ 2)$$

观测应选在没有异常的地段进行，并反复测定数次，取平均值。

相位角的校准方法参见第六章末。

以上两项均要求定期进行，前者半个月一次，后者一个月一次。每转移到一个新工区时也要测定和校准。

四、线圈面方向的确定

在偶极场工作中，异常场的正负号与发射偶极子磁矩方向和接收场的方向有关。前面理论分析中，对异常场的方向已作了规定。实际上用无参考线虚分量仪观测时，观测虚分量的正负值是根据参考线圈接收的信号与接收线圈接收的信号对比来决定，而与发射线圈的方向无关。为了与前述理论分析一致，特对不同装置情况下参考线圈面和接收线圈面方向分别作了规定（见下面）。野外工作中需严格按照规定方向来布置线圈，否则，将给解释工作带来混乱和错误。

1.由理论分析已知，正向同线（x、z）装置在均匀覆盖地区形成的虚分量异常为正。因此，用同线（x、z）装置在均匀覆盖层上观测，使虚分量读数为正。如读数为负值，则可将参考线圈面翻转180°，使之变为正值。这时应在参考线圈上标上指向测线方向的箭头，在接收线圈上也标上箭头，但方向向上，如图7·4·1（a）。

2.对于旁线（x、z）装置，接收线圈的箭头仍向上，而参考线圈箭头则与测线方向相反，因此时参考线圈接收的一次场与同线正向时相反，如图7·4·1（b）。

3.对于同线（y、z）装置，如已确定发射线圈指向Y轴正向（理论分析时确定）。这时参考线圈接收的场与发射线圈轴线上的一次场反向，故需将参考线圈的箭头指向Y轴反方向。接收线圈的箭头仍向上。如图7·4·1（c）。

4.旁线（y、z）装置　它相当于把同线（x、z）装置在平面上旋转90°，因此线圈面方向的规定与同线装置一样，即参考线圈面箭头符号指向反发射线圈方向，面接收线圈的箭头仍向上，如图7.4.1（d）。

5.垂直线框装置　它相当于旁线（x、z）装置，故参考线圈箭头方向应接近指向反测线方向，而接收线圈箭头方向仍向上，如图7.4.1（e）。

6.水平线框装置　这种装置相当于旁线（z、x）装置，因理论研究时规定发射偶极子磁矩向下，故参考线圈箭头方向应向上，接收线圈箭头接近指向测线方向，如图7.4.1（f）。

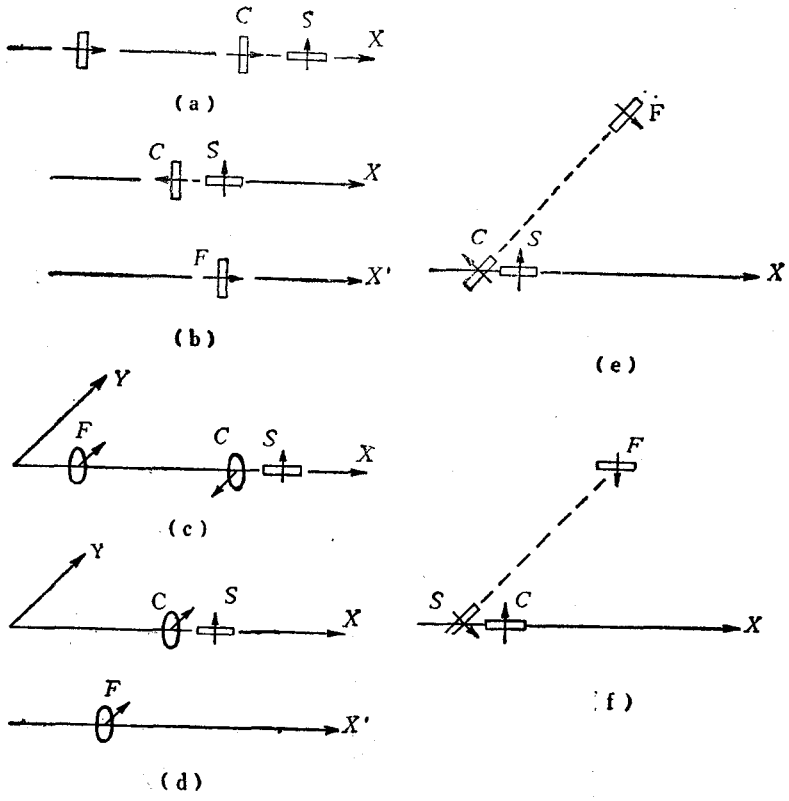


图 7.4.1 各种偶极装置线圈面方向的规定

(a)—正向同线(x、z)装置；(b)—旁线(x、z)装置；(c)—同线(y、z)装置；(d)—旁线(y、z)装置；(e)—垂直线框装置；(f)—水平线框装置。F—发射线圈；S—接收线圈；C—参考线圈；X—测线方向；X'—旁线方向；Y—基线方向

Fig.7.4.1 Stipulations of the positive direction of the loop planes for various dipole-dipole configurations

((a) inline (x、z)；(b) broadside (x、z)；(c) inline (y、z)；(d) broadside (y、z)；(e) vertical loop；(f) horizontal loop；F—transmitting coil；S—receiving coil；C—reference coil；X—profile；X'—broadside profile；Y—baseline)

五、引起野外观测误差的因素，保证质量的技术要求及观测精度的评定

野外观测误差大致可以分成以下几类：

1.点位不准引起的误差　由于偶极场在空间的方向各点不同，加上场强随离发射点距离的三次方衰减，故点位误差将比均匀场时影响大。所幸它主要用于普查，故一般可允许点位误差在半径 1 m左右的范围。

2.发射线圈磁矩方位和倾角不准（水平磁偶极子时）或接收线圈方位不准（测水平分量时）引起的误差　由于偶极场工作时装置种类甚多，各种装置对不同异常体的激发不同，因而形成的异常大小亦不同。如旁线（x、z）装置，同线（y、z）装置以及垂直线框装置都是对覆盖层影响压制较好的装置。因而如果线圈位置放置正确（方向、倾斜等），则可较好地压制覆盖层影响，突出局部异常体的异常。但如果发射线圈倾斜或方位不对（即没对准接收线圈），则覆盖层的异常相应增大，其大小与发射磁矩的垂直分量有关。因此在覆盖层导电性较好及采用旁线（x、z）、同线（y、z）或垂直线框装置时，对发射线圈倾斜和方位

的要求就要高些。发射线圈面倾斜应在±2°以内，它与参考线圈面成共面的方位精度也应在±2°以内。在水平线框装置时，此定向要求则是对接收线圈而言。当然在覆盖层影响小时，此要求可放低。而对于同线（x、z）装置，旁线（y、z）装置来说，读数本身就包含了较强的覆盖层异常值，这时线圈的倾斜和方位影响又是与偏离角度的余弦成比例，因此，倾斜或方位影响不很明显，这时野外工作的要求可放低很多，两者均可低到±5°。

不管那种装置，接收线圈的水平与否对观测结果影响均不甚明显，参考线圈的定位和倾斜影响更小，所以不提出具体精度要求。

3.仪器重复观测的误差　这里包括有外界电信号干扰变化引起的误差和仪器本身的观测误差。前者主要反映在弱讯号观测时，故在质量评定时应把干扰讯号大小考虑在内。而仪器本身的观测误差，又分振幅和虚分量两部分。

我们知道，仪器观测的虚分量值$\mathrm{Im}H=H\sin\varphi$这里$H$是接收线圈接收的总场振幅，$\varphi$是总场的异常相位角。因此，虚分量的观测误差

$$\Delta \mathrm{Im}H=\Delta H\cdot\sin\varphi+H\cos\varphi\cdot\Delta\varphi$$

一般情况下φ角较小，故

$$\Delta \mathrm{Im}H\approx\Delta H\cdot\varphi+H\cdot\Delta\varphi$$

这说明误差是由ΔH及$\Delta\varphi$两部分引起。ΔH是仪器观测的振幅变化，它取决于仪器接收机灵敏度或发射电流的稳定性，即总机的幅度稳定性。当$\mathrm{Im}H$值较大时（即φ较大时），ΔH的影响明显。这时，仪器观测虚分量的稳定性与仪器观测振幅的稳定性，即仪器总机的幅度稳定性相同。目前，无参考线虚分量仪的幅度稳定性一般可达3%以内。

而当$\mathrm{Im}H$值较小时(即较φ小时)，观测虚分量的稳定性主要取决于接收系统的相位稳定性。为了提高观测弱信号虚分量的稳定性，在野外应尽量使留的幅值H值减小(前面提到，不大于所观测虚分量值的3～10倍)，这样也可起到压制相位变化$\Delta\varphi$对虚分量观测精度的影响。

4.操作者的观测误差

除上述引起误差的原因外，还因无参考线虚分量仪属纯异常绝对测定的仪器，故当虚分量值很小时，空间电磁干扰的成分相对增大，所以在低测程（3μV、1μV档）读数时，其误差主要由干扰造成。在一般干扰的情况下（即400Hz的干扰在0.6μV以下），我们暂定干扰引起的绝对误差为±0.3μV。

从以上分析可知，虚分量值较大时重复观测误差要用相对误差来表示，在小值时应该用绝对误差来表示。建议采用下式来计算均方相对误差M，用以评定观测精度。

$$M=\pm\sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n}\left[\frac{2(\Delta \mathrm{Im}H_k-0.3)}{\mathrm{Im}H_{k1}+\mathrm{Im}H_{k2}}\right]^2}{2n}}\times 100\%$$

式中：$\mathrm{Im}H_{k1}$和$\mathrm{Im}H_{k2}$是第k点两次的观测值(单位为μV)；$\Delta \mathrm{Im}H_k=|\mathrm{Im}H_{k1}-\mathrm{Im}H_{k2}|$；$n$为进行检查观测的总点数。当$(\Delta \mathrm{Im}H_k-0.3)\leqslant 0$时，均当作0进行计算。

对于有正常场背景值的装置，取精度的要求为$M\leqslant 8\%$；对于无正常场背景值的装置，取精度的要求为$M\leqslant 12\%$。

动源偶极装置的异常宽度一般不大，而且梯度较大的过零点较多。在这些过零值点附近的重复观测的相对误差可能很大。在评价观测质量时，可将这些点去掉，不参加计算。

重复检查的工作量约占总工作量的10%为宜。

六、野外工作方式及记录格式

一般情况下，野外工作由四人进行，即接收机操作员、记录员、发射线圈及发射机操作员各一人。

在野外工作时，应观测振幅值，并作记录，以便了解观测条件，作为判定观测虚分量可靠性的参考资料。

在干扰较大地区，旋转“相角校准”旋钮（它是有时钟指针的多圈螺旋电位器），将相角加几点钟，读取虚分量$\mathrm{Im}H_+$；再将相角减同样的几点钟，读取虚分量$\mathrm{Im}H_-$，则此点的真正虚分量值$\mathrm{Im}H$为

$$\mathrm{Im}H=\frac{\mathrm{Im}H_+ + \mathrm{Im}H_-}{2}$$

为了减小高频对参考信号中异常场分量的影响（以及相角变化影响），有时要采用观测椭圆极化短轴的办法(读接收线圈旋转中的最小振幅值)以代替虚分量的观测，其正负值可参考其它频率的观测结果来定。

在进行线框装置工作时，为使定向工作便于进行，可将发射点位置稍作移动，选在一通视条件较好而又稍平坦的地方。以水平线框装置工作时也应竖立明显标志，供接收线圈定向用。在通视条件不好，且覆盖影响较大时，应增加工人在收发间协助定向。

在以水平线框工作时，还可稍改变线框形态，使发射回路调谐较好，以保证线框中有足够的输出电流。

野外记录格式见下表。除一般性内容外，应注意在弱信号观测时，还应记下干扰数值，备注栏内记录工业电网、电缆线、金属管道、工业设施及地质简况等。

工区_____ 测线_____ 装置类型_____ 发射点位置_____

收发距_____ 点距_____ 天气_____ 日期_____

点号	400Hz(I=发射电流)			1200Hz(I=发射电流,C_1=一致系数)					3600Hz(I=发射电流,C_2=一致系数)					备注
	H	$\mathrm{Im}H$	干扰	H	$\mathrm{Im}H$	$C_1\mathrm{Im}H$	$\frac{C_1\mathrm{Im}H}{3}$	干扰	H	$\mathrm{Im}H$	$C_2\mathrm{Im}H$	$\frac{C_2\mathrm{Im}H}{9}$	干扰	

观测者_____ 记录者_____ 计算者_____ 检查者_____

在野外记录时，应同时绘出草图，以便及时了解和检查异常情况。

七、资料整理及成图

资料整理中，首先将野外资料检查校对，记录是否完整，然后只对虚分量进行计算整理。如已作过一致性校准，则只对高频观测读数作频率校正（即除以3或9）。如未作一致性校准，则还需在无异常的地段，取野外工作所用的收发距和供电电流，用共面装置观测各频率的一次场强，换算一致系数（C_1和C_2）。先作一致性校正，再作频率校正。

所成图件与回线场时大致类似。包括：多频虚分量剖面平面图、多频虚分量等值线平面图、综合剖面图、解释用剖面曲线图，以及异常点的频率特性曲线图。作图方式和要求类似于回线场，故不详述。作前四种图时，选用经频率校正后的虚分量值。作频率特性曲线则必须选用未作频率校正的虚分量值（只作一致性校正）。

第八章 应 用 实 例

虚分量电磁法作为一种寻找和区分良导电矿体的重要物探方法，已在我国一些地区（包括已知矿区）进行了一些工作，取得了不少有益的经验。在航空电磁法的地面检查工作中，以及在区分磁异常等方面也都取得了较好的成果。随着仪器、野外工作方法技术和解释推断方法的发展和完善，它必将得到更加广泛的应用。

虚分量电磁法在我国一些矿山上工作的实例，在一些文献和教科书中已有一些记载。鉴于篇幅所限，这里仅介绍近几年来在不同地区、不同类型矿种上的应用实例。

一、浙江省某黄铁铅锌磁铁矿区

该矿床属中高温热液裂隙充填型矿床。矿床出露于上侏罗统凝灰质砂岩、矿砾岩、晶屑凝灰岩和灰岩中。矿体受断裂控制，主要断裂带走向北西330°，倾向南西，倾角70～80°。矿脉厚1～10m，长度大于1200m。主要矿石矿物为磁铁矿黄铁矿和闪锌矿、方铅矿，呈致密块状和浸染状结构。自南向北，矿脉中磁铁矿含量逐渐减少，最后以黄铁矿为主。矿区北部有一受北东向层位控制的铅锌矿脉，厚70～80cm，倾角20～40°，倾向南东145°。

磁矿矿磁性较强$\kappa=4\pi\times115500\times10^{-6}SI=1.4514SI$，电阻率$\rho_s\approx1\Omega\cdot m$。而围岩电阻率较高，一般在500Ω·m以上。

以收发距L＝50m的旁线（ϖ、z）装置在矿区进行面积性虚分量观测，工作成果见图8.1。工作开始在14、10、15、16线进行观测，在主矿脉上均取得良好的异常显示。但在16线矿洞出口处176点附近（也是矿脉顶部位置）呈现双峰异常。为了解释异常原因，继续向北追索，发现双峰间距加大。同时，除在主矿脉上继续有异常显示处，又发现了一个北东向的异常。经矿洞内和地表工作认为是一组北东走向，受层位控制的铅锌矿脉所引起的。从剖面平面图上还可看出，在南部主矿体上异常强度较大，但三种频率间分异小；而自16线向北，三种频率的异常曲线衰减明显。这一点反映了主矿体南部是以导电性稍差的磁铁矿为主的矿脉，而北部欲是以导电性良好的黄铁矿为主的矿脉。为了进一步了解矿体特性，在10号剖面上用不同装置进行了工作，结果如图8.2所示。

从图上看，各种装置均有较明显的异常反映。旁线（ϖ、z）装置与垂直线框装置的异常形态相同，但是，由于地形坡度较大，实测异常形态与水平面上的理论曲线差异较大，故需考虑地形影响，方可进行解释。水平线框装置在矿体上也有明显的异常显示。

总结说来，在此种类型矿床上，虚分量电磁法可以作为一种普查和区分不同类型矿体的综合物探手段。

二、浙江省某热液型黄铁矿床

该矿床属岩浆后期中低温交代充填型脉状黄铁矿。矿体产在下侏罗统跳马涧组和太古界变质岩地层中，主要围岩是花岗二长岩、矿化绢云母石英岩及片麻岩。矿区断裂发育，呈北东60°～70°方向。矿体呈脉状充填于断裂中，厚2～10m，长500m以上，走向北东73°，倾向北西，倾角45～50°。主要矿石矿物为黄铁矿，也含有方铅矿、闪锌矿、黄铜矿等。矿石结构以致密块状为主。地表部分氧化成褐铁矿，氧化带深度10～30m。

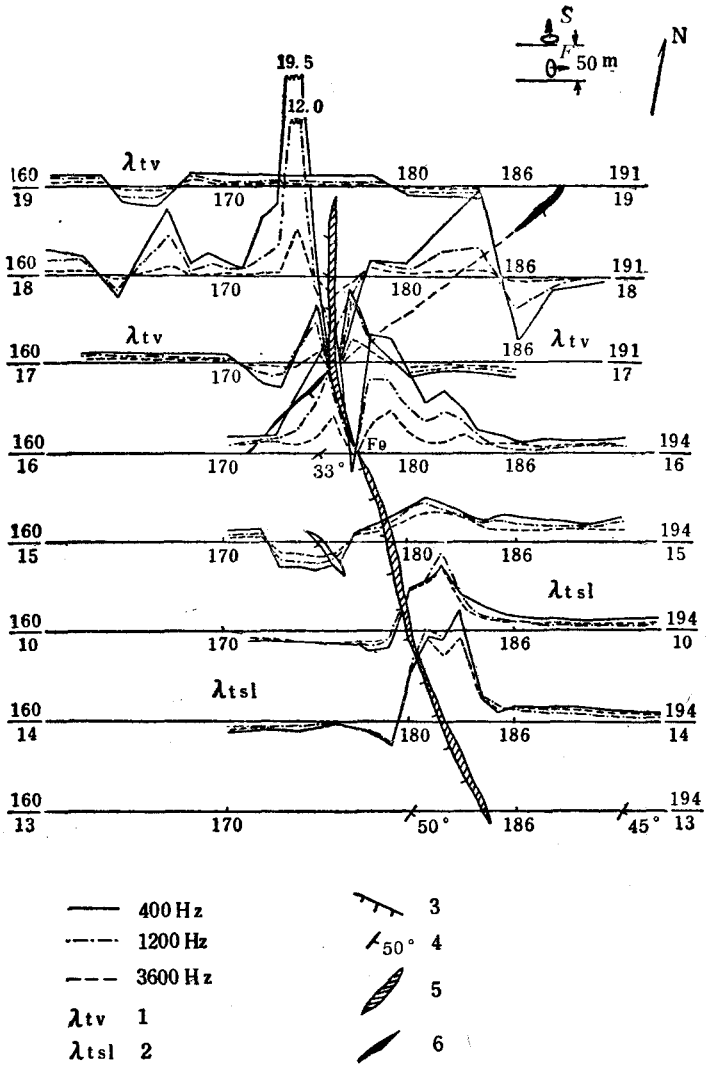


图 8.1 浙江省某黄铁铅锌磁铁矿区多频虚分量法旁线（x、z）装置剖面平面图

1—凝灰质砂岩； 2—凝灰质砂砾岩； 3—张性断裂； 4—产状（倾向、倾角）； 5—充填磁铁矿、黄铁矿脉； 6—层状铅锌矿脉

Fig.8.1 Profiles of the quadrature component from a pyrite-lead-zinc magnetite deposit in Zhejiang province for the broadside (x、z) configuration (1—ruffaceous sandstone; 2—ruffaceous sandstone and conglomerate; 3—tension faults; 4—occurrence (dip, dip angle); 5—magnetite-pyrite vein; 6—bedding lead-zinc vein)

矿体导电性较好，电阻率在0.136～180Ω·m之间，几何平均值为5Ω·m。围岩电阻率在1000～3000Ω·m之间。地表氧化带电阻率为几十到几千Ω·m，平均为几百Ω·m。在矿区517线上进行了虚分量不同装置的试验观测。观测结果如图8.3所示。从图上可以看出，各种装置在矿体所在的100点附近均有明显的异常显示。由于覆盖层电阻率较低，同线（x、z）装置的异常背景值较大，达4～5μV，而且不出现频率分异现象；但在矿体上，则有明显频率分异，且异常值高达11μV。旁线（x、z）装置对覆盖层的压制比较显著，仅在矿体上方才有

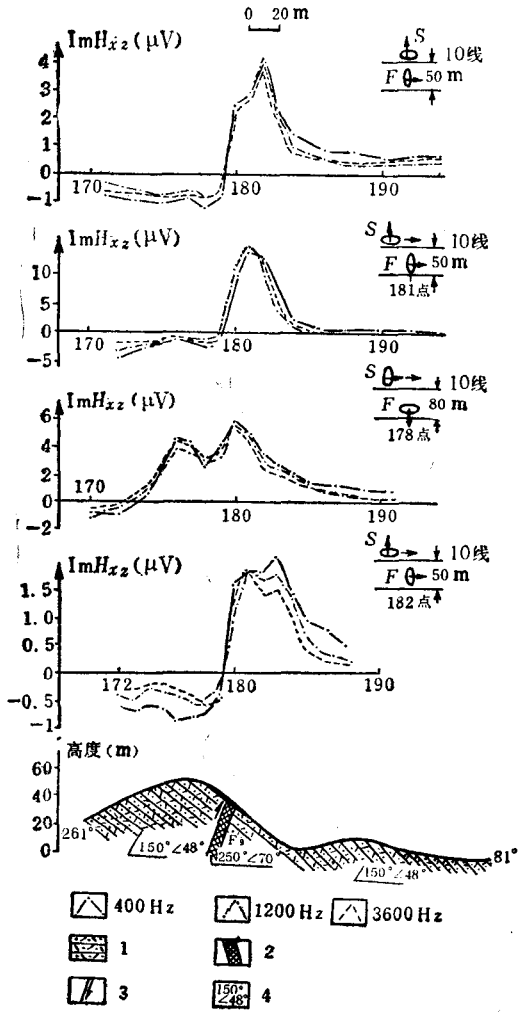


图 8.2 浙江省某黄铁、铅锌、磁铁矿区10线虚分量剖面图

1—凝灰质砂砾岩； 2—黄铁磁铁矿脉；3—断层； 4—产状（倾向、倾角）

Fig.8.2 Profile of the quadrature component on a pyrite-lead-zinc magnetite deposit, Zhejiang province

(1—ruffaceous sandstone and conglomerate; 2—pyrite-magnetite vein; 3—faults; 4—occurrance (dip, dip angle))

频率分异明显的高达11μV的异常。异常形态反映出有一向北倾斜的良导体。因地形坡度较大，故解释倾角大小时，需考虑其影响。各种线框装置，异常反映也很好，仅其中100号点的水平线框装置，由于发射线框所在位置对矿体激励弱，因而异常显示不明显。而104点的水平线框装置，却在矿顶（100号点）上有明显的极大值。从上述各种装置的结果中可以看出，在这种类型的矿床上，虚分量电磁法可以取得良好的找矿和区分异常的效果。

三、江西某矽卡岩型铜铁矿床

矿区地层主要是下三迭统的大冶组地层，由泥岩、钙质泥岩、粉砂岩、细砂岩组成，中夹20～30m灰岩。第四系残积坡积层厚10～15m，多位于河谷山间盆地附近。矿区内褶皱发育，组成倒转复式向斜，轴向北东，倾向南东，倾角30°～40°。岩浆岩以石英闪长斑岩为主，呈脉状、透镜状侵入下三迭统地层中。矿体贮存于石英闪长斑岩和大冶灰岩接触形成的矽卡岩中，埋深20～30m，呈透镜状，走向北东，倾向南东，倾角约40°，长600m，宽130～180 m，厚度变化大，总厚度达17m。矿石构造以块状和细脉浸染状为主。主要矿石矿物为黄铁矿、黄铜矿、磁铁矿等。

矿区中以黄铁矿体电阻率最低，约25Ω·m。第四系残积坡积物约80Ω·m。角岩、石英闪长岩、矽卡岩、砂岩和粉砂岩多在600～800Ω·m。大理岩化灰岩电阻率最高，约1500Ω·m。地面磁测异常也较强，最大达1000多nT（纳特）。

采用旁线（x、z）装置，以400Hz，取收发距L=50m进行了小块面积观测。观测结果见图8.4。从图上可以看出，在主矿体位置，即自50线147点附近到58线141点附近，有一明显的异常。异常的幅值向北东方向减弱，这一点正好反映了矿体向北东方向倾状。在54线上进行了多种装置的虚分量观测，观测结果如图8.5所示。从图上可以看出，旁线（x、z）装置在矿体上有明显随频率衰减的异常，反映矿体导电性较好。异常形态正负不对称，反映矿体向南东倾斜。从100m和50m收发距观测结果的对比中，可以看出异常形态相同，只是异常幅值减少了1/2。这说明异常体埋藏较浅。同

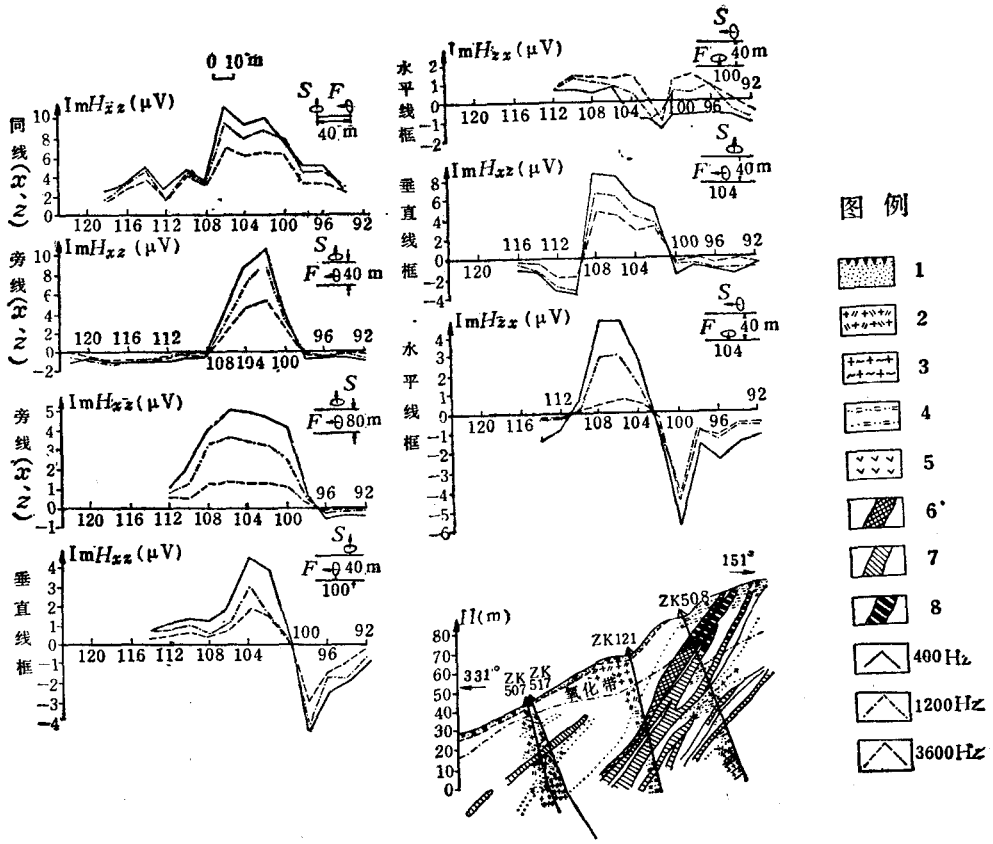


图 8.3 浙江省某黄铁矿区517线多频虚分量法剖面图

1—腐植层； 2—花岗二长岩； 3—钾长片麻岩； 4—矿化绢英岩； 5—安山玢岩； 6—富矿； 7—贫矿； 8—铁帽

Fig.8.3 Profile (No 517) of the quadrature component from a pyrite deposit, Zhejiang province

(1—humus soil; 2—granite monzonite; 3—potash feldsper gneiss; 4—mineralized sericite-quartz-schist; 5—andesite porphyry; 6—ore course; 7—coose; 8—gossan)

线（x、z）装置的正向和反向装置也都有较强的异常显示。正向装置的异常北陡南缓，反向装置的异常出现双峰，说明了异常体向南倾，这与矿体的实际情况完全一致。不同频率的异常曲线衰减不很明显，估计是因同向装置受矿体顶部5～10m厚的第四系沉积物的影响所致。各种线框装置在不同点发射也取得了很好的结果。147点发射时，垂直线框装置取得了与旁线（x、z）装置近似的异常形态。145点发射的水平线框装置，在147点取得了明显的极值，由此可确定异常体顶部在地表的投影位置。利用147点发射的垂直线框装置正、负峰值比，求得异常体倾角为37°。利用旁线（x、z）装置的异常，确定出异常体的顶部埋深为27m，宽78m。再根据不同频率的观测异常值，可求得异常体的最佳频率约3000Hz。如取矿体厚度为20m，相应可计算出异常体电阻率约为3Ω·m。这些推断结果与实际矿体的情况大体吻合。上述成果说明，在这种埋藏较浅的，磁性良导矽卡岩型铜铁矿床上，虚分量电磁法可以用于普查发现异常，区分异常和解释推断良导体的产状。

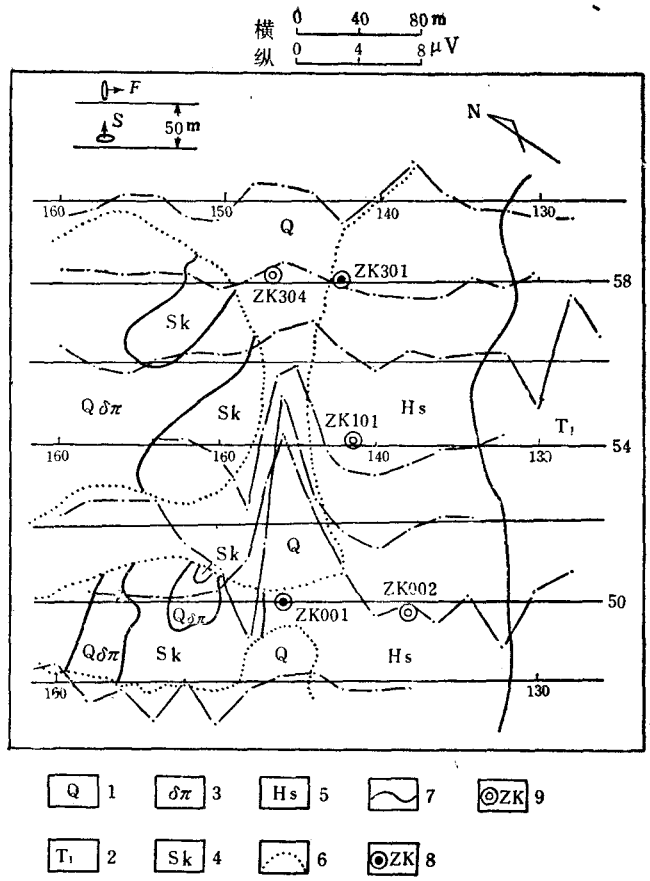


图 8.4 江西省某矽卡岩型铜铁矿区多频虚分量法旁线（x、z）装置剖面平面图

1—第四系； 2—下三叠统的泥岩、砂质泥岩、粉砂岩、细砂岩； 3—石英闪长斑岩； 4—矽卡岩； 5—角岩； 6—推测的地质界线； 7—实测地质界线； 8—见矿孔； 9—未见矿孔

Fig.8.4 Profiles of the quadrature component from a skarn-copperiron deposit in Jiangxi province for the broadside (x、z) configuration

(1—Quaternary; 2—Lower Triassic mudstone, sandymudstone, siltstone and fine sandstone; 3—quartzdiorite porphyrite; 4—skarns; 5—hornstone; 6—predicted geological boundaries; 7—practically measured geological boundaries; 8—ore bearing boreholes; 9—ore-free boreholes)

四、湖南省某铅锌黄铁矿床

矿区最老的地层是寒武系下统（$\in_1$）砂质千枚岩和千枚状砂岩，分布在矿区东部。矿区中部为泥盆系棋梓桥组（D_2g）泥质灰岩和砂质灰岩互层。矿区东部为泥盆系跳马涧组（D_2t）石英砂岩。第四系坡积残积物分布在沟谷坡地。矿区位于一倾斜背斜的东翼，地层向南东倾伏，约45°。在棋梓桥灰岩和砂质灰岩互层间有一个南北走向的正断层（F_2），东倾45°左右，为成矿前及成矿后复活断层，是主要的容矿构造。另一个逆断层（F_1），发生在下寒武系浅变质岩层与泥盆系棋梓桥组地层接触处，断层方向大致南北，向东倾60°～80°，为矿体的导矿构造。矿床是受构造控制的交代型铅锌黄铁多金属矿床。主要矿体分布在F_2断层内，走向长约340m，延深约200m，矿体平均厚度16m，呈似层状。主要矿石矿物为黄铁

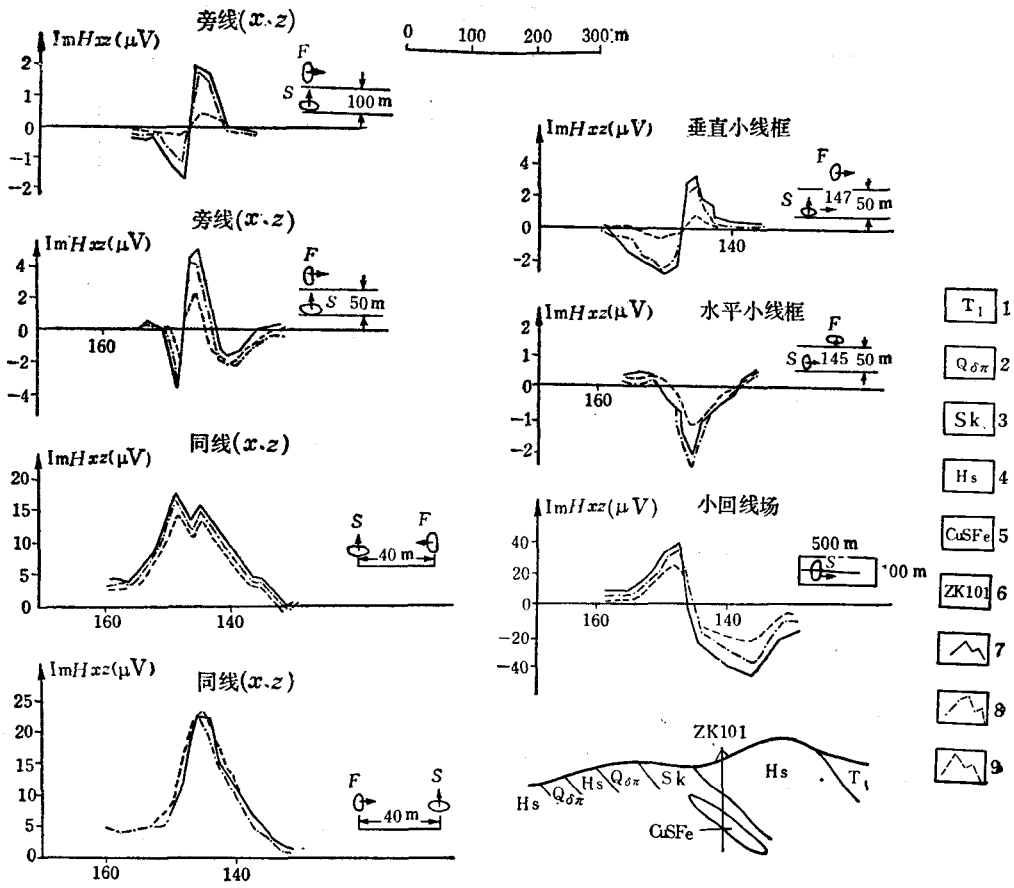


图 8.5 江西省某矽卡岩型铜铁矿区54线多频虚分量法剖面图

1—下三叠统泥岩、砂质泥岩、粉砂岩、细砂岩； 2—石英闪长岩； 3—矽卡岩； 4—角岩； 5—铜硫铁矿体； 6—钻孔编号。 7—400Hz； 8—1200Hz； 9—3600Hz

Fig.8.5 Profile(No 54) of the quadrature component from a skarn copper-iron deposit, Jiangxi province

(1—Lower Triassic mudstone, sandy mudstone, siltstone, fine sandstone, 2—quartz-diorite, 3—skarns, 4—hornstone, 5—copper troilite ore, 6—numbering of boreholes, 7—400Hz, 8—1200Hz, 9—3600Hz)

矿，占70%，次为方铅矿、闪锌矿。矿石结构以致密块状为主。矿体上部氧化强烈，100m以上风化成粉末状，30m以内风化成褐铁矿铁帽。

由於风化强烈，难以取得原生矿石进行物性测定，仅以附近矿山的物性资料作参考。致密块状铅锌黄铁矿石的电阻率约为0·032Ω·m，矿化灰岩约为35Ω·m，第四系坡积沉积物为100～500Ω·m，矿化水和地表水为10～120Ω·m，铁帽约为300Ω·m，石英砂岩为800～30 000Ω·m，灰岩约为3000Ω·m。从以上数据中可以看出矿体与围岩的电阻率差异很大，而氧化的铁帽、矿化灰矿、矿化水和第四系表土一方面可能成为低阻干扰层，另一方面它们的电阻率与矿体也有相当大的差别。

由於该矿区距开采矿区很近，工频干扰很强，仪器400Hz读数较困难，因而仅以1200Hz和3600Hz的旁线（x、z）装置进行了一小块面积工作，结果如图8、6所示。8、7图上给出了

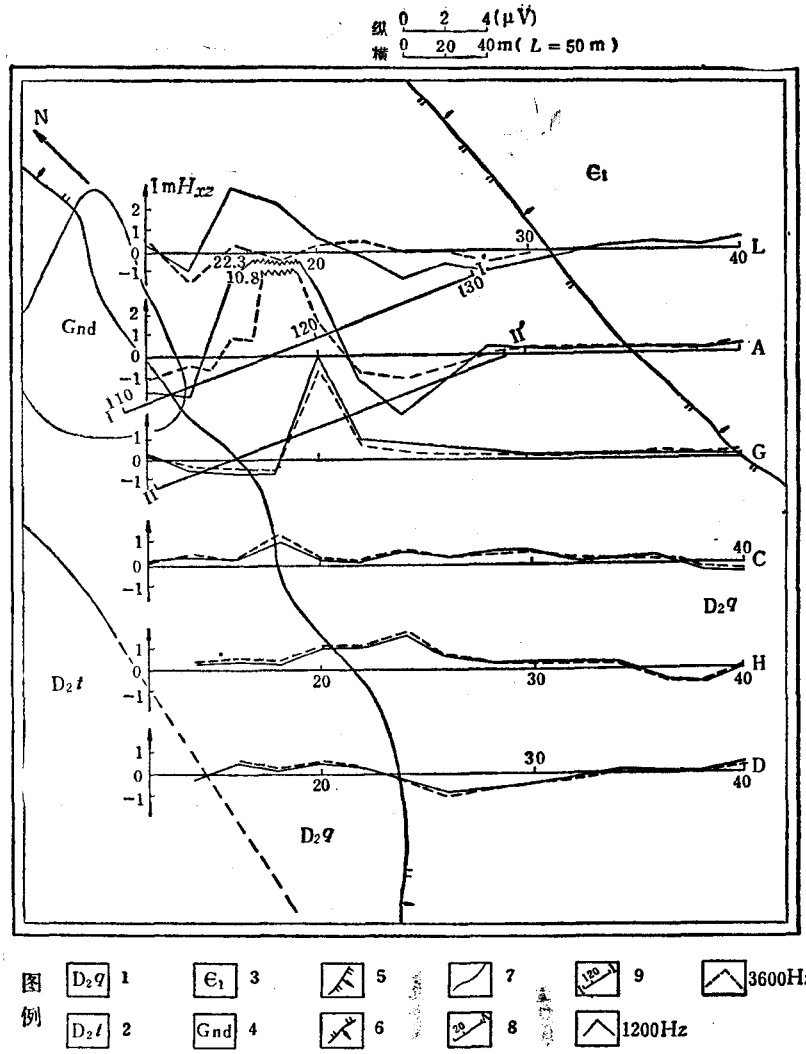


图 8.6 湖南省某黄铁铅锌矿区虚分量法旁线（x、z）装置剖面平面图

1—中泥盆统棋梓桥组灰岩； 2—泥盆系跳马涧组石英砂岩； 3—下寒武系砂页岩； 4—铁帽； 5—正断层； 6—逆断层； 7—地质界线； 8—物探测线及点号； 9—物探精测剖面及点号

Fig. 8.6 Profiles of the quadrature component from a pyrite-lead-zinc deposit in Hunan province for the broadside (x、z) configuration

(1—Middle Devonian, Qiziqiao formation, limestone; 2—Devonian, the Tiaomajian formation, quartz-sandstone; 3—Lower Cambrian sandstone-shale; 4—gossan; 5—normal faults; 6—reverse faults; 7—geological boundaries; 8—the measuring lines of geophysical prospecting and station number)

其中异常最强之剖面的观测结果。

由图可见，在G、A、L各剖面上都有明显地随频率衰减的异常，异常的形态正好反映出异常体向东倾。由于矿区东部地形较高，使得负异常不够明显。图8、6反映出异常体走向约为南西204°，顶部位置自L剖面的16号点到G剖面的21号点。从异常强度和它随频率衰减的程度分析，异常体在A线最浅，向南变深，且导电性逐渐变差。以上推断结果与未充分氧化的矿体情况完全吻合。为了更好地了解矿体的产状要素，又垂直矿体走向布置了精测剖面

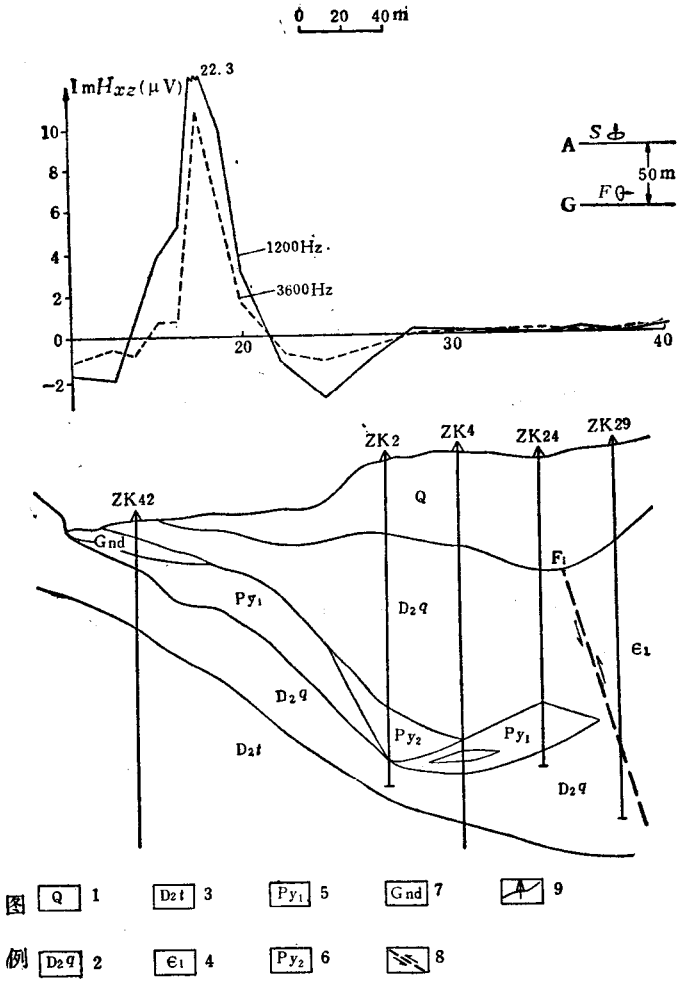


图 8.7 湖南省某黄铁铅锌矿区A线多频虚分量法旁线（x、z）装置综合剖面图

1—第四系； 2—中泥盆统棋梓桥组灰岩； 3—泥盆跳马涧组石英砂岩； 4—下寒武系砂页岩； 5—含铅黄铁矿； 6—含铅锌黄铁矿； 7—铁帽； 8—断层； 9—钻孔

Fig.8.7 Profile (No.A) of the quadrature component from a pyrite lead-zinc-deposit, Hunan province

(1—Quaternary; 2—Middle Devonian, Qiziqiao formation, limestone, 3—Devonian, the Tiaomajian formation, quartzsandstone, 4—Lower Cambrian sandstone-shales, 5—lead-bearing pyrite, 6—lead-zinc-bearing pyrite, 7—gessan, 8—faults, 9—boreholes)

I—I′在其上用不同收发距的旁线（x、z）装置、正向同线（x、z）装置，以及垂直线框和不同点的水平线框装置进行了观测，结果如图8·8所示。

不同收发距的旁线(x、z)装置的异常形态变化不大，但幅值相差很多，说明异常源的深度较浅。正向同线（x、z）的曲线反映出异常源是两个以上异常体所组成；异常以外地区，背景值不高，说明矿区表层影响不十分严重。线框装置的结果也反映出异常体是由复杂形体所构成。为了验证异常与矿体之间的关系，曾以铝板来模拟矿体，并按野外实际线框装置，分别进行了几个不同发射点的模拟观测。结果如图8.9所示。

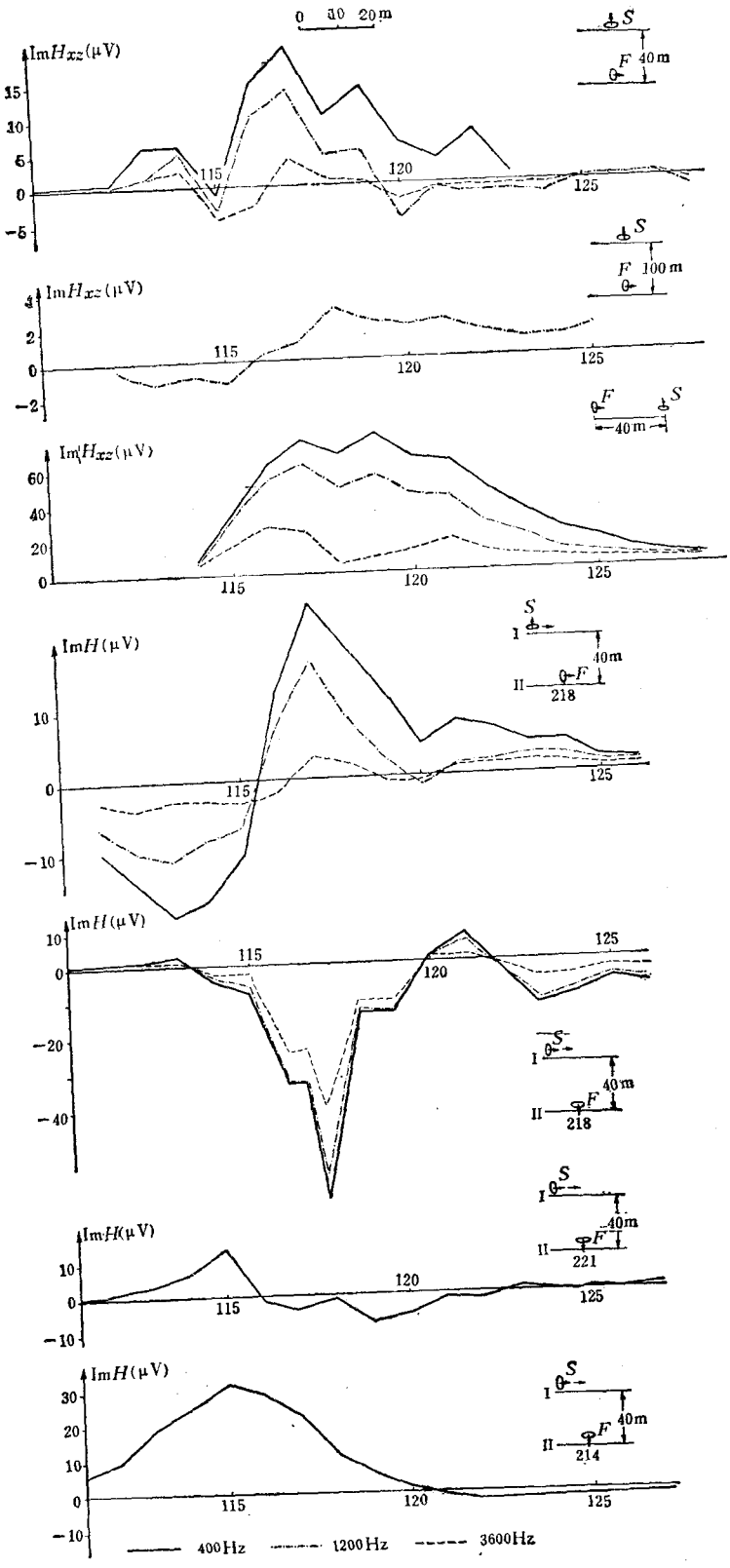


图 8.8 湖南省某黄铁铅锌矿区多频虚分量法I—I′线剖面图

Fig. 8.8 Profiles of the quadrature component from a pyrite-lead-zinc deposit, Hunan province, for the multifrequency quadrature component system DDW-1

对比图8·9和图8·8可以看出，除大号点外，两者异常形态十分相似。大号点处由于所处地形高度较大，地形影响等效于矿体埋深增加，故与水平条件下进行的模型实验的结果有所不同（包括221点发射的水平线框装置结果）。上述结果表明，在类似于这种类型的矿床上，用虚分量电磁法来进行普查，评价和区分异常是可行的。

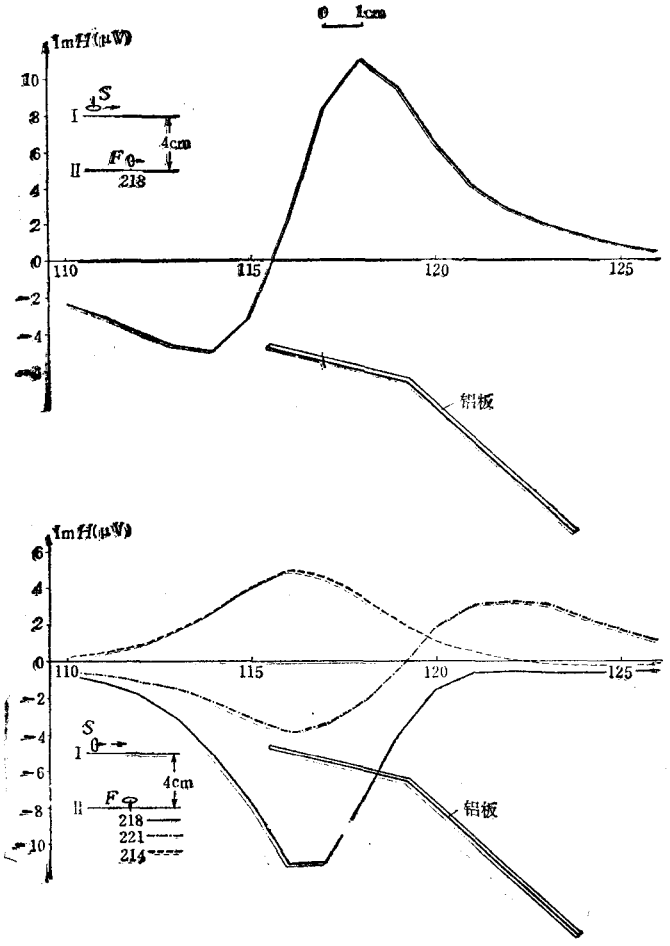


图 8·9 模拟I—I′剖面几个线框装置的模型实验结果
（f=400Hz）
Fig. 8.9 Results of the scale-model analogizing section I-I′ (shown in Fig. 8. 8) for some loop systems
(f=400Hz)

五、安徽省某铜硫矿区

矿区中部主要分布的岩石是泥盆系上统五通组（D_3w）的砂岩或砂页岩，在这套岩石中局部有星点状黄铁矿化，其上部有一层0.36～10.76m厚的含铜黄铁矿层。黄铁矿层上部断续有一层几米厚的炭质岩石。在其上为二叠系下统孤峰组（P_1g）页岩和硅质页岩，页岩中夹含锰页岩或锰矿层。在矿区南部分布有二叠系上统龙潭组（P_2l夹含煤层的砂页岩。在矿区东北部分布有第三系大通组（R）地层。第四系（Q）粘土或亚粘土主要分布在测区北部及南部。矿体呈似层状，主要矿体出露在两处，一处分布於98～119线间，经过104线260点附近，走向北北东，矿体厚2.2m～10.76m，延深270m，长1050m；另一处分布於104线300～340点附近，矿体厚4～5m，走向北东，长200m，倾向延深250m。

矿区内含铜黄铁矿体电阻率最低，约2Ω·m；炭质页岩电阻率比较低，约为46Ω·m；

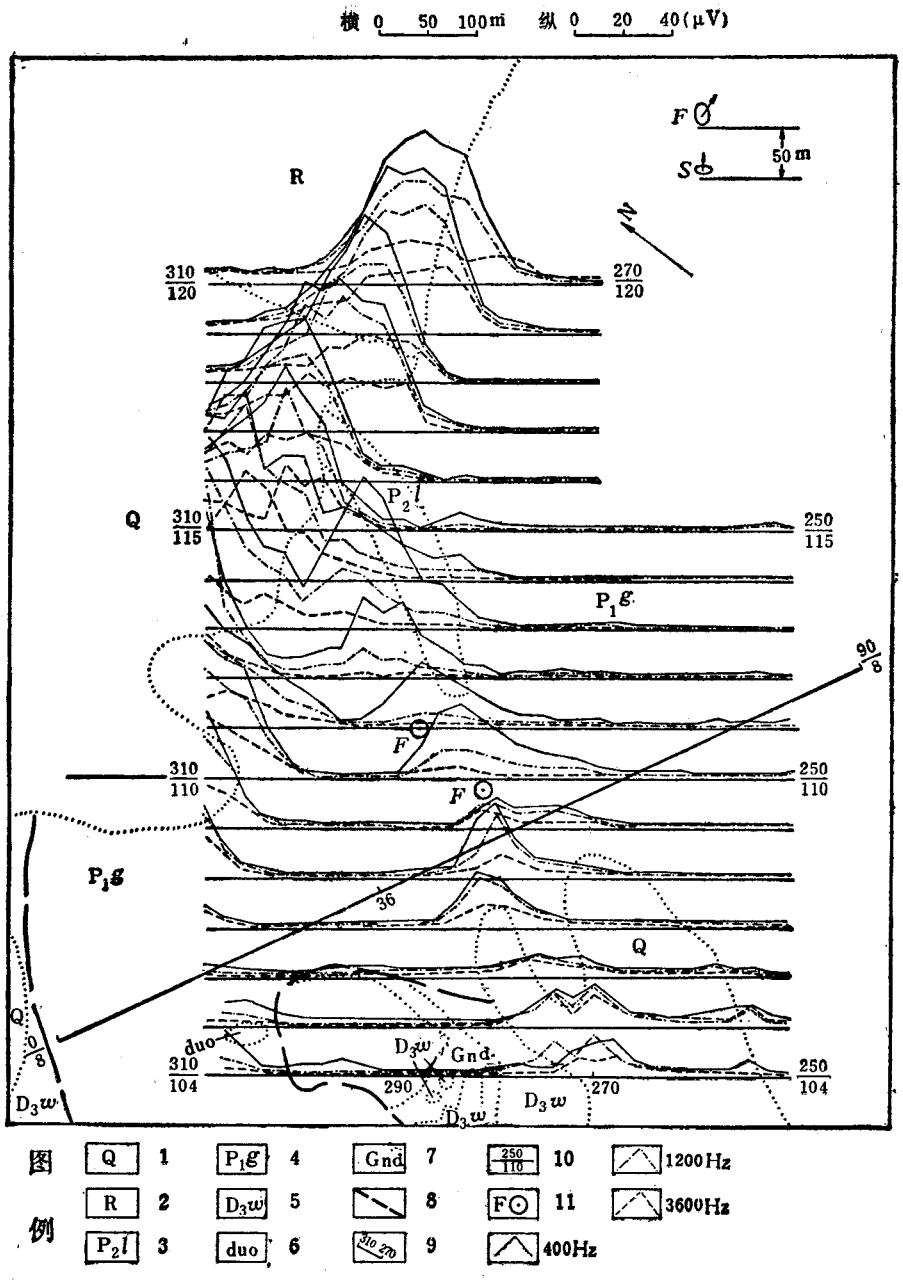


图 8.10 安徽省某铜硫矿区多频虚分量法旁线（y、z）装置剖面平面图

1—第四系残、坡、洪积层；2—第三系大通群；3—二叠系上统龙潭组；4—二叠系下统孤峰组；5—泥盆系上统五通组；6—石英安山玢安岩；7—铁帽；8—断层；9—测线；10—测点/线编号；11—线框装置发射点

Fig. 8.10 Profiles of the multifrequency quadrature component from a copper-sulphur deposit in Anhui province for the broadside (y、z) configuration

(1— Quaternary eluvium, slope wash and dilurium; 2— Tertiary Datong group; 3— Upper Permian Longtan formation; 4—Lower Permian Gufeng formation; 5—Upper Devonian Wutong formation; 6— quartz-andesite porphyry; 7— gossan; 8— faults; 9— measuring lines; 10—measuring point/line number; 11— the transmitting station of the loop system)

锰矿的电阻率较高，在170～2800Ω·m之间。其它岩石的电阻率较高，均在1000Ω·m以上。第三系和第四系表土的电阻率也比较低，形成局部的良导覆盖层。

采用虚分量电磁法的旁线（y、z）装置进行了面积性测量，结果如图8·10所示。从图上可以看出，在两处矿体上都有明显的随频率衰减的异常。而在碳质岩石上并无此反映。此外，在290/120到315/110的第三系和第四系地层上，也出现了较强的随频率衰减的异常，只不过衰减较少。在8线和110线上用不同装置进行了观测，结果如图8.11和8.12所示。由图可见，各种装置在矿体最浅的部位都有异常显示。8线上的同线（x、z）装置与旁线（y、z）装置曲线类似，除矿体上有明显异常外，在第四系沉积物上还出现随频率衰减不大的异常。在110线上，同线（x、z）装置曲线也与图8.10中旁线（y、z）装置的异常形态类似。同线装

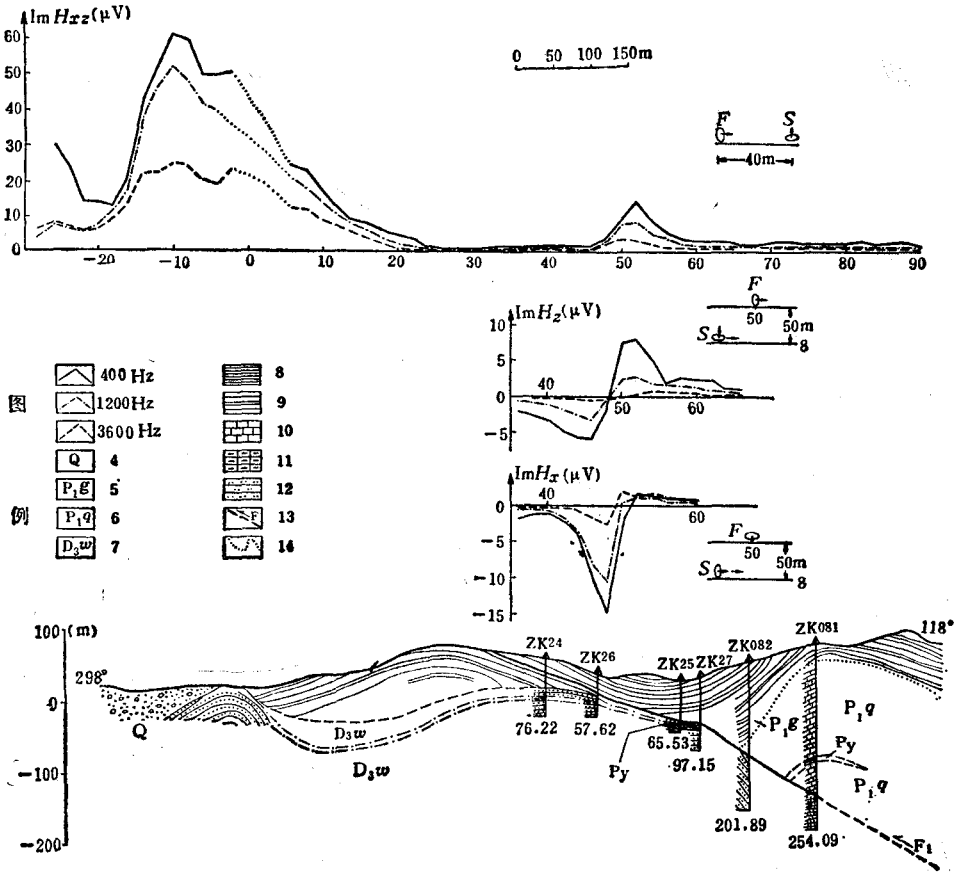


图 8.11 安徽省某铜硫矿区8线多频虚分量法剖面图

4—第四系；5—二叠系下统孤峰组；6—二叠系下统栖霞组；7—泥盆系上统五通组；8—页岩；9—硅质页岩；10—石灰岩；11—黄铁矿（Py）；12—石英砂岩；13—实、推测断层；14—推测地质界线

Fig.8.11 Profile (No. 8) of the quadrature component from a copper-sulphur deposit, Anhui province

(4—Quaternary; 5—Lower Permian Gufeng group; 6—Lower Permian Qixia formation; 7—Upper Devonian Wutong formation; 8—shale; 9—siliceous shale; 10—limestone; 11—pyrite; 12—quartz-sandstone; 13—practically measured and predicted faults; 14—predicted geological boundaries)

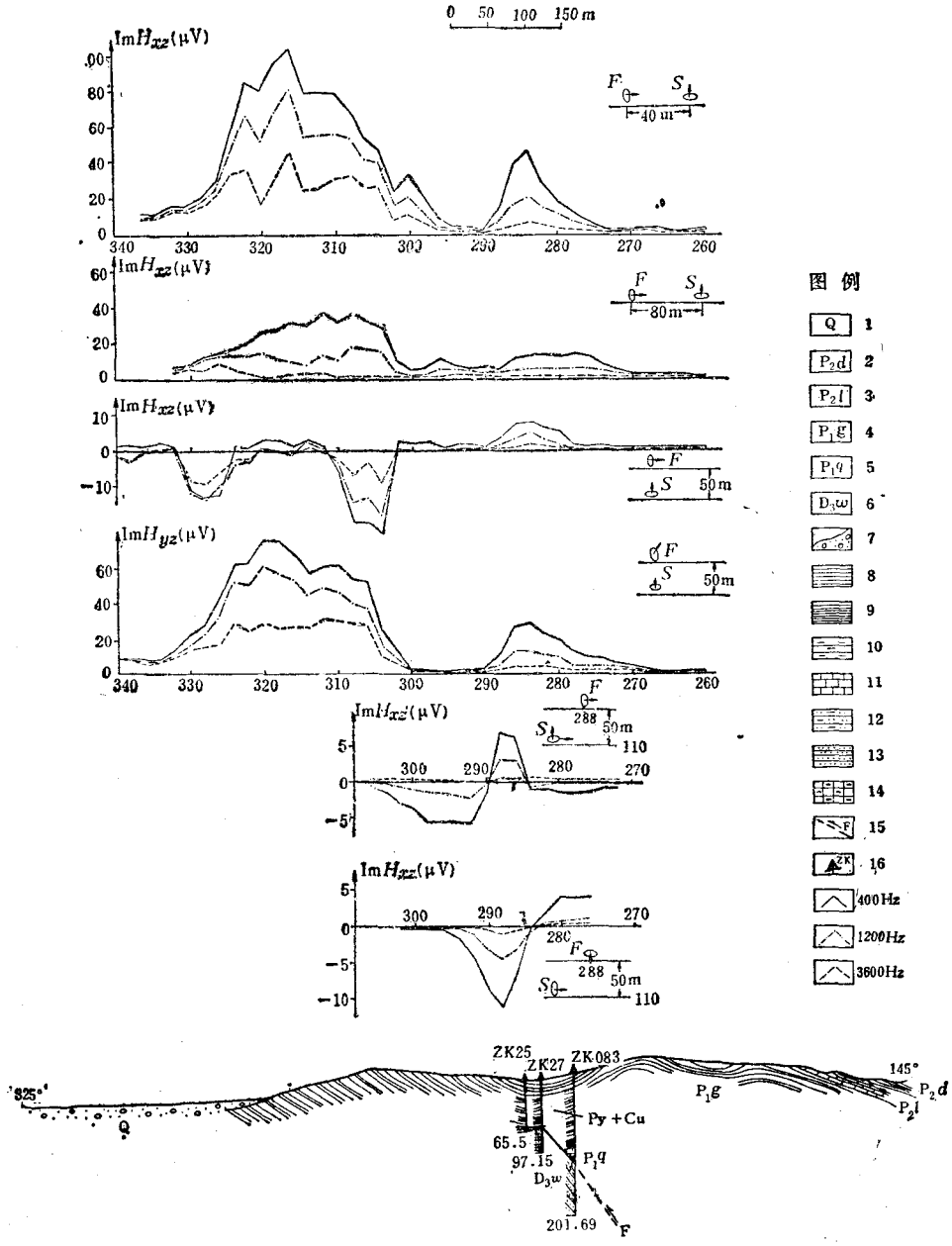


图 8.12 安徽省某铜硫矿区110线多频虚分量法剖面图

1—第四系； 2—二叠系上统大隆组； 3—二叠系上统龙潭组； 4—二叠系下统孤峰组； 5—二叠系下统栖霞组； 6—泥盆系上统五通组； 7—浮土和转石； 8—页岩； 9—硅质页岩； 10—钻土页岩； 11—石灰岩； 12—粉砂质页岩； 13—石英砂岩； 14—含铜黄铁矿(Py+Cu)； 15—断层； 16—钻孔

Fig 8.12 Profile (No.110) of the quadrature component from a copper-sulphur ore deposit, Anhui province

(1—Quaternary; 2—Upper Permian Talong formation; 3—Upper Permian Longtan formation; 4—Lower Permian Gufeng formation; 5—Lower Permian Qixia formation; 6—Upper Devonian Wutong formation; 7—regolith and float; 8—shale; 9—siliceous shale; 10—lutaceous shale; 11—limestone; 12—siltshale; 13—quartz-sandstone; 14—copper-bearing pyrite; 15—faults; 16—boreholes)

置40m和80m收发距的曲线形态也相似，但是异常幅值，无论在矿体上，还是在第四系上都衰减了很多，反映此二异常体均埋藏较浅。旁线（x、z）装置在矿体上有明显的异常显示，而在第四系上，仅在两边缘接触带上出现两个局部异常。上述结果表明，可以根据异常随频率的衰减规律，以及不同装置的异常形态，较好地将良导矿体与其它干扰因素区分开来。

六、江西省某热液型铜矿床

该矿床为热液型铜矿床。矿区位于向斜的一翼，地层走向北东60°，南倾30°～50°。最古老地层系元古系板溪群$P_t bn$的千枚岩，顺片理方向黄铁矿化发育，呈浸染状或薄层状。其上为下石炭统华山岭组（$C_1 h$）的碎屑岩夹砂质页岩；石炭系下统梓山组（$C_1 z$）湖沼浅海相碎屑岩、粘土层夹薄层煤；石炭系中上统壶天群（C_{2-3}）的砂岩、钙质页岩和白云质灰岩。在其上覆盖有楔形的第三系下统（E_1）红色砂岩、砾岩，自矿区内中部向南逐渐增厚达数百米。地表有第四系的坡积残积层，厚约10～30m。燕山期花岗斑岩岩脉穿叉在上述地层中。矿体受断裂控制，呈透镜状，产于石炭系下统梓山组中上部和石炭系中上统下部。矿体顶部埋深80余米，最大厚度90余米，平均厚度约20m，沿走向和向下延伸约400余米。矿石矿物以黄铜黄铁矿、辉铜矿为主，黄铁矿次之。矿石结构呈致密块状和浸染状。

矿区内千枚岩沿片理方向电阻率为几十到几百Ω·m，而垂直片理方向高达数千Ω·m。石炭系地层电阻率也高达几千Ω·m。第三系地层的电阻率较低仅几百Ω·m。第四系坡积物的电阻率，北部为几百Ω·m，南部水田地区降到几十Ω·m。矿体的电阻率最低小于5Ω·m。

65年曾在此矿区以回线法进行过振幅和虚分量观测。图8.13上给出了当时用多频实虚分量仪观测的不同频率垂直和水平虚分量曲线，这些曲线是经频率校正后的成果。从曲线上看，主要的异常是第三和第四系覆盖层影响的反映；但是通过低频和高频曲线对比，仍可在低频曲线上看出矿体的异常，尤其是水平虚分量曲线，反映得更为突出。但总的说来，覆盖层的影响还是较大的。

80年又以无参考线虚分量仪在同一测线上，以不同的偶极装置进行了观测，观测结果表示于图8.13上。由于矿体埋深较大，以小线圈发射的各种装置，除同线（x、z）装置外，均无异常显示。同线（x、z）装置也主要反映了覆盖层的变化，仅仅根据不同频率的衰减变化，才能在110点附近显示出良导矿体的存在。而采用100×100m²的小回线作为发射源进行的旁线（z、x）装置，以及不同发射点的水平线框装置，在矿体部位都能得到较明显的随频率衰减的异常。在这几种装置的曲线上，覆盖层的背景值明显地减弱了。由此可说明这几种装置具有比较强的压制良导覆盖层影响的能力。

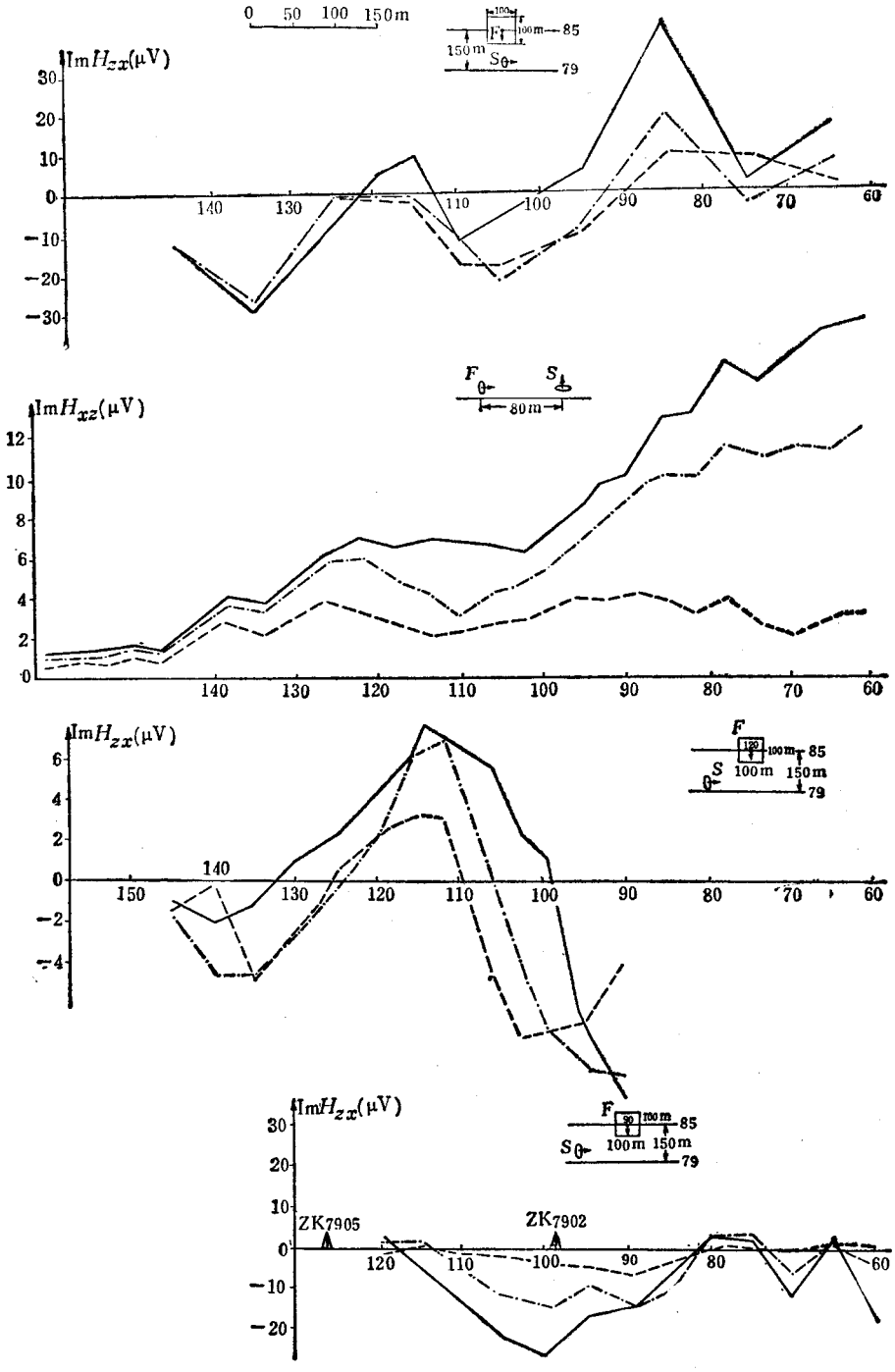
七、陕西省某热液型黄铁矿区

该矿床位于古老的变质岩系地层中，受断裂破碎控制，呈脉状充填于裂隙中。黄铁矿脉较薄，且为浸染状结构，矿顶埋深约20～30m。该区地形切割亦较剧烈。

从电性上看，该区地层电阻率甚高，约为数千欧姆米，表土干旱，电阻率也很高。而浸染状黄铁矿脉约为几十～几百Ω·m，虽然也比较高，也比围岩的电阻率还是低得多。

在矿区上以虚分量电磁法的旁线（x、z）装置进行了多频面积观测，发现仅在黄铁矿脉上三个频率的异常曲线是重合的，这说明异常体虽非良导体，但是低阻体。从图8.14的剖面平面图上可以看出异常与黄铁矿脉的位置吻合得很好。矿区内无其它低阻干扰因素存在，对工作十分有利。

由于该地区地形起伏大，地表干旱，如采用向地下供电的电法勘探方法进行工作，将十


0 50 100 150m
ImHzx(μV)
30
20
10
0
−10
−20
−30
140 130 110 100 90 80 70 60
100m
F
100m
85
150m
S
79
ImHxz(μV)
12
10
8
6
4
2
0
F
S
80m
140 130 120 110 100 90 80 70 60
ImHzx(μV)
6
4
2
0
−2
−4
140
150 130 120 110 100 90 80 70 60
F
100m
85
S
100m 150m
79
ImHzx(μV)
30
20
10
0
−10
−20
ZK7905
ZK7902
120 110 100 90 80 60
F
100m
85
S
100m 150m
79

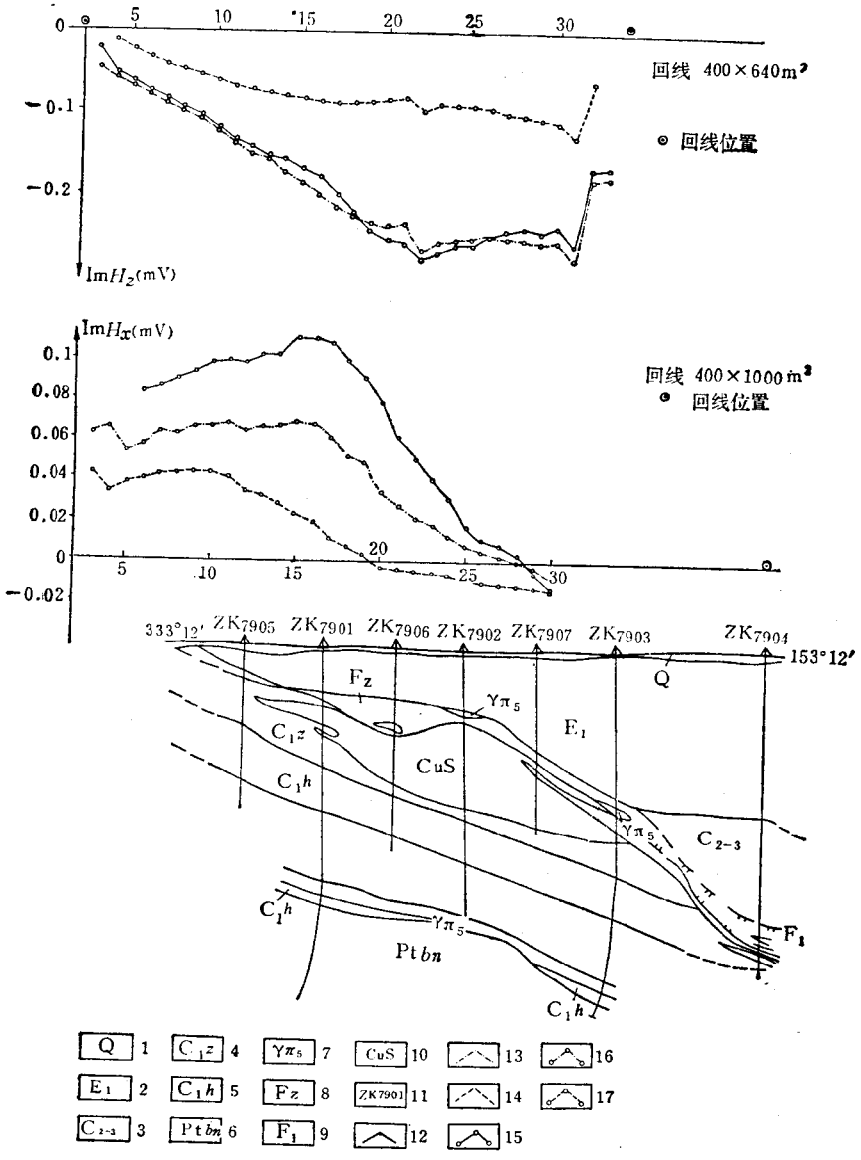


图 8.13 江西省某热液型铜矿区79线多频虚分量法剖面图

1—第四系； 2—下第三系； 3—中上石炭统壶天群； 4—下石炭统梓山组； 5—下石炭统华山岭组； 6—元古界板溪群； 7—燕山期花岗斑岩； 8—破碎带； 9—断层； 10—铜硫矿体； 11—钻孔及编号； 12—400Hz； 13—1200Hz； 14—3600Hz； 15—75Hz； 16—220Hz； 17—650Hz

Fig.8.13 Profile (No 79) of the quadrature component from a copper deposit, Jiangxi province

(1—Quaternary; 2—Lower Tertiary; 3—Middle, Upper Carboniferous Hutian group; 4—Lower Carboniferous Zishan formation; 5—Lower Carboniferous Huashanling formation; 6—Proterozoic Banxi group; 7—granrite-porphyry of Yanshan period; 8—fractured zone; 9—faults; 10—copper-sulphur ore body; 11—boreholes and their number; 12—400Hz; 13—1200Hz; 14—3600Hz; 15—75Hz; 16—220Hz; 17—650Hz)

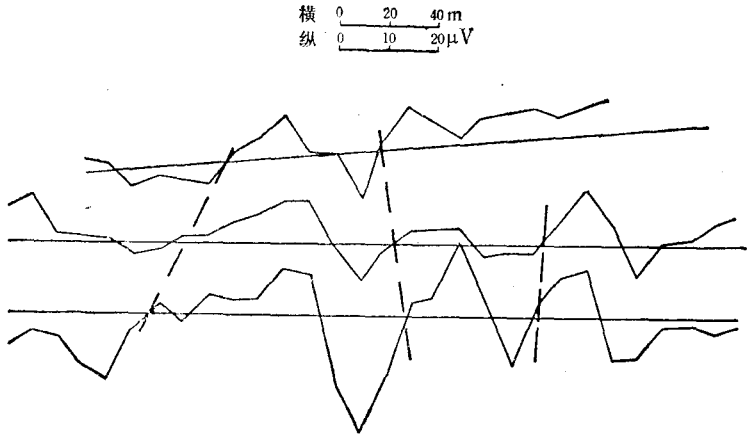


图 8.14 陕西省某黄铁矿区多频虚分量法旁线（x、z）装置剖面平面图
（f=3600Hz； 虚线为黄铁矿脉位置）

Fig.8.14 Profiles of the quadrature component from a pyrite deposit in Shannxi province for the broadside (x、z) configuration
(f=3600Hz; dashed lines—pyrite vein)

分困难。而虚分量电磁法在这里却发挥了它不接地、轻便、工作效率较高的特点。这说明了在高阻屏蔽地区寻找低阻体，即使电阻率不很低，虚分量电磁法也可取得较好的效果。

八、湖南省某地航空电磁法异常的地面检查工作

在湖南某地用航空瞬变电磁法发现了一个幅度较大，形态较规整的异常带，异常一直反映到第三道。异常分布地区地形较平坦。异常正好位于下石炭统大塘阶梓门桥组和中上石炭统壶天群白云质灰岩和灰岩，与上白垩统戴家坪组碎屑岩的接触带附近，邻近异常的白云质灰岩中有一小型的接触交代型铜矿。虚分量电磁法的地面检查任务是寻找良导异常体的位置，确定引起异常的地质原因并进一步确定异常体的产状要素。

在航空电磁法的中心异常线上，以不同装置的虚分量电磁法进行了多频观测，结果如图8.15所示。从图上可以看出，旁线（x、z）装置呈现出三个明显的，随频率衰减的异常，其中85点附近的异常系地表一条与测线约成30°角斜交的粗铁水管所引起。同线（x、z）装置和旁线（y、z）装置的异常形态相似。除在上述供水铁管上有强的局部异常外，在70～100点还出现较宽的随频率衰减的异常。与前面旁线（x、z）装置结合分析，说明这是一个低阻厚层的总体反映。从频率特性上看，异常的最佳频率约为1000Hz。经地表地质观察，该异常正好与上白垩统戴家坪组下段的粉砂质泥岩和灰绿色泥岩相对应。物性测定结果表明，这些泥岩的电阻率都在10～20Ω·m之间，而其东边和西边的白云质灰岩和石英粉砂岩的电阻率都大于1000Ω·m，因而估计该异常正好是泥岩的反映。为了进一步确定引起异常的原因，进行了定量估算，结果是泥岩厚度约为300m，电阻率约为10Ω·m。若取当前仪器勘探深度为50m，这样估算的最佳频率$f_0=\frac{\rho\times 15.5}{zl}\times 10^5\approx 1000$Hz，与实测情况较符合。旁线（$x$、$z$）装置的两个异常正好反映了低阻厚层与两边高阻岩石接触带的位置。根据地质资料得知，接触交代型矿体都存在于石炭系灰岩断裂

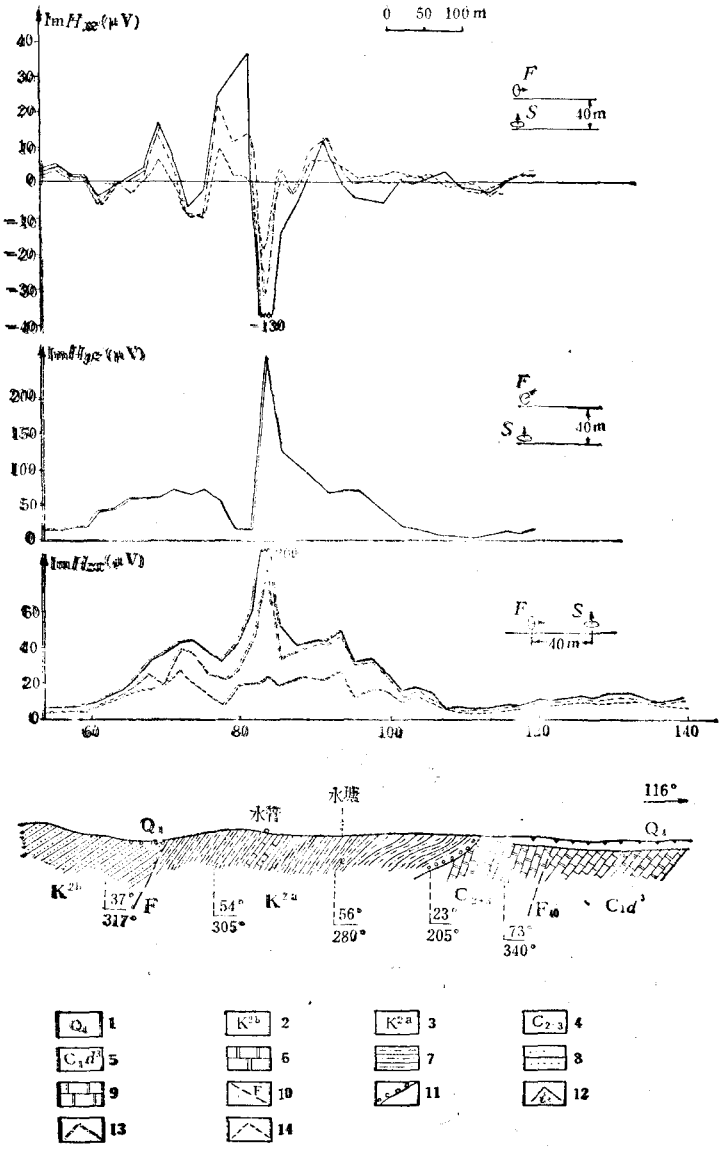


图 8.15 湖南省某航电异常地检1号剖面多频虚分量法剖面图

1—第四系； 2—上白垩统戴家坪组上段； 3—上白垩统戴家坪组下段；4—中上石炭统壶天群； 5—下石炭统大塘阶梓门桥组； 6—白云质灰岩、灰岩；7—泥岩、粉砂质泥岩；8—泥质粉砂岩、石英粉砂岩； 9—绿色泥岩；10—推测断层； 11—不整合面砾岩； 12—400Hz曲线； 13—1200 Hz曲线； 14—3600Hz曲线

Fig. 8.15 Profile of the quadrature component obtained from DDW-1 system to confirm an aeroelectromagnetic anomaly at line I in Hunan province (1—Quaternary; 2—upper member of the Daijiaping formation of Upper Cretaceous; 3—lower member of the Daijiaping formation of Upper Cretaceous; 4—Middle Carboniferous Hutian group; 5—Zimenqao formation of the Lower Carboniferous Datang stage; 6—dolomitic limestone and limestone; 7—mudstone and silt mudstone; 8—quartz-siltstone and mud-siltstone; 9—green mudstone; 10—predicted faults; 11—unconformable conglomeret; 12—400Hz; 13—1200Hz; 14—3600Hz)

带中，而在经过该地层的测线上，各种装置的虚分量电磁法均无任何异常显示，因此推断航空电磁法的异常即为低阻泥岩所引起。

这个实例说明，只单一地利用一种旁线（ω、z）或同线（ω、z）装置来确定异常源，误差较大。而如果将不同装置的异常综合评价，并配合地质和物性测量，则有可能更好地发挥方法的优越性。此外，实例也说明，虚分量电磁法的异常源不仅可能是良导矿体，也有可能是厚层的低阻岩层。

地信网
WWW.3S001.COM

附　录

物理模拟实验

在解决低频电磁法的正演和反演问题时，物理模拟的方法是一种重要的手段。在前面几章中叙述的解析计算方法，虽然解问题比较严格，但要受边界条件的限制，因而除对比较简单的几何形体（球、圆柱体、椭球体）可能求解外，对于一些稍复杂的形体就很难求解。为了了解复杂形体和组合导体的异常性质，以往都采用物理模拟的方法。近些年来国内外又发展了计算机模拟，该方法不受模型材料的限制，边界条件也较容易处理。因而在某些情况下，可以代替物理模拟，比较经济、效率高。但在复杂地电条件下，计算机模拟的计算量较大，成本太贵，所以仍需使用物理模拟方法。另外物理模拟也作为验证计算机模拟的手段。

在第一章里已给出在低频情况下的模拟条件为：

$$\sigma\mu\omega=\frac{1}{l^2}\sigma_M\ \mu_M\ \omega_M$$

当野外观测和模型试验采用相同的工作频率，即$\omega=\omega_M$，则对无磁性导体($\mu=\mu_M=\mu_0$)的模拟条件为

$$\sigma_M=l^2\sigma$$

一　模型材料的选择

从上述的模拟条件可以看出，要使模型实验结果与野外观测结果一致，不只是空间比例尺要改变，而且模型的电导率也需增大l^2倍（在$\mu_M=\mu$，$\omega_M=\omega$时）。

为了使进行模型实验时选择材料方便，特从一些有关手册中查找了部分材料和溶液的电导率以供参考。表1上给出了几种金属及石墨的电导率。

表 1　几种金属和石墨的电导率

Table 1　The conductivity of several metal and graphite

材料 / σ、ρ	银	铜（紫铜）	铝	锌	锡	铅	铁*	黄铜	汞	石墨
电导率σ(10^6S/m)	67.1	64.5	40	17	9	5.21	11.6	约12.5	1.06	0.02～2.5
电阻率ρ（比例尺1:1000时）Ω·m	0.0149	0.0155	0.025	0.0588	0.11	0.192	0.086	约0.08	0.94	0.025～50

* 铁的$\mu\approx\mu_0$，作模型时需考虑μ的作用。

当模型实验的比例尺选用1:1000时（即$l=1000$），则相应的电阻率值如上表下一行所示。

盐类溶液的电导率与浓度、温度都有很大关系。一般情况下，浓度越高，电导率越高。

在表 2 上给出了几种常见盐类溶液在不同浓度时的电导率值。而在表 3 中则给出了饱和食盐水在不同温度时的电导率数值[注]。

从表 2 、表 3 中可以看出溶液的电导率虽然随本身成分、浓度以及温度而改变，但是它们都与表 1 中电子导体的电导率相差几个级次。

从上面给出的各种数据中可以看出，要模拟野外实际比较复杂的地电条件十分困难，尤其是对围岩介质的模拟，困难更为突出。

表 2　不同浓度盐类溶液的电导率（单位：S/m，18℃时）

Table 2　The conductivity of salts solution with different concentration

溶液浓度(%) / 溶液名称	2.5	5	10	15	17.5	20	25	26
NaCl	/	6.72	12.11	16.42	/	19.57	21.35	21.51
$CuSO_4$	1.09	1.89	3.20	4.21	4.58	/	/	/
NH_4Cl	/	9.18	17.76	25.86	/	33.65	40.25	/
Na_2CO_3	/	4.81	7.05	8.36	/	/	/	/

表 3　不同温度时饱和食盐水的电导率

Table 3　The conductivity of saturated salt solution at different temperature

温度(℃)	0	5	10	15	20	25	30	35
电导率(S/m)	13.45	15.55	17.79	20.15	22.60	25.13	27.74	30.41

目前情况下，往往采用石墨粉加环氧树脂，配成不同电导率的材料来模拟矿体，以溶液作介质来模拟野外的围岩。这时相应的比例尺需选取较大，因而实际工作不方便。有时也采用提高模型实验工作频率的办法，但这时将会给测量技术带来一定的困难（频率高时，分布电容及介质损耗等有影响）。而且，高频时需考虑介质的介电常数的作用（在低频时此影响很小可以忽略）。在仅需定性了解异常空间形态时，则以空气作介质，用金属材料作模型，采用低频（低于模型的最佳频率）来了解异常的空间形态。

二、模型实验装置

目前进行模型实验的装置类型甚多，这里只举以无参考线虚分量仪作为主要测试仪器的一个特例。

（一）回线法的模型试验：一般采用按比例尺缩小的模型和回线，以小线圈作为接收线圈进行观测。观测装置如图 1 。

发射源可用无参考线虚分量仪的发射机直接对回线供电。因供电电流往往较小，故可在线路中串接交流电流表。回线采用ϕ0.38的漆包线按所选比例尺单匝或多匝铺设。根据上述模拟原理和比例尺选择模型材料。

接收和补偿线圈形状和大小相同，均采用ϕ0.07～0.08mm的漆包线在直径 2 mm 的轴

[注] 资料来源于Electrochemical Data.　D.Dobos.

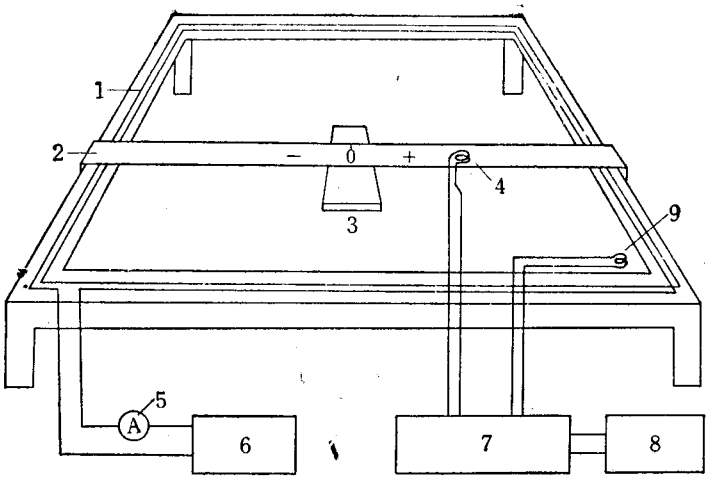


图 1 回线法模型实验布置图

1—发射回线； 2—接收线圈活动尺； 3—模型； 4—接收线圈； 5—交流电流表； 6—发射机；
7—混合补偿器； 8—接收机的测示放大器； 9—补偿线圈

Fig. 1 Anologue model facilities for horizotal loop method

(1—transmitting loop; 2—scale; 3—model; 4—receiving coil; 5—alternating ampere meter; 6—transmitter; 7—hybrid compensator; 8—the amplifier of receiver; 9—compensating coil)

上绕制2000～3000匝而成，线圈宽度约 1 cm。线圈外绕一层漆包线(可用ϕ0.38mm漆包线)作静电屏蔽(两端不可短路，只将一端接至接收机地端)。补偿线圈固定在回线边上，接收线圈沿测线逐点移动。由于线圈体积小，磁补偿难以实现，故将接收线圈和补偿线圈接到一附加的混合补偿器中进行混合补偿(电混合)，混合后的讯号送到接收机的测试放大器部分，观测振幅或虚分量。根据要求观测垂直或水平分量时，需把接收线圈平放或直立。

混合补偿器是由一个0°附近的移相器和加法器组成。0°附近的移相器可使两道来的信号的相位，在没有异常场时，在加法器输入端相反，使输出的虚分量值为零。它的主要作用是用来补偿两个线圈和传输线间的附加相移。加法器是将补偿讯号与接收信号直接合成。在仪器中补偿信号大小是可调的，故加法器输出的最小值即为接收信号在补偿信号90°相位上的投影，亦即相当于接收信号中的虚分量。混合补偿器的具体线路如图 2 。

补偿器采用普通小功率高频硅晶体管组成，T_1与T_2组成在发射极加有强负反馈的集电极混合电路。它的作用是提高输入阻抗，减小两道交叉干扰，以及削弱电源影响，从而提高相位稳定性。T_4是在补偿线路中零度附近的移相器，其发射级接有较大阻值的电阻，使具有较强的负反馈，从而提高输入阻抗，增强仪器的相位稳定性。T_3是一个发射极输出极作为移相器和混合级间的隔离级，作用也是为了提高移相器的相位稳定性。

由于混合补偿器加在接收机测试放大器前面，其所测量的信号也是微伏级的。故补偿器。中各级晶体管均是采用低噪声的高β管，并使之使处于低电压小电流的工作状态下。

为了解和控制移相器相角大小。移相器的电位器采用带指示的多圈电位器。

当采用其它仪器设备作模型实验时，例如用音频振荡器(输出功率4～5 W)作信号源，这时需将混合补偿器的移相器，根据接收仪器所用频率稍作调整。

在高频供电时，为了减小回线电感影响，可在发射回路中串接电容，组成串联谐振，以保证

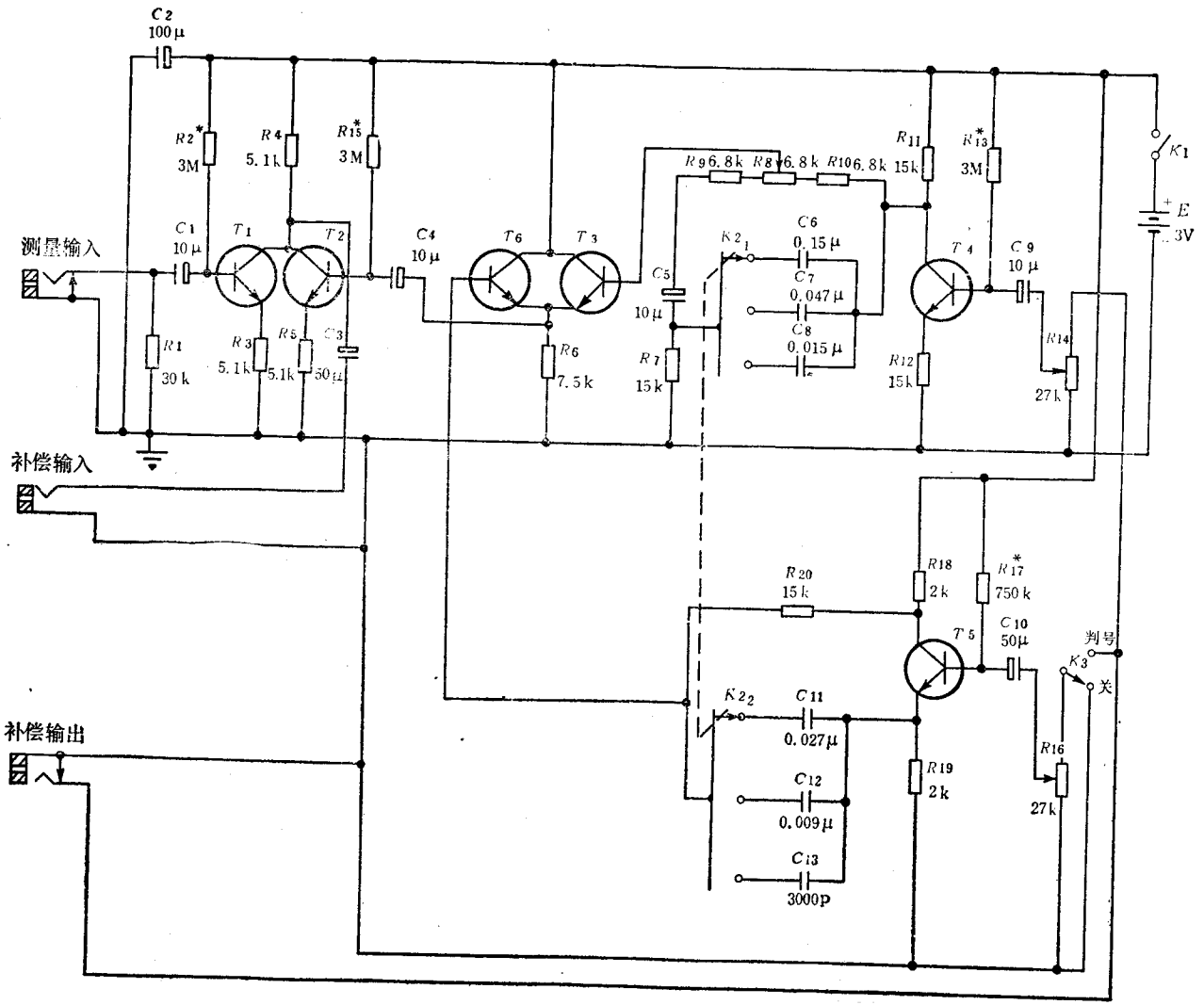


图 2 混合补偿器电路原理图
R_8是带指示多圈电位器，R_{14}是多圈电位器

Fig. 2 Circuit diagram of mixing-conponsater (R_8, R_{14}—multiturn potentiometer)

足够的供电电流。

在进行试验工作时，如补偿信号方向与接收信号方向相同时，可将补偿线圈面翻转进行观测。但当观测水平虚分量时，如工作中需翻转补偿线圈面，此时读出的虚分量值要加一负号。平常观测时虚分量正负值的规定是根据改变移相器相角，视虚分量值增大或减少而定。具体规定可参考前面野外工作方法一章的有关部分。在进行多频观测时，也类似于前面野外工作方法一章所述，通过测定正常场处的数值，计算一致系数；然后再进行一致系数改正。

（二）偶极场模型实验装置如图 3 所示。从发射机发出给定频率的交变电流信号串接参考线圈送到发射线圈。根据模型实验的偶极装置要求，接收线圈与发射线圈一起固定在一装置小板上，装置小板在标尺上移动。接收线圈接收的信号送入混合补偿器中，补偿线圈从串接在发射回路的参考线圈中，直接感应出一次场信号（或称补偿信号），也送入混合补偿器中，补偿线圈安放在参考线圈上，且可移动，使得补偿场幅度和正负号均可改变。混合补偿器即为回线装置时的混合补偿器，它可把上述两信号混合后给出场的振幅或虚分量，通过接收机的测试放大器读数。

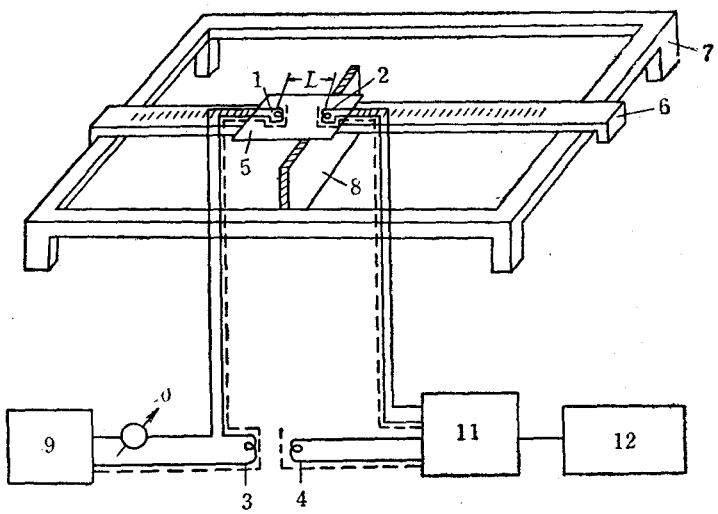


图 3　偶极剖面法实验布置图

1—发射线圈；2—接收线圈；3—参考线圈；4—补偿线圈；5—装置固定小板；6—标尺(观测剖面)；7—支架；8—模型；9—发射机；10—交流电流表；11—混合补偿放大器；12—接收机的测示放大器。L—收发距

Fig.3 Schematic diagram of the scale-model for dipole configuration (1—transmitting coil; 2—receiving coil; 3—reference coil; 4—compensating coil; 5—the plate that the transmitting and receiving coils are fixed on, 6—scale; 7—trestle; 8—model; 9—transmitter; 10—alternating ampere meter; 11—hybrid compensating amplifier; 12—the ampifier of receiver. L—saperation between transmitting and receiving coils)

进行偶极装置模型实验的接收和补偿线圈的大小和圈数相同，而且与回线场模型实验时一样，也是用ϕ0.07～0.08mm漆包线在直径2mm，高1cm的轴上绕2000～3000匝。由于偶极场工作时收发线圈距离较近，而观测信号又比较弱，为了消除电场影响和作静电屏蔽，线圈的外面，包括线圈骨架的两端，均需有足够的屏蔽层。为此在线圈外面用漆包线（ϕ0.38）平绕一层作静电屏蔽，而骨架两端则用印刷电路板作成栅形，如图 4 所示。

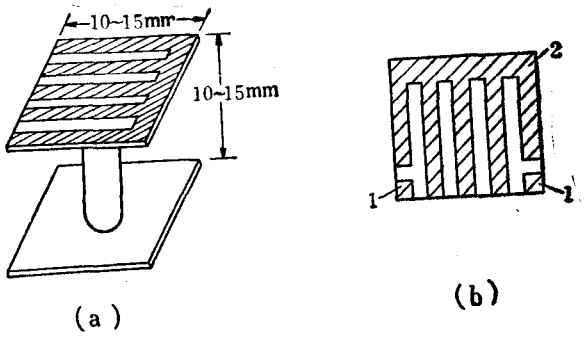


图4 线圈骨架形状示意图

(a) 骨架外形(阴影部分是印刷电路板的铜箔);

(b) 棚形屏蔽板: 1 线圈两端点接线点; 2 栅形静电屏蔽层

Fig. 4 Framework of coils

(a) exterior of the framework (shadow—the copper foil of the printed circuit board)

(b) grid-electric shield: 1—outputs of the coil; 2—grid-electric shield

将漆包线的屏蔽层一端与上下两端屏蔽档板连在一起，并通过隔离线外皮接到混合补偿器的输入端地处。为了消除输入信号电流在传输地线上形成附加电压，线圈两端通过双芯隔离线内的两个芯线接到混合补偿器输入端，即传输隔离线的外表只作为静电屏蔽的地线用。

发射线圈采用同样大小尺寸的骨架，以ϕ0.25漆包线绕1500匝，在线圈外面及骨架两端也需有较充分的屏蔽，具体办法同接收（或补偿）线圈。

参考线圈用一个比较大的骨架（如直径为20cm）绕40～50匝，绕成空心的，以便将补偿线圈放置在其中。线圈外也加以屏蔽层，办法同上。

发射与参考线图串联后接发射机。也是以双芯隔离线内的双芯线作为传输线；而隔离皮只联接各屏蔽层，作为静电屏蔽用，并接到发射机的外壳上。为了防止传输线产生异常，需将引自线圈线处垂直于模型和测线方向垂直向上引出，即垂直悬挂起来。

在推行模型实验时，按照规定将发射线圈与接收线圈在装置小板上固定好，将模型也按比例放好。首先在距模型很远处，调节混合补偿移相器，使虚分量读数为零，即将相角校好。在模型的异常区根据规定的异常正负值，决定参考线圈与补偿线圈相对位置。异常正负值可由混合移相器的相角变动来确定，（相角加大，虚分量读数减小，读数为正；相角减小，虚分量读数增加，读数为负）。

如规定虚分量值应为负值，而仪器读数为正，则可将补偿线圈面翻转。如翻转后不可补偿，则可将补偿线圈移到参考线圈外面（如原在外面，则移到内部）。在观测点上，如待测场的方向与补偿场方向相同，即当增大补偿信号时，读数逐渐增大，则需将补偿线圈面翻转，或移到参考线圈外面，这时观测的虚分量值需反号。

在推行多频虚分量观测时，应先在正常场（即距模型较远地区），以不同频率，按给定的不同电流顺序供电，同时在不补偿时，顺序读出不同频率的振幅值。利用某一频率时读数值作为单位1，相应可求出其它频率的一致系数。在各频率观测后，将所测结果乘以对应的一致系数，即可得不同频率时整机功率灵敏度一致的异常值。

在一般情况下，为了便于了解异常特点，还将上述观测结果推行频率校正。频率的校正办法同前面野外工作方法一章所述。

参 考 文 献

[1] 薛琴舫：场论。地质出版社，1978年。

[2] 沃德 S.H.：地球物理用电磁理论。新疆工学院金绩祖、张慧生译，地质出版社，1978年。

[3] 维利金 A.B.，弗兰托夫 Г.С.：感应电法勘探中的电磁场。谢学融译，中国工业出版社，1965年。

[4] 南京大学编：偏微分方程数值解法。科学出版社，1979年。

[5] 哈林登 R.F.：计算电磁场的矩量法。王尔杰等译，国防工业出版社，1981年。

[6] 何宝侃等：地球物理反问题中的最优化方法。地质出版社，1980年。

[7] 郭敦仁编：数学物理方法。人民教育出版社，1977年。

[8] 罗节特 T.A.：圆柱函数理论纲要及对无线电工程的应用。黄奕雄译，国防工业出版社，1964年。

[9] 许洪海：低频感应法几个模型实验结果。地球物理学报，1964年第3期。

[10] 许洪海：按频率特性曲线左部和低频剖面的解释法。北京地质学院科学研究论文集，第2辑，1964年。

[11] 许洪海等：多频虚分量法。北京地质学院科学研究论文集，第2集，1964年。

[12] 武汉地质学院北京研究生部电磁法科研组：偶极场基本理论。地质科技资料，1979年，第1期。

[13] 武汉地质学院北京研究生部电磁法科研组：无参考线虚分量仪。地质科技资料，1979年第1期。

[14] 武汉地质学院金属物探教研室编：电法勘探教程，地质出版社，1980年。

[15] 袁 方：均匀交变电磁场中导磁导电水平圆柱体内感应电流的分布规律。电法勘探文集，地质出版社，1986年。

[16] Пылаев А.М.: Опыты с моделями по методу индукции. Материалы Цнигри, геофизика, сб. No. 2, 1936.

[17] Иванов А.Г.: Частотные исследования при детальной электрической разведке. Изв. АН СССР, сер. геоф., No.1, 1957.

[18] Якубовский Ю.В.: *Моделирование переменных электромагнитных полей звуковых частот.* ТР.-МГРИ, 28, 1954.

[19] Каменецкий Ф.М.,Кауфман А.А., Якубовский Э. В.: О выборе оптимальноичастоты при индуктивных методах электроразведки. Изв. АН СССР, сер. геофиз., No.2, 1957.

[20] Светов Б.С.: Некоторые результаты модельных исследований по индуктивному методу. Изв. АН СССР, сер. геофиз., No.1, 1960.

[21] Кауфман А.А.,Коваленко В.Ф.,Якубовский Ю.В.: О возможности метода становления при поисках хорошо проводящих рудных тел. Изв. вузов., Геология и Разведка,No.13, 1960.

[22] Каменецкий Ф.М.,Коваленко В.Ф.,Якубовский Ю.В.: Метод переходных процессов. Изд. СНТИ, ВИМС МГиОН СССР, 1963.

[23] Светов Б.С.: О роли способа возбуждения поля в низкочастотном индуктивном методе электроразведки. Изв. АН СССР, сер. геофиз., No.12, 1961.

[24] Кауфман А.А.: Три способа возбуждения поля в низкочастотном электроразведке. Геология и Геофизика.СО АН СССР, No.5, 1961.

[25] Прис Г.В.: Возможности количественной интерпретации индуктивных аномалий на низкой частоты. Изв. АН СССР, сер. геофиз., No.1, 1962.

[26] Якубовский Ю.В.: Индуктивный метод электроразведки. Госгеолтехиздат, 1963.

[27] Заборовский А.И.: Переменные электромагнитные поля в электроразведке. Изд. МГУ, 1960.

[28] Гасаненко Л.В., Шалпо Г.П.: К теории электроразведке. уг., зап. ЛГУ, сер. физ. и геол. наук, No.278, вып.12, 1960.

[29] Светов Б.С.: Электромагнитные методы разведки в рудной геофизике. Изд. "Недра" 1966.

[30] Сюй Хун-хай. Об учебе влияния неоднородности источников аномалий, наблюдаемых при

работе низкочастотными методами электроразведки. Изв. вузов., Геология и Разведка, No 3, 1963.

[31] Wait, J.R.: A conducting spher in a time varying magnetic field. Geophysics, Vol.16. No.4, 1951.

[32] March, H.W.: The field of magnetic dipole in presence of conducting sphere. Geophysics, Vol.18, 1953.

[33] Lowrie, W.,West, G.F.: The effect of a conducting overburden on electromagnetic prospecting measurements. Geophysics, Vol.30, No.4, 1965.

[34] Yves Lamontagne, West,G.F.: EM response of a rectangular thin plate. Geophysics, Vol.36. No.6, 1971.

[35] Coggon, J.H.:Electromagnetic and elastical modeling by the finite element method. Geophysics, Vol.36, No.1, 1971.

[36] Hohmann, G.H.: Three-dimensional induced polarization and electromagnetic modeling. Geophysics,Vol.40, No.2, 1975.

[37] Lajoie, J.J.,West,G.F.: The electromagnetic response of a conductive inhomogeneity in a layered earth. Geophysics, Vol.41, No.6a, 1976.

[38] Stoyer, C.H., Greenfield, R.J.: Numerical solution of the response of a two-dimensional earth to an oscillating magnetic dipole source. Geophysics, Vol. 41, No.3, 1976.

[39] Lee, K.H., Pridmore, D.F., Morrison, H.F.:A hybrid three-dimensional electromagnetic modeling scheme. Geophysics. Vol.46, No.5. 1981.

[40] Meyer, W.H.: Computer modelling of electromagnetic prospecting methods. Ph. D. dissertation, Univ. of California, Berkeley, 1976.

[41] Reddy, I.K., Rankin, D., Phillips, R.J.: Three-dimentional modelling in magnetotelluric and magnetic variational sounding. Geophysics. J. Roy. Aster. Soc.,Vol.51, 1977.

[42] Pridmore, D.F.: Three-dimensional modelling of electric and electromagnetic data using the finite-element method. Ph.D.dissertation, Univ.of Utah, 1978.

[43] Pridmore, D.F., Hohmann, G.W., Ward,S.H.,Sill,W.R, An investigation of finite-element modelling for electrical and electromagnetic data in three-dimesions. Geophysics.Vol.46, No.7, 1981.

[44] Kaufman,A.A., Keller, G.V.: Frequency and transient sounding. Elsevier, 1982.

地信网
WWW.3S001.COM

Abstract

Electromagnetic (EM) methods have been widely used in many countries to search for good conducting bodies, and developed into various types. In China, it has been studied since the 1950s. At the beginning, no results could be applied due to inadequate links with China's specific conditions.

These conditions boil down to the following:

1. Large coverage of mountainous areas;

2. Relatively development of overburden and oxidized zones with good conductivity;

3. Complexity of geological and geoelectrical conditions.

On the basis of many model experiments in lab and tests in the fields, we hold that the method of absolute measurement of pure anomaly in frequency domain, i. e. the EM quadrature component method (EMQCM) may be better applied to the conditions in China. In 1976, we developed the instrument measuring quadrature component without interconnecting cable. Over ten of such instruments are in use. Field work in recent years has proved effectiveness of the method. Some conducting ore bodies have been found as well.

The characteristics of EMQCM can be summed up as follows:

1. Since quadrature component belongs to purely second field, it possesses some advantages, as a method of measurement of pure EM anomaly, such as little effects of landform, great ability to find anomalies, etc.;

2. The frequency characteristics of the quadrature component of the anomaly over a conductor are similar to that of a *LC* filter circuit, so that it has a fine resolution for anomalies;

3. The eddy current of quadrature component in a conductor at low frequency is distributed in the form of volume current, and its density is directly proportional to frequency. Therefore the patterns of such anomalies don't change with frequency, and have relatively unitary relations with the shape of conductors. As a result, the anomalies can be interpreted easily;

4. Technically, an instrument used in frequency domain can make a higher signal-to-noise ratio, which lightens measuring apparatus and increases depth of exploration;

5. Given no interconnecting cable between transmitter and receiver, like the dip-angle method, many configurations can be conducted. This shows its flexibility and adaptability conduce to improving effectiveness.

In this book, the theory of EM method, principles and functions of the instrument, techniques in field work, interpretation of data, and some examples under different conditions are provided in detail.

Theory

For beginners to read, theory starts with description of physical nature of EM method. The law of mutual induction of electromagnetic field is applied to explain formation of eddy currents of inphase and quadrature components in a conductor excited by harmonic magnetic field, and they are closely connected with frequency. Such connections are discussed qualitatively to help readers understand the physical foundation and general characteristics of EM methods. Then, the method of analytical calculation of EM response of a simply-shaped conductor in a uniform harmonic magnetic field is presented, and the characteritics of the anomaly are described in detail, which makes the basic rules of EM anomaly better understood.

The key point of this chapter is to analyze the anomalies of conductors in a harmonic magnetic dipole field, mostly by means of scale model and numerical modeling (computer simulation).

In 1968, we began experiment of simulation in a dipole field, and then proposed the hypothesis——the conducting plate centre can be regarded as "quasi-acting centre" when its width is twice the top depth, the anomaly can be considered as caused by a magnetic dipole M located at the centre; the moment of M is directly proportional to the component of the primary field which is vertical to the plate but the direction opposite. If the width of the conducting plate is more than twice its top depth, and the dip-angle is larger than 15°, the "quasi-acting centre" is located at the point whose distance from the top of the plate is equal to the top depth, namely, the anomaly caused by a wide conducting plate with a big dip-angle is similar to that of a conducting plate whose width is twice the top depth. The anomaly of a conducting plate with a big width and small dip-angle must be interpreted with two quasi-acting centres. By means of this hypothesis, it is easier to interpret EM anomaly quatitatively.

Numerical calculation includes both direct and inverse problem. In the former case, finite difference (FD) method and hybrid method——a combination of integral-equation (IE) with FD method——are adopted in free space. With conducting host rocks and overburden, finite element (FE) method is adopted.

Where the anomaly of quadrature component is directly proportional to frequency, it is called low frequency quadrature component anomaly. This anomaly may be considered as a result of the primary field, while the mutual induction of eddy current in the conductor can be ignored.

In such case, the first Maxwell's equation becomes

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{J}=k^2\boldsymbol{H}_0 \qquad (1)$$

where $\boldsymbol{J}$ indicates the eddy current density of quadrature component, $\boldsymbol{H}_0$ is the primary magnetic field, $k^2=i\sigma\mu\omega$. In the formula, σ, μ, ω are the conductivity, permeability of the conductor and the angular frenquency respectively.

Since the eddy current in a conductor has no divergence, i. e. $\mathrm{div}\boldsymbol{J}=0$, we can introduce a vector potential of current $\boldsymbol{U}$ which satisfies

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{U}=\boldsymbol{J} \quad \text{and} \quad \mathrm{div}\,\boldsymbol{U}=0 \qquad (2)$$

Substituting (2) into (1) we get

$$\nabla^2\boldsymbol{U}=-k^2\boldsymbol{H}_0 \qquad (3)$$

In the case of vertical conducting place, make X-axis in Cartesian coordinates be perpendicular to the plane of the plate, then the eddy current lies only in YZ plane. Thus the vector potential of current $\boldsymbol{U}$ only has U_x component. Considering the value of U_x at boundary is zero, we can write the boundary-value problem as follows

$$\frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2}=-k^2H_{0x}$$

$$U_x|_\Gamma=0$$

By means of FD method, these problem can be solved easily. After obtaining U_x, we can calculate $\boldsymbol{J}$, then get magnetic anomaly by Biot-Savart's law.

In the case of three-dimensional conductor, all three components of the primary field have the action to excite, so we divide the wave equation of vector potential of current into three scalar equations of component

$$\nabla^2U_i=-k^2H_{0i} \qquad i=x,\ y,\ z$$

Each equation above is similar to that of a thin conducting plate. We can cut the body along X, Y and Z axis into many thin pieces, and calculate the anomaly of each piece, then sum them up to get the total anomaly. It

is the anomaly for a three-dimensional body. Obviously, this method applied now only to such three-dimensional conductors with their three planes perpendicular to each other.

The method mentioned above have some advantages, such as small amount of calculation and application to any form of primary field. So it is significant in practice.

At high frequency, the mutual induction of eddy currents can not be omitted. In this case, the electric field in the conductor consists of two parts, one being $\boldsymbol{E}_0$, induced by primary magnetic field, another $\boldsymbol{E}_e$ induced by the magnetic field caused dy eddy current, i. e.

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0+\boldsymbol{E}_e \tag{5}$$

In order to get $\boldsymbol{E}_0$, we can first calculate $\boldsymbol{J}_0$ by the FD method, then obtain $\boldsymbol{E}_0=\boldsymbol{J}_0/\sigma$. As to $\boldsymbol{E}_e$, we can express it with magnetic vector potential $\boldsymbol{A}$

$$\boldsymbol{A}=\frac{1}{4\pi}\int_V \frac{\boldsymbol{J}}{r}dv$$

From $\boldsymbol{H}_e=\mathrm{rot}\boldsymbol{A}$ and $\mathrm{rot}\boldsymbol{E}_e=i\omega\mu_0\boldsymbol{H}_e$, we have

$$\boldsymbol{E}_e=i\omega\mu_0\boldsymbol{A}=\frac{i\omega\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\boldsymbol{J}}{r}dv \tag{6}$$

Therefore the total electric field $\boldsymbol{E}$ is

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0+\frac{i\omega\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\boldsymbol{J}}{r}dv$$

That is

$$\boldsymbol{J}=\boldsymbol{J}_0+\frac{k^2}{4\pi}\int_V \frac{\boldsymbol{J}}{r}dv \tag{7}$$

where k is the wave number, $k=\sqrt{i\omega\mu_0\sigma}$; μ_0 is the permeability of free space.

The density of eddy current in a conductor can be obtained by solving integral equation (7). Then the secoudary magnetic field can be found out.

Anomaly characteristics for different configurations are studied by means of numerical calculation methods as mentioned above and model experiments. They establish a theoretical foundation for both choices of techniques in field work and data interpretation.

When there exist conducting host rock and overburden, the anomaly of 2-dimensional conductors in a magnetic dipole field can be calculated. The procedures of calculation are as follows:

First, a variation equation for $2^1/_2$ dimension problem is deduced from

transverse electric and magnetic fields. Then, solve the equation with FE method, the varieties, which are magnetic and electric components along the strike of the conductor in wave number domain, are found out. At last, other components are found out.

If there only exists conducting host rock, the optimum frequency for 2—dimensional anomaly is lower than that in free space, but its amplitude does not change a great deal. At high frequency, the quadrature component anomaly changes its sign. This indicates that conducting host rock acts mainly as"current collection" at low frequency. This effect is similar to raising conductivity of the conductor. Therefore, when quadrature componental anomaly at low frequency is interpreted, the conducting host rock only affects the conductivity of the conductor that is determined, i. e. increases its value.

While there exist both conducting overburden and high resistant host rock, the optimum frequency of 2-dimensional anomaly is lower a little than that in free space, but the decrease of amplitude is obvious. Also, at high frequency, the anomaly changes its sign. This indicates that the main action of conducting overburden is "absorption" and it will decrease the depth of exploration.

Through the FE method, we can solve various problems, but it requires a large amount of calculation, and costs a lot.

Quadrature Instrument Without Interconnecting Cable

Developing the instrument for absolute measurement of quadrature component requires solving two problems: (1) To get rid of the interconnecting cable between transmitter and receiver. This cable is not in favour of field work and decreases labour efficiency. Besides, it is more important that it makes some configurations with which the background of normal field has little value cannot be used in practice. So the cable obstructs improving effectiveness of the method. (2) To get over the effect of phase drift in each resonant circuit of the receiver on measuring quadrature component.

To solve the first one, we choose the component along the primary field at receiving point as reference signal, and measure the quadrature component which direction is perpendicular to this component. In this way, only a reference coil, instead of the interconnecting cable between transmitter and receiver, needs to be put at the receiving point. When there exist good conducting overburden and host rock, there will be a phase difference between reference field and primary field, and this difference affects the observed quadrature

value. But it can be reduced by shortening the distance between transmitter and receiver. Usually, we take it 40—100m, and then the error is no more than 5%.

To solve the second one, we adopt the means of "compensation of magnetic field". This means the magnetic field along the direction of the strongest primary field is received by a reference coil, then through an amplifier sent to the compensation coil which is wound round the receiving coil in a state of tightly coupling.

At first, the magnetic field produced by the compensative coil is adjusted to get 180° phase shift with the reference magnetic field. Then, the strength of compensative field is adjusted to equal to that of in-phase component received by the receiver coil. In other words, they are compensated each other. Now, the value shown on the indicator is minimum. It is just the quadrature component which we want to observed.

By use of "compensation of magnetic field" method, when the reading is minimum, it indicates only the value of the quadrature component of magnetic field. So it is irrelative to the instability of phase in receiving path, and is only relative to the stability of amplitude of it. Therefore, we need not consider the phase drift in every resonance frequency-choosing circuit in the receiver, but only need consider the stability of gain in the receiving path. This is not only useful to the development of instrument, but also to stability of measuring quadrature component.

Main technical characteristics of the instrument as follows:

1. working frequency: 400Hz、1200Hz、3600Hz;
2. Environment temperature: $-10℃\sim+50℃$;
3. Transmitting current and magnetic dipole moment:

	coil ($0.78m^2$)			loop ($8.5m^2$)		
frequency (Hz)	400	1200	3600	400	1200	3600
transmitting current (A)	1.7	1.0	0.3	2.25	1.5	0.75
magnetic moment ($A\cdot m^2$)	195	114	34.5	650	433	216

4. Range of measurement: $0.02\mu V\sim10mV$.
   Full scale for each step: 1,3,10,30,100,300(μV), 1,3,10(mV).
   The graduation for each step is linear.
5. The input resistance of the receiver is about $10M\Omega$.

6. The filter's suppression to double-frequency is −48dB.

7. Internal noise: 0.02μV (in the case of short input circuit).

8. The error brought by environment temperature is less than 1% per 10℃.

9. When the receiver is adjusted to resonate at 400 Hz, the transforming coefficient of magnetic field to the value of voltage is 3.5μV/pT.

10. Battery:

In transmitter, there is a 20 GNY-3 cell group, its voltage is 24 V.

In receiver, there are three 9V stratified batteries and current loss is about 0.3mA.

11. Weight:

Transmitter	3.2kg.	Battery	3.3kg.
Transmitting coil	8.6kg.	Receiver	2.5kg.
Receiving coil and tripod	5.3kg.		

Field Techniques

Quadrature instrument has no interconnecting cable between the transmitter and receiver and, like a dip-angle method, can adopt various field configurations. In order to standardize the signs of anomalies and interpret field data easily, we make stipulations as follows:

X axis is in the horizontal plane and along profile. Its positive direction is to the right of the profile.

Y is perpendicular to the profile and also in the horizontal plane.

Z is perpendicular to the horizonal plane and its positive direction is upward.

The name of configurations is explained as follows:

As an illustration, we consider "broadside (x, z)". The x in the brackets represents that transmitting moment is along X axis, i. e. the transmitting coil is in the plane YZ; and z represents that vertical magnetic field is received, i. e. the receiving coil is horizontal. "Broadside" means that the transmitter and receiver are moved simultaneously along adjacent and parallel profiles. If the transmitter and receiver are moved along the same profile, it should be called "homoline". If the transmitter is fixed beside a profile and the receiver is moved along the profile, the configuration is called loop device, it involves vertical toop system and horizontal loop system. The vertical loop system requires that the plane of the transmitting coil is always vertical by which the observation point is contained; and the receiving coil is horizontally

placed and vertical quadrature component is observed. Horizontal loop system requires that the transmitting coil is horizontally placed on the ground and the receiving coil is vertical to observe the horizontal component perpendicular to the line connecting the transmitting and receiving points.

Each configuration has its own features. It is important to use various configurations correctly. The features of each configuration are described as follows:

Broadside (x, z). The normal background value produced by conductive host rock and overburden is zero. Local anomaly can easily be found with this configuration. It has two features: there are the relatively simple correlation between the shape of the anomaly and the occurence as well as the shape of anomaly source. Then, it is easier to interpretation of field data. But a shortcoming is that the local anomaly will appear over the interface of high/low-resistivity rocks and at the edge of conducting overburden, besides that there ought to create a line for locating the transmitter in measuring. The effects obtained with broadside (z, x) and broadside (x, z) are equivalent.

Broadside (y, z). The normal background value is intermediate. It is suitable to apparent resistivity mapping. This configuration has great response over horizontal conductor. It is easy to recognize the anomaly over the interface of high/low-resistivity rocks or at the edge of conducting overburden, when broadside (y, z) is used with (x, z).

Homoline (x, z). The normal background value is intermediate too. The shape of the anomaly over local conductor varies with the distance from transmitter to receiver and with the depth of conductor. Therefore, the configuration is suitable to reconnaissance.

Homoline (y, z). The normal background value is zero. The strongest anomaly appears at two terminals of a conductor along its strike. The special function of this configuration lies in finding good conducting ore bodies in the contact zone between high and low resistivity rocks.

Vertical loop configuration and horizontal loop configuration. The normal background values worked with both are all zero. The anomaly will attenute very quickly with the distance between the transmitter and the conductor. The system is often used to examine anomalies, so as to obtain some information about shape, dip-angle and top position of anomaly source. But it is not suitable to areal survey.

Broadside (x, z) and broadside (y, z) are usually used simultaneously in areal and profile survey. Because the transmitter and receiver need not be moved when you have finished the survey with a configuration and begin with the another one, all you ought to do is rotating transmitting (and

reference) coil with 90°. And it is more important that the two configurations can be mutually complementary and provide more comprehensive information. The main advantages are: (1) To be able to recognize anomalies produced by conducting overburden or contact zone of high and low resistivity rock; (2) To recognize anomalies resulting from thick and low resistivity rock formations or broken zones in a large fault; (3) To be useful in the distinguishing of anomalies of the combination of conductors; (4) To be available to three-dimensional conductivity mapping.

When the loop configuration is used to examine significant anomalies, attention should be paid to the choice of transmitting station. According to the anomaly obtained with broadside (x, z), we may estimate the position of top of the anomaly source at first. Then the transmitter is placed near the top. For horizontal conducting cylinder and horizontal conducting plate, the transmitter station should be placed over the centre of the body.

The choice of $T—R$ separation depends on several factors: (1) The anomaly of conducting body will attenuate with the increase of $T—R$ seperation.It attenuates slowly in the outset and very fast while the $T—R$ seperation is bigger than the top depth of the conducting body; (2) The anomaly produced by the electric inhomogeneity of surface layer is strong near the transmitter, but attenuates fast with $T—R$ seperation; (3) The effect of conducting host rock and overburden will increase with $T—R$ separation. Therefore, $T—R$ separation cannot be either too large or too small. It is generally chosen to be equal to the top depth of the conducting body.

The station-spacing is generally 20 m, it should be shortened to 10 m where anomalies vary greatly.

At least, two frequencies are required in field observation. But it is necessary to apply three frequencies while examining anomalies. In order to show the relationship between anomaly and frequency visually, we deal with the observed quadrature anomalies as follows:

The value at lowest frequency is not changed. The value at other higher frequencies is divided by the ratio of that higher frequency to the lowest one. Then the quadrature anomalies at various frequencies are drawn in the same profile. For bodies of poor conductivity, the anomalies at various frequencies are almost coincided with each other. That anomaly attenuated with frequency will appear for good conductors. By means of the profile, we may get a good knowledge about the conductivity of the anomaly source.Moreover, it is convenient to draw all the curves in this way.

Interpretation of Data

The quadrature system can be used with many kinds of configurations. So a lot of significant information can be obtained, which is vrey beneficial to interpretation. How can we make use of the information sufficiently in order that the results of interpretation are in agreement with practical conditions? This is the main content of the study of interpretation method.

While dipole source is used, the interpretation can be divided into three steps: (1) Qualitative interpretation; (2) Semi-quantitative interpretation; (3) Numerical interpretation. Here, the qualitative interpretation is of most importance and the next two step rely on it.

1. Qualitative Interpretation

Qualitative interpretation aims at selecting out interesting anomalies and roughly detremining the shape and occurence of anomaly sources, it is expounded from three aspects.

(1) The recognization of the anomalies produced by good conductors. EM method aims mainly at looking for deposits of good conductivity. So it is the first thing to find out anomalies produced by good conductors. This problem can be solved by use of frequency characteristics of anomalies. From the profile in which anomalies have been divided by the ratio of its frequency to the lowest frequency, the anomalies which attenuate obviously at 3600Hz are produced by good conductors. They are selected out. This means that the anomalies, of which optimum frequency is less than 3600Hz, are selected out.

On the other hand, the high-frequency attenuation may provide some information about the shape of the anomaly source. For example, if the shape of the attenuated anomaly at high frequency looks like that at low frequency but the amplitde decreases in a certain proportion, the anomaly body may be a horizontal cylinder or a sphere. If the anomaly contracts in a direction, the anomaly body may be a dipping plate which dips opposite to the direction of contraction. If the attenuated anomaly at high frequency contracts in both directions, the anomaly body may be a horizontal plate.

(2) Recognize the anomalies caused by the subsurface, big and conducting geological bodies. Most of the anomalies which have been selected out previously are produced by big conductors near the surface. And usually these conductors are not ore bodies. Therefore, they should be eliminated in some way. By means of the advantage of multi-configuration of quadrature systems,

usually the problem will be solved by comparison of the anomalies obtained with broadside(x, z) and broadside (y, z). The anomalies produced by such bodies as local low-resistivity overburden, high and low resistivity rock contact zone, large low-resistivity broken zone and thick formation of good conductivity are similiar to that produced by wide and horizontal plate near the surface. When the broadside (x、z) is used, the anomaly will appear at the edge of a plate. But with broadside (y、z), there is a strong and wide anomaly over a wide horizontal plate. For above reasons, the anomalies caused by nonore bodies may be easily determined with the two configurations.

(3) The preliminary determination of the shape and occurence of anomaly body. The anomalies which are obtained with broadside(x、z) and remain after two screening steps are those we are interested in. For detailed interpretation, it is necessary to make a rough estimation of the shape and occurence of anomaly body. From the anomaly curves obtained with broadside (x、z), vertical loop and horizontal loop configurations, we can determine reliably whether the anomaly body is a vertical plate, a dipping plate, a horizontal plate, a horizontal cylinder or sphere. The dip angle of a dipping plate may be determined by the ratio of maximum to minimum of the anomaly obtained with vertical loop configuration. And its top position can be determined by the position of maximum of the anomaly obtained with horizontal loop configuration.

2. Semi-quantitative Interpretation

Semi-quantitative interpretation is barred upon the hypothesis of "quasi-acting centre". From master curves and some characteristic points of the anomaly obtained with broadside (x、z), such as zero point, we may determine the position of "quasi-acting centre", the top depth and the effective width of the conducting plate and the product of conductivity and thickness of the plate.

3. Numerical Interpretation

Simple numerical calculation of low-frequency quadrature anomaly provides possibility for numerical interpretation. The optimization method (MAQT) is usually used to interpret low-frequency quadrature anomaly. After qualitative and semiquantitative interpretation, the relatively good initial "guess" of model may be offered. This is useful for optimization method.

An example of optimization is given below. The calculated parameters of the model plate are top depth, bottom width, product of conductivity and thickness(σt), dip-angle and strike lenth. The result of inverse calculation for the model plate is shown in the table below.

		top depth	width	σt	dip-angle
true value		60	120	5	45
initial value		40	50	15	60
number of iteration	1	51.5004	78.6682	16.5644	54.0186
	2	57.5023	110.1846	9.1759	47.1561
	3	59.2519	125.3236	3.6445	43.5933
	4	59.9787	120.1265	4.9911	44.9779
	5	59.9997	120.0006	4.9988	44.9999
	6	59.9999	120.0000	4.9999	44.9999

From the table above, we can see that through six iteration, every parameter of the model approaches its true value steadily. This indicates that the inverse calculating numerical method has advantages of fast convergence, good steadiness and less calculating time.

In numerical interpretation, the whole anomaly curves is used. Therefore, the results of interpretation are relatively accurate, especially when the parameter σt is so small that its value cannot be accurately determined with the qualitative or semi-quantitative interpretation. Numerical interpretation is very useful for estimating anomaly and geological mapping.

Example of Application

Quadrature method is mainly used for the detection of buried ore bodies of good conductivity and is also useful for conductivity mapping in covered region. In the past few years, we have made many experiments in various areas and various kinds of deposits and got good results. Eight examples are given in this paper. Pyritization is common in main ore-producing regions in China, where IP anomalies are often seen. The field experiments show that the quadrature method is successful for the detection of rich ore zones in pyritized areas.

In the days to come, the application of the methods will be extended. The experiment on three-dimensional conductivity mapping will be made.