

大地电磁测深法

陈乐寿 王光镔 编著

地质出版社

P318
CRS

大地电磁测深法

陈乐寿 王光镔 编著

TW35/12



地质出版社

106795

内 容 简 介

本书较全面、系统地介绍大地电磁测深法的原理。全书分十章。第一章扼要介绍了天然大地电磁场的一般特征。第二章至第六章系统叙述了水平均匀层状介质、各向异性介质、横向不均匀介质中的大地电磁场理论。第七章至第九章介绍了大地电磁观测资料的整理和解释。第十章大地电磁法的应用实例。

本书可供从事地球物理勘探的生产和科研人员参考，也可供大学物探系高年级学生和研究生阅读。

大地电磁测深法

陈乐寿 王光镔 编著

责任编辑：曹玉

地质出版社出版发行
(北京和平里)

地质出版社印刷厂印刷
(北京海淀区学院路29号)
新华书店总店科技发行所经销

开本：787×1092¹/₁₆印张：19.75 字数：470,000
1990年10月北京第一版·1990年10月北京第一次印刷
印数：1—815册 国内定价：12.70元
ISBN 7-116-00734-2/P·624

000001

前 言

50年代初期，吉洪诺夫、卡尼尔的经典性著作〔54〕〔15〕奠定了大地电磁测深法的基础。这是一种以天然存在于地球中的呈区域性分布的交变电磁场为场源的电磁勘探法。这类天然电磁场具有很大的能量，可以穿过巨厚的岩石圈，为研究几十乃至上百公里深的地壳与上地幔提供信息。这种新的勘探法不需要大功率供电设备又有如此巨大的探测深度自然引起了地球物理工作者的兴趣。然而，在最初几年大地电磁法并未取得明显成就。首先，以水平均匀层状介质模型为基础的大地电磁测深理论缺陷很多。它所讨论的标量阻抗对真实介质而言是不稳定的，随观测坐标和观测时间的变化而变化，不能反映实际存在的复杂的地质构造。其次，由于这种天然的瞬变电磁场幅值很小，磁场振幅在1Hz附近一般只有 10^{-3} nT，有时甚至更低，即使在一般的干扰背景上也很难记录和提取如此微弱的信号。大约经过10年，大地电磁法在理论和技术上取得了许多突破性进展以后，走上了实用阶段，取得了一批应用成果。

在理论方面建立了以水平非均匀介质模型为基础的大地电磁测深理论。证明了在地表上测得的彼此正交的大地电场和磁场分量之比，即阻抗，具张量性质，从而建立了大地电磁张量阻抗的概念。利用张量阻抗或者由它所确定的视电阻率可以完整地、稳定地描述地质构造，与观测坐标和场的极化方向无关。张量阻抗概念的引入是大地电磁测深理论的一个重大进展。另一方面电子技术，计算技术的成就也促进了大地电磁法的发展。新型的测深仪不仅可记录水平电磁场分量而且可以记录更加微弱的垂直磁场分量，进一步提高了分辨地质构造的能力。近10几年来大地电磁测深技术发展迅速，应用领域日益扩大，已经成为研究深部地质构造和寻找油气田的基本勘探方法之一。大地电磁法可用于研究岩石圈的电性结构及其水平不均匀性，探测地壳内部和上地幔的良导电层。在逆掩断层带和火山岩发育地区可以利用大地电磁测深发现和寻找高电阻岩层下的沉积拗陷与含油气构造。由于岩石电阻率和温度之间存在密切关系，因而在地热研究、地热资源调查，尤其是深部热源研究中大地电磁测深日益发挥重要作用。

我国大地电磁测深始于1965年国家地震局兰州地震研究所在西北进行的工作。继后，地震局地质研究所、石油工业部物探局、地质矿产部物化探研究所、中国科学院地球物理研究所等单位相继在华北平原、内蒙古、青藏高原等许多地区开展了一系列工作，取得了丰富资料。在仪器研制、方法研究、软件开发等方面都取得了很大进展。每年投入的工作量和完成的任务都逐步增长。应用领域也涉及到深部地质研究、油气田勘探、地热资源调查等方面。大地电磁测深法的发展形势可谓是方兴未艾，这对作者无疑是很大的鼓舞。

最近几年国内外已出版过几本有关大地电磁法的专著。有些侧重于原理阐述，有些属于研究成果和经验的汇集。尚没有一本比较系统、比较全面地阐述大地电磁测深原理和应用的著作。作者在地质矿产部物化探局的支持与鼓励下决定写作本书，奉献给从事大地电磁测深和地球物理事业的同志们。

写作本书时，我们力求阐明方法的原理，同时又特别注意它的实用性。希望本书能为

从事本专业的同行们提供参考，也能供对本方法感兴趣的人阅读。在内容方面力求反映大地电磁测深法的最新成果。第一章扼要介绍了作为场源的天然大地电磁场的一般特征，第二章至第五章叙述大地电磁测深法的数学物理基础。包括水平均匀各向同性介质、水平均匀各向异性介质以及水平非均匀介质中的大地电磁场。讨论了大地电磁测深视电阻率曲线和相位曲线的性质。第六章介绍水平非均匀介质中大地电磁场的数值计算方法。第七章为大地电磁测深数据的处理。包括野外观测数据的获得，数据处理的原理与方法。第八章和第九章为资料解释。在定量解释中比较全面地介绍了目前使用较广泛的 各种一维反演技术。最后一章用较多实例说明大地电磁测深法的应用效果。

本书第二、第三、第四、第五和第六章由陈乐寿编写，其余各章由王光镗编写。

初稿完成后，彭先干高级工程师详细审阅了全文，提出了许多宝贵意见，作者深表感谢。

由于作者水平有限，书中必有许多错误和缺点，热忱地希望广大读者批评指正。

目 录

前言

第一章 地球的天然电磁场	1
第一节 大地电磁场特征.....	1
第二节 大地电磁场源.....	6
第二章 水平层状介质中的大地电磁场——卡尼尔、吉洪诺夫理论	8
第一节 均匀半空间中的大地电磁场.....	10
第二节 二层介质模型中的大地电磁场.....	15
第三节 三层介质模型的阻抗.....	22
第四节 一般 N 层介质模型地面阻抗的递推公式.....	27
第五节 一维连续介质中的大地电磁场.....	31
第三章 视电阻率和相位曲线	49
第一节 二层介质的视电阻率公式及其性质.....	50
第二节 三层介质上的视电阻率曲线.....	56
第三节 大地电磁相位曲线的性质.....	69
第四节 一维介质上理论响应曲线的计算.....	78
第五节 时域大地电磁测深曲线.....	80
第四章 水平均匀各向异性介质中的大地电磁场	85
第一节 水平层状对称各向异性介质中的大地电磁场.....	86
第二节 水平层状非对称各向异性介质中的大地电磁场.....	94
第三节 水平均匀倾斜各向异性介质中的大地电磁场.....	102
第五章 横向不均匀介质中的大地电磁场	110
第一节 阻抗张量和倾子矢量的性质.....	110
第二节 二维构造上大地电磁场解析解举例.....	125
第六章 横向不均匀构造条件下大地电磁场的数值计算方法	139
第一节 二维地质模型条件下大地电磁场的数值计算.....	139
第二节 二维各向异性介质中大地电磁场的数值计算.....	168
第三节 三维模型的数值计算.....	173
第七章 大地电磁测深数据处理	185
第一节 仪器与野外工作方法.....	185
第二节 用最小二乘法估算张量阻抗要素.....	191
第三节 大地电磁信号的相关分析.....	195
第四节 视电阻率曲线的计算.....	200
第五节 大地电磁测深数据的实时处理.....	214
第六节 测量噪音影响及消除方法.....	218

第七节	观测数据的误差分析	224
第八章	大地电磁测深曲线的畸变与定性解释	228
第一节	场源不均匀对大地电磁观测结果的影响	228
第二节	水平非均匀介质中大地电磁测深曲线的畸变	231
第三节	观测资料的定性解释	244
第九章	大地电磁测深资料的定量解释	249
第一节	层状模型的目标函数	250
第二节	梯度法	253
第三节	高斯法	255
第四节	马夸特法	257
第五节	广义逆矩阵法	261
第六节	连续模型反演法	270
第七节	博斯蒂克反演法	283
第八节	二维反演问题	285
第十章	大地电磁测深法的应用实例	291
第一节	研究深部地质构造	291
第二节	在石油与天然气勘探中的应用	296
第三节	在地热资源调查中的应用	304
参考文献		307

第一章 地球的天然电磁场

大地电磁测深是在地面上观测具有区域性乃至全球性分布特征的天然交变电磁场来研究地下岩层的电学性质及其分布特征的一种勘探方法。我们知道地球磁场并不是恒定的，而是持续不断地变化着。这个变化存在两种基本类型，即长周变化和瞬时变化。长周变化需在一个很长的时间周期，几百年甚至更长的地质年代中显示出来，其影响可能很大。一般认为这种变化的原因在地球内部。而瞬时变化则是由地球外部原因所引起。大地电磁测深就是观测这种瞬时变化的地磁场及其所感应的大地电流。人们很早就认识到这种变化并用于研究地质问题。如大地电流勘探法以及基于观测地磁日变的地磁测深法。显然，对这种天然瞬变电磁场源的认识将有助于我们更有效地利用它，并发展以天然场为能源的电磁勘探法。

第一节 大地电磁场特征

在大地电磁测深中所观测的天然瞬变电磁场具有很宽的频率范围，大致从 10^2Hz 到 10^{-4}Hz 。不同频率的电磁场互相叠加在一起，形成一个非常复杂的电磁振动。在这个频率范围内的地磁振动按其频率高低、振幅大小、振动形式及分布特征又可分为几类，每类都有各自的、不完全相同的激发机制。第一类为雷电干扰，或称为天电。主要指大气圈中的放电现象所引起的电磁扰动；第二类为磁暴及主要出现于极区的磁亚暴，它表现为磁场强度变化剧烈，振动极不规则；第三类，地磁脉动，这是一种具似周期振动形式的特殊的短周期振动。

天电一般认为频率高于 1Hz 的大地电磁场来源于地球大气圈中与雷电有关的天电扰动^[32]。在赤道两侧南北回归线间有一个雷雨活动区，就世界范围来说中非、马来西亚、巴西形成三个雷雨中心。在这些地区每年雷雨日在100天以上，个别地方超过200天。一天的任何时刻都可能发生雷电现象，但其峰值多半出现于当地时间的下午。因为电离层和地面之间可以形成一个很好的波导，在大气层中以雷电形式出现的电磁场，将会在电离层的下界面和地表面之间来回反射，并传播到很远的地方。在白天波导的宽度，即电离层D层的高度为60km，而夜晚D层消失，E层高度为90km。尽管雷电干扰也具有很宽的频带，然而由于波导的这种特征，使得电磁波在传播过程中有些频率成分增强有些则削弱。有些学者曾研究过它们的频率谱。图(1.1)给出当电离层有效高度为常数时的雷电干扰的频率曲线。表明在8, 14, 20, 25Hz附近由于共振明显地出现较强的峰值。在2kHz以上波导具强烈的吸收作用，磁场剧烈衰减(图1.2)。理论计算和试验结果符合得很好。

除此以外，由于这种雷电干扰的强度与场源的距离有关，因此在低纬度区比高纬度强，下午比上午强，夏季比冬季强。一般说观测点离场源都比较远，所以有理由将这种场近似地看成是均匀场。在声频大地电磁测深中(AMT)正利用了频率在几百赫芝以上的高频成分。

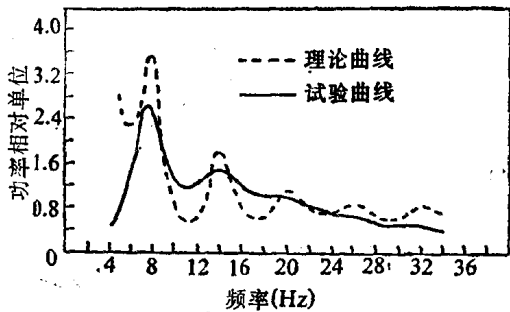


图 1.1 天电的频谱。电离层有效高度为常数

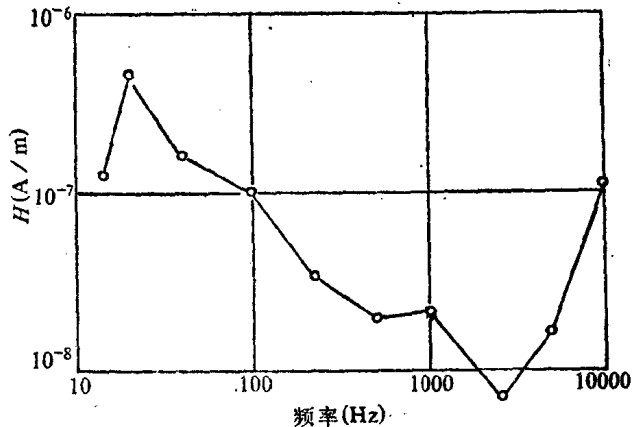


图 1.2 天电的频谱，2kHz 以上出现强烈衰减

磁暴与磁亚暴 这种地磁扰动的特征是磁场强度，尤其水平分量变化很大，呈现极不规则形状。磁暴可能具地方性，只在有限的经度和纬度范围内观测到，也可能遍及全球，而且有很大的强度，后者又称为全球性磁暴。根据磁暴出现的形式又可分为急始型 (SC)

和缓始型 (GC) 磁暴。前者表现为各地磁要素 (水平分量 H 、磁偏角 D 、垂直分量 Z) 在平静的变化背景上突然发生跳跃，并能在全世界各地磁台上几乎同时观测到 (图 1.3a)，后者表现为各地磁要素缓慢地增加，所以不能精确地测定磁暴出现的时间 (图 1.3b)。

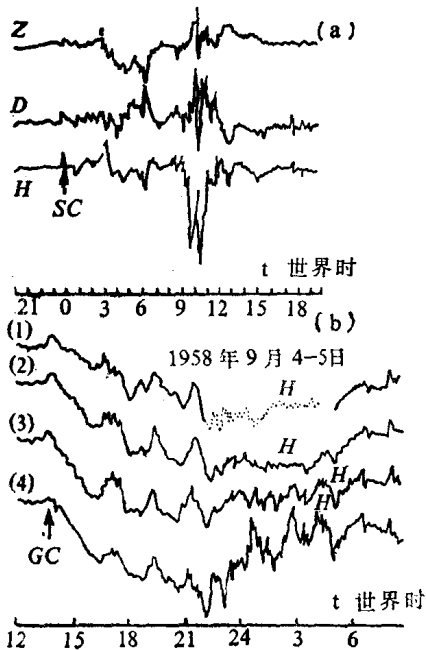


图 1.3 磁暴记录 a. 急始型磁暴 (SC)，美国科列支台；b. 缓始型磁暴 (GC)，分别为日本女满别台 (1)，日本鹿屋台 (2)，菲律宾蒙廷卢帕台 (3) 和美国科罗拉台 (4) 记录

磁暴发生时水平磁场分量 H 开始出现极大，可延续 2—6h，称为初相，然后 H 值降低，在几小时后达到极小，称为主相，一般保持 12—14h，随后逐渐恢复，称为恢复期，这过程可延续数天 (图 1.4)。

根据磁暴强度，即其变化幅值大小可分为大磁暴、中磁暴和小磁暴。因为磁暴强度一般是从低纬度向高纬度逐渐增强，所以对不同地磁台的每一种扰动级别的划分都有其自己的标准。如果对一年中出现的磁暴计算其强度的年平均值，可得年平均强度，一般水平磁场强度 H 的年平均值为几百 nT。但就单个磁暴来说强度可达几千 nT。在不同年份里年平均强度变化也很大。

磁暴频率是指在一定的期间里磁暴发生的次数。首先注意到磁暴的频率与太阳活动性的关系非常密切。从图 (1.5) 中看到在不同年份磁暴出现的频率与表示太阳黑子活动性的沃尔夫数 $W (W = f + 10g, f: \text{黑子数}, g: \text{黑子群})$ 有几乎相同的变化规律。在黑子活动强的年份磁暴频率也高，而且大磁暴出现次数也增多。此外磁暴频率与季节关系也很密切。一年中春分和秋分期间大磁暴出现频率显著增加。

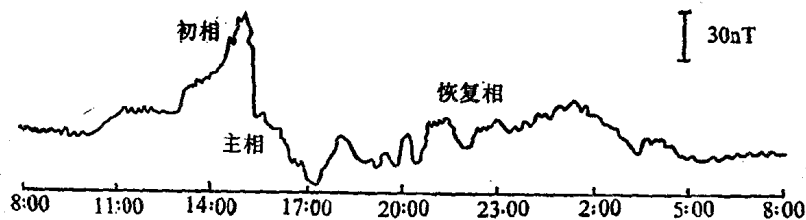


图 1.4 磁暴的形态特征 (1973年10月16日—17日兰州地磁台)

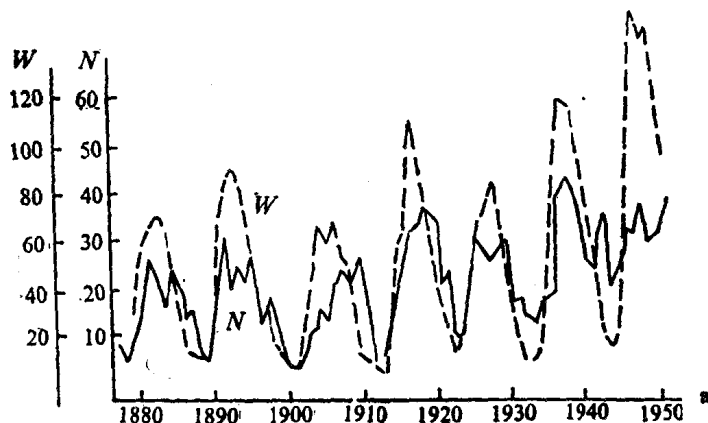


图 1.5 磁暴频率 (N)、沃尔夫数 (W) 与时间的关系

磁亚暴多半出现在极区。现在已弄清它是全球性磁暴在高纬度区的表现形式。因为这类扰动在记录上常表现为许多海湾形状的曲线，所以又称湾扰或磁湾，对它又可进一步成正湾扰和负湾扰。在高纬度区湾扰幅值也可达数百 nT。比低纬度区高几倍或几十倍，持续时间也可能达到半小时或几小时。湾扰都在平静的地磁场背景上以单个的或者一个接一个的扰动形式出现。可以在几个地磁台上追踪记录到同一个湾扰，但各自都有自己的振幅和相位。图 (1.6) 为甘肃天水地磁台记录到的电湾扰和磁湾扰。

在磁暴或磁亚暴出现的时候，总有许多不同频率的振动叠加在大周期的振动上面，形成很复杂的振动。这样丰富的频率成分和较强的振动对大地电磁测深野外工作十分有利。

地磁脉动 地磁脉动是大地电磁测深最重要的场源，其振动周期大致为 $0.5s$ 到 10^3s 。国际地磁学与高层大气物理学协会 (IAGA) 1973 年在日本召开的第二届全会上将地磁脉动划分为两大类型：第一类为连续振动， P_c 型；第二类为不规则振动， P_i 型。

P_c 振动大致呈似正弦波形，并能延续较长时间； P_i 振动呈不规则波形，而且频谱变化较大。每一类中根据其周期、强度、出现时间及随纬度的分布规律又可细分为若干类型，即 P_{c-1} 、 P_{c-2} 、 P_{c-3} 、 P_{c-4} 、 P_{c-5} 、 P_{c-6} 以及 P_{i-1} 、 P_{i-2} 等。图 (1.7) 是它们的记录。

P_{c-1} ，周期为 $0.2-0.5s$ 。在地磁记录图上表现为成组的密集振动，具有缓慢变化的包络。根据这个特征又称为珍珠状振动。 P_{c-1} 都呈椭圆极化，强度大约为 $0.01-0.1nT$ ，在中低纬度地区常出现于当地时间的半夜或早晨，而在高纬度地区则出现于下午。

P_{c-2} 和 P_{c-3} 微振的周期分别为 $5-10s$ 和 $10-45s$ ，它们具有相同的振动形式，都在地球白天的一侧观测到，主要出现在当地时间的中午，常常可连续观测几小时。 P_{c-2} 、 P_{c-3} 也

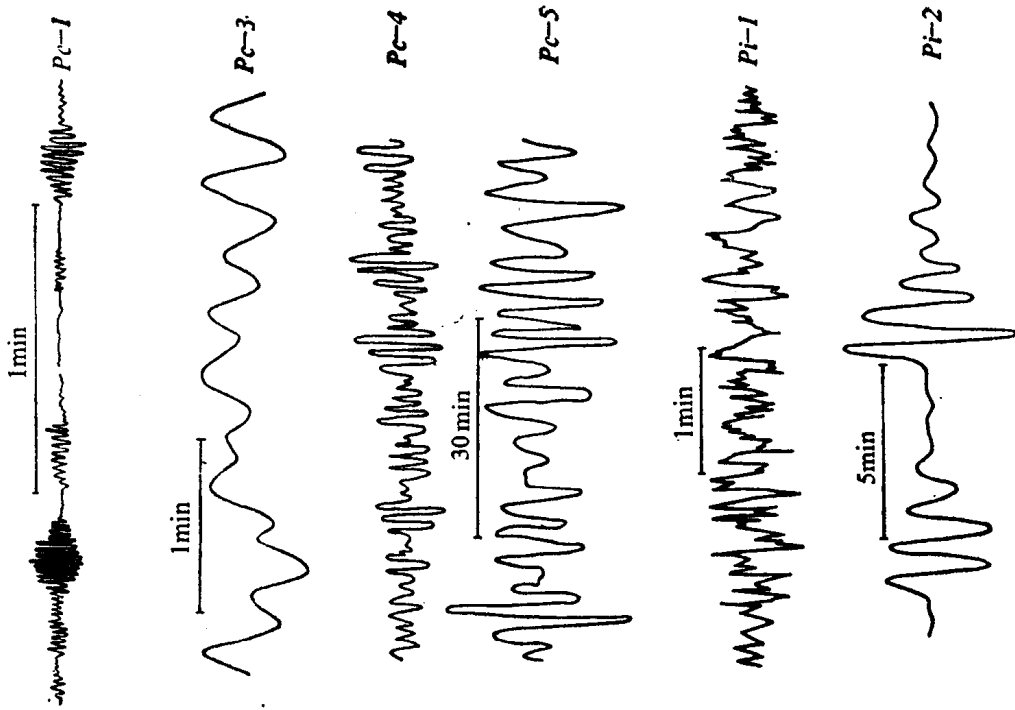


图 1.7 地磁脉动记录

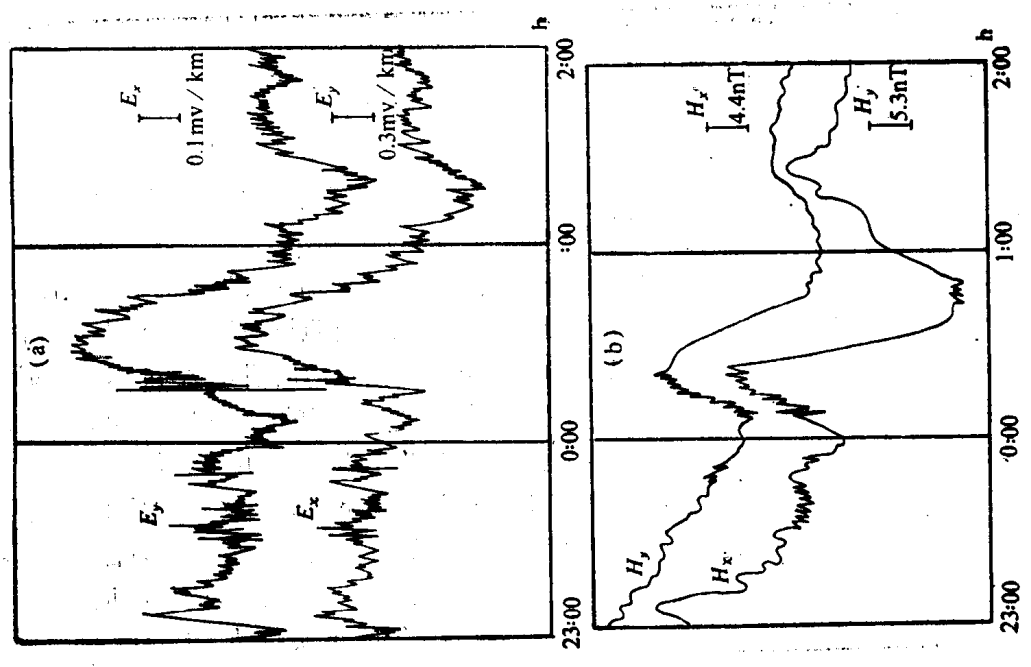


图 1.6 电湾扰 (a) 和磁湾扰 (b) 记录 (1971年5月10—11H 甘肃天水)

呈椭圆极化，极化轴随时间有所变化，上午偏向西，中午接近子午线，下午则偏向东。在地球磁层受干扰时 P_{c-2} 与 P_{c-3} 同时出现。分析这两种微振发现在地磁纬度 $50^\circ-60^\circ$ ，及 $65^\circ-68^\circ$ 出现最强振幅。在中纬度地区极大值为 $0.5-5\text{nT}$ ，在高纬度区可达 $10-20\text{nT}$ 。

P_{c-4} 与 P_{c-3} 相反，出现于地磁层平静的时间，周期为 $45-150\text{s}$ ，振幅可达几个 nT 。它与 P_{c-3} 相似之处是在中纬度区也有两个振幅极值区。振动常出现于当地时间中午。但在高纬度区又常在当地时间的夜晚观测到振幅极大值。 P_{c-4} 的另一个特点是与磁暴伴生，并出现在磁暴的初相位。能同时观测到 P_{c-4} 振动的有效范围一般不超过 1000km ，这似乎表明 P_{c-4} 的场源具有局部性。

P_{c-5} 微振产生于高纬度地区。周期为 $150-600\text{s}$ ，平均振幅为 $50-70\text{nT}$ ，在地磁场扰动期间可达几百 nT 。振幅极大出现的地区与纬度有一定关系，而且随地磁场扰动程度而异，当为中等扰动时出现于 70° 附近，强扰动时出现于 65° 。在一天之内早晨和傍晚可以观测到 P_{c-5} 振动，早晨较为明显。 P_{c-5} 的另一个特点就是分布上的局限性，一般在经度上离开振动中心 30° ，纬度上 50° 振幅衰减一个级次。

周期大于 600s 的为 P_{c-6} ，它也在高纬度区记录到。有两种形式，一个出现于当地时画的白天，另一个出现在夜间。

P_i 振动是一种不规则振动，表现了磁层内部扰动的特征。 P_i 微脉动是磁亚暴的微型结构，并在磁亚暴发展过程中以一定顺序发生。 P_i 按周期又可分为 P_{i-1} 、 P_{i-2} 、 P_{i-3} 三种类型。 P_{i-1} 、 P_{i-3} 又可细分为许多不同的振动形式。

表1.1列出 P_{i-1} 周期范围内地磁脉动的某些特点。

$P_i B$ 为周期小于 15s 的一组不规则振动，也称为短的不规则振动 $S_i P$ 。它常发生于磁亚暴的爆发相期间，而且和 P_{i-2} 同时出现。 $P_i C$ 周期为 $5-15\text{s}$ 的不规则振动，记为 AA 。不论是磁亚暴的爆发相还是恢复相， $P_i C$ 都具代表性。在爆发相本质上表现为连续振动状态，而在恢复相又逐渐为单个脉动溅扰所取代。IPDP 频率范围在 $0.2-3\text{Hz}$ 内，是具有衰减周期的不规则振动，也就是说在其发展过程中周期呈衰减特征。

P_{i-2} 不规则微振周期在 $40-150\text{s}$ 之间。这是一种非常特殊的振动形式，在示波图上可以明显地表现出来（见图1.7）。一般振动周期为 $60-100\text{s}$ ，延续时间为 $5-10\text{min}$ ，并呈衰减形式。因为这种振动往往成列地出现，所以又把这振动系列记为 P_i 。一般说来它们具椭圆偏振振动，在极光纬度带上达到最大振幅，而在亚极光带上出现第二个极大振幅，但强度比较弱。在磁亚暴爆发相期间可能出现许多 P_{i-2} 振动系列，每列间隔为 $10-15\text{min}$ 。

P_{i-3} 脉动周期大于 150s ，出现于高纬度地区磁亚暴活动期间。它又可分为两个小频段。当周期为 $150-400\text{s}$ 时可观测到周期呈增长趋势，又记为 $P_i P$ 。而 $400-600\text{s}$ 观测到周期衰减，记为 $P_i 6$ 。 P_{i-3} 频谱显示不稳定的特征， $P_i 6$ 较为稳定。振幅一般为几十 nT ，也可达几百 nT 。 $P_i 6$ 的平均振幅要大于 $P_i P$ 。

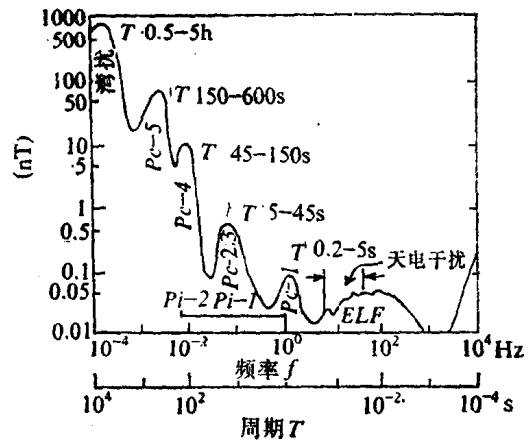


图 1.8 P_c 型脉动的周期与平均振幅之间的关系

表 1.1 P_{i-1} 周期范围地磁脉动的一些性质

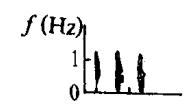
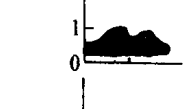
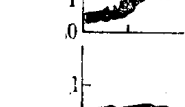
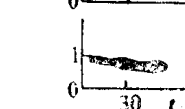
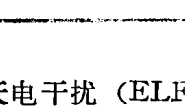
P_{i-1} 脉动形式	运动频谱的形式	平均振幅 (nT)	激发时间 (地方时)
$Pi-B$		0.2	22-5
$Pi-A$ AA		0.3	2-8
$IPDP$		0.1	16-1
周期为 4s 的噪声		0.035	12-20 23-2
$IPIP$		0.5	14-16

图 (1.8) 给出 P_i 、 P_i 和天电干扰 (ELF) 的平均振幅谱。

第二节 大地电磁场源

近年来人造卫星和地面上的大量观测资料揭示了太阳等离子体与地球磁场之间的相互作用以及电离层中的电流体系，证实了地磁场的日变和瞬变的大地电磁场都是这些复杂的电磁场相互作用的结果。

太阳不断地迸发出离子化的气体，并呈辐射状向外传播，称为太阳风。太阳等离子体主要由电离了的氢组成，密度很小，大约每立方厘米中有10个离子。太阳的能量、能量扩散和密度表现为迸发性，即在一定的时间内呈现出起伏变化。卫星资料表明，在地球附近的星际空间太阳风的速度为 300—500km/s。在磁场中运动的离子产生的感应电场为

$$E = -V \times H$$

V 为离子运动的速度。

等离子体和地球磁场相互制约的结果使地磁场限定在地球周围的一个有限范围内，而地磁场又在排斥等离子体，这样在地球周围形成一个空穴，称为磁层。磁层的高度决定于等离子体的能量与地磁场强度。磁层的上界面称为磁层中断。由于太阳风速度很大，在磁层前面形成一个独立的冲击波。人造卫星已观测到冲击波面和磁中断，图 (1.9) 为磁层结构示意图。磁层在迎太阳一面大约是地球半径的10倍，背太阳一面可以拖得很长，大致可达到地球半径的60倍，称为磁尾。至今人造卫星尚未观测到磁尾的确切闭合。

太阳除了这种粒子辐射以外还包含着很大能量的电磁辐射，使上大气圈中的气体发生电离，在60km以上形成了电离层，在不同高度上离子的种类和密度不同，又可进一步分出许多不同层次。离子密度随太阳辐射的强度及当地的昼夜时刻而有所变化。

太阳风中一些离子可能进入磁层，磁层、电离层中也产生一定数量的离子。由于离子

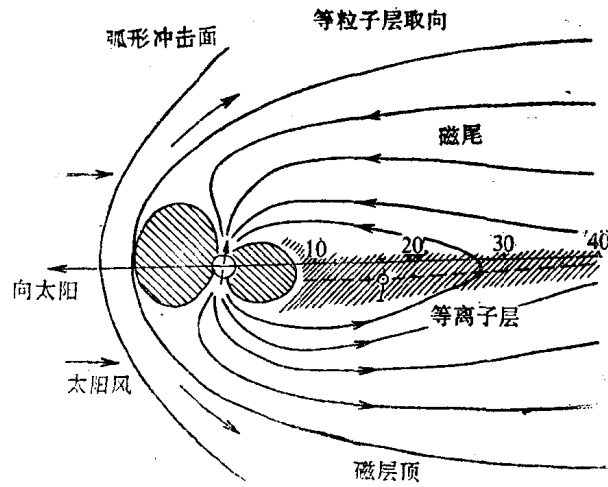


图 1.9 磁层结构示意图

密度不均匀，而且随时间不断变化，产生了离子的扰动。

磁层中离子扰动以磁流体动力波的形式在传播。传播方式有两类，一类是从场源出发沿各个方向各向同性地以快速磁声波 (fast isotropic magnetosonic wave) 形式传播，另一种是以方向性很强的，称为阿尔芬 (Alfvén) 形式传播。很多学者研究了磁流体动力波入射到水平层状各向异性的电离层，大气圈、地球上的过程。从实际观测及理论计算两方面揭示出，在电离层中由于磁流现象而产生不同形式的电流体系。这些电流体系从太阳风中获得能量，而离子密度、速度和磁场强度的变化可以整个地或局部地改变电流体系，引起了地球表面上的地磁变异，成为大地电磁测深所观测的对象——瞬变的大地磁场和大地电流场。

第二章 水平层状介质中的大地 电磁场——卡尼尔、吉洪诺夫理论

在卡尼尔、吉洪诺夫经典理论中假设场源位于高空，形成入射到地面的、均匀的平面波。地质模型选取为水平的层状介质。每层内介质的电性是均匀的、各向同性的。我们选用笛卡尔右手坐标系， x 、 y 轴在地表水平面内， z 轴铅垂向下。由于射入到地下后波前平行于地面，故一次场中不存在垂直分量。假设作为场源的高空中电流层是沿 x 轴方向流动的（这并不失去一般性），由其产生的均匀磁场可作为一次场，其方向垂直于电流层的流动方向，因此，只有 y 分量 H_{0y} 。由于一次磁场是随时间变化的，从而生成一次的涡旋电场 E_{0x} 。它在地下导电介质中构成电流，成为二次场的源。由于地下介质在任一水平面内都是均匀的，所以二次场也只有 H_x 和 E_z 分量，而且沿水平方向是均匀的。这样，总的电磁场由下列分量组成：

$$\mathbf{E} = (E_x, 0, 0), \quad \mathbf{H} = (0, H_y, 0)$$

且各分量对 x 、 y 的导数皆为零。

任意电磁场问题的解都是基于麦克斯韦方程式组。在这本书中，如不做特别说明，总是选用合理化的实用单位制。采用这种单位制时，麦克斯韦方程式组具有如下形式：

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

此外还有：

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.2)$$

在上列各式中， ∇ 是哈密顿算符， \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 分别表示电场强度矢量和磁场强度矢量。 \mathbf{D} 和 \mathbf{B} 则为电位移矢量和磁感应强度矢量， σ 为导电率， μ 是导磁率， ϵ 是介电常数。采用上述单位制时，真空中 μ 和 ϵ 的值为：

$$\begin{aligned} \mu_0 &= 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m} \\ \epsilon_0 &= \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \text{F/m} \end{aligned}$$

一般非铁磁性岩石的导磁率与真空中的值 μ_0 很接近，故如不做特别说明，都是取 $\mu = \mu_0$ 。

$\nabla \times \mathbf{E}$ 和 $\nabla \times \mathbf{H}$ 为 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 的旋度。

对式(2.1)中第一式两边取旋度，得到：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial (\nabla \times \mathbf{H})}{\partial t} \quad (2.3)$$

将式 (2.1) 中第二式及 (2.2) 式代入上式后有:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \left(\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \right) \quad (2.4)$$

利用矢量分析中的恒等式:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.5)$$

(上式中考虑到 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$)。式 (2.4) 可简化成:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.6)$$

(2.6) 式称为波动方程式。对磁场矢量同样有:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.6')$$

在本书中, 如不做特别说明, 时域中的谐变因子就取为 $e^{-i\omega t}$ (ω 称为圆频率, i 为虚数单位), 该项经常不写出。这样, 式 (2.6) 就简化成:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -i\omega\mu(\sigma - i\varepsilon\omega)\mathbf{E} = -k^2\mathbf{E} \quad (2.7)$$

其中 $k = \sqrt{\mu\varepsilon\omega^2 + i\mu\sigma\omega}$, 为传播常数。式 (2.7) 称为亥姆霍兹方程。该式右侧的第一项表示传导电流的作用, 而第二项表示位移电流的作用。其比值为:

$$\frac{\omega\varepsilon}{\sigma} = \frac{2\pi\rho \cdot f \cdot 10^{-9}}{36\pi} \approx \frac{1}{2} \frac{\rho}{T} 10^{-10}$$

其中 f 为频率, ρ 表示电阻率, 为导电率的倒数。在大地电磁方法中应用的频率范围为 $10^{-3} - 1000\text{Hz}$ ($T = 10^3 - 10^{-3}\text{s}$), 构成地球的介质的电阻率范围可取为 $1 - 1000\Omega \cdot \text{m}$, 这样, 可求出位移电流与传导电流的最大比值为 5×10^{-5} , 所以, 可以忽略位移电流的影响 (在空气中例外)。因此在大地电磁方法中, 实际上处理的是似稳电磁场。这样, 传播常数的表达式简化成:

$$k = \sqrt{i\omega\mu\sigma} \quad (2.8)$$

在笛卡尔坐标系中, 将 (2.7) 式展开, 并考虑到所讨论的问题, 只有 E_x 和 H_y 分量, 而且它们对 x 和 y 的偏导数为零, 所以可简化成:

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + k^2 E_x = 0 \quad (2.7')$$

根据式 (2.6'), 类似地对磁场有:

$$\frac{d^2 H_y}{dz^2} + k^2 H_y = 0 \quad (2.7'')$$

亥姆霍兹方程式 (2.7) 的一般解的形式为:

$$E = A e^{-i\omega t + i(k_R + ik_I)r} + B e^{-i\omega t - i(k_R + ik_I)r} \quad (2.9)$$

其中第一项表示入射波, 第二项是反射波, A 、 B 是根据边界条件确定的两个常数, k_R 和 k_I 是传播矢量 k 的实部和虚部, r 是由坐标原点到观察点的矢径。由式 (2.8) 可知:

$$k = k_R + ik_I = \frac{\sqrt{\omega\mu\sigma}}{\sqrt{2}} + i \frac{\sqrt{\omega\mu\sigma}}{\sqrt{2}}$$

所以 $k_R = k_I = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$ 。于是，式 (2.9) 可写成

$$E = A e^{-i\omega t + i(k_{xR}x + k_{yR}y + k_{zR}z)} e^{-(k_{xI}x + k_{yI}y + k_{zI}z)} + B e^{-i\omega t - i(k_{xR}x + k_{yR}y + k_{zR}z)} e^{k_{xI}x + k_{yI}y + k_{zI}z} \quad (2.9')$$

其中 x 、 y 、 z 为矢径 r 的三个分量， k_x 、 k_y 、 k_z 分别为传播矢量 k 在 x 、 y 、 z 三个坐标轴上的投影，即其间存在如下关系：

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (2.10)$$

还有， $k_x = k_{xR} + ik_{xI}$ 等。在满足卡尼尔、吉洪诺夫理论中所做的假设前提时，波沿坐标系的 z 轴方向传播，即为式 (2.7') 所描述，这时传播矢量只有 z 分量。于是式 (2.9') 中的解可简化成如下形式：

$$E = A e^{-i\omega t + ik_{zR}z} e^{-k_{zI}z} + B e^{-i\omega t - ik_{zR}z} e^{k_{zI}z} \quad (2.11)$$

第一节 均匀半空间中的大地电磁场

我们先讨论非铅垂入射平面波在均匀下半空间中激发的电磁场。显然这种情况下不存在反射波，于是有：

$$E = E_0 e^{-i\omega t + i(k_{xR}x + k_{yR}y + k_{zR}z)} e^{-(k_{xI}x + k_{yI}y + k_{zI}z)} \quad (2.12)$$

设在 x 、 z 坐标平面内考虑问题，即设波前面平行于 y 轴，这时，任何单谐平面波都可以分解成电场仅有水平分量的 E_H 极化方式或 TE (横电) 波型和磁场仅有水平分量的 H_H 极化方式或 TM (横磁) 波型。下面分别进行讨论：

1. 对 E_H 极化方式而言，

$$E_x = E_z = 0$$

所以，(2.1) 中的第一式可写成：

$$-i \frac{\partial E_y}{\partial z} + k \frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega\mu (iH_x + jH_y + kH_z)$$

考虑到式 (2.12) 中解的形式，由上式可得到：

$$-ik_z E_y = i\omega\mu H_x$$

$$ik_x E_y = i\omega\mu H_z$$

$$H_y = 0$$

由此求得水平电场和磁场分量之比，即阻抗为：

$$Z_{TE} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\omega\mu}{k_x} \quad (2.13)$$

2. 对 H_H 极化方式而言，

$$H_x = H_z = 0$$

同样对 (2.1) 中的第二式可展成分量形式。

于是有：

$$-ik_z H_y = \sigma' E_y$$