目　录

译者的话 …… 赵经祥
致中国读者 …… 斯坦利 H·沃德
前　言 …… 米萨克 N·纳比吉安
第一章　概论（查尔斯 M·小斯威夫特） …… (1)
第一节　接收一发射排列 …… (2)
第二节　发射波形 …… (4)
第三节　消除一次场的方法 …… (4)
第四节　解释参数 …… (5)
第五节　前景 …… (6)
第二章　岩石和矿物的物理性质（乔治 V·凯勒） …… (7)
第一节　物理定律 电磁感应 岩石的物性 …… (7)
一、电导率 …… (7)
二、介电常数 …… (8)
三、磁导率 …… (9)
第二节　矿物的物理性质 …… (15)
一、金属和半导体的电导率 …… (15)
二、造岩矿物的介电特性 …… (17)
三、矿物的磁性 …… (29)
四、矿物的压电特性 …… (29)
第三节　岩石的物理性质 …… (32)
一、含良导矿物岩石的电导率特征 …… (37)
二、介电常数 …… (38)
结束语 …… (41)
第三章　地质靶体的电阻率特征（G·J·帕拉奇） …… (46)
第一节　块状硫化矿床和磁铁矿床 …… (48)
一、与火山岩有关的块状硫化矿床 …… (49)
二、其它类型的块状硫化矿床 …… (62)
三、镍、铜、铂岩浆矿床 …… (63)
四、含铁建造 …… (65)
第二节　线性构造和风化层 …… (66)
一、风化层 …… (66)
二、岩性填图 …… (76)
三、与不整合面有关的铀矿床 …… (79)
四、铝土矿床 …… (83)
五、红土型镍矿床 …… (85)
六、金伯利岩 …… (86)

七、圈定线性构造 …… (87)
八、地热勘查 …… (89)
第三节 松散沉积物和沉积岩 …… (92)
一、冰蚀阶地上的松散沉积物 …… (92)
二、非冰川松散沉积物 …… (96)
三、沉积岩 …… (99)
四、煤和褐煤的勘查 …… (101)
第四节 海水、含水层和永久冻土 …… (102)
一、海洋水深测图 …… (103)
二、探测咸水一淡水分界面 …… (104)
三、探测化学污染区 …… (109)
四、永冻层 …… (112)
结束语 …… (114)
第四章 地球物理用电磁理论（斯坦利 H·沃德，杰拉尔德 W·霍曼） …… (120)
第一节 基本电磁学 …… (120)
一、时间域麦克斯韦方程 …… (121)
二、基本关系式——状态方程 …… (122)
三、频率域麦克斯韦方程 …… (123)
四、波动方程 …… (123)
五、波动方程的解 …… (126)
六、频散电参数 …… (129)
七、极化矢量 …… (130)
八、谢昆诺夫势 …… (132)
九、边界条件 …… (136)
附录 4.1.1 三种坐标系中的算子表达式 …… (146)
矢量算子 …… (146)
麦克斯韦方程 …… (147)
极化模式分解 …… (148)
附录 4.1.2 边界条件 …… (150)
麦克斯韦方程的积分形式 …… (150)
边界条件 …… (151)
第二节 无限介质中的源 …… (155)
一、标量格林函数 …… (155)
二、时间域格林函数 …… (157)
三、直流点电源 …… (160)
四、谐和电偶极源 …… (161)
五、瞬态电偶极源 …… (162)
六、谐和磁偶极源 …… (164)
七、瞬态磁偶极源 …… (165)

八、谐和线源 …… (167)
九、瞬态线源 …… (168)
十、张量格林函数 …… (169)
第三节 平面波的反射和折射 …… (172)
一、斯涅尔定律 …… (172)
二、菲涅尔方程 …… (175)
三、n层各向同性大地的平面波阻抗 …… (182)
四、一维大地的大地电磁公式 …… (189)
第四节 层状半空间上的有限源 …… (191)
一、互补解 …… (191)
二、通解 …… (193)
三、垂直磁偶极源 …… (195)
四、水平大回线源 …… (204)
五、水平磁偶极源 …… (211)
六、水平电偶极源 …… (217)
七、长接地导线源 …… (226)
八、线电流源 …… (231)
九、计算方法 …… (238)
第五节 柱坐标中的边值问题 …… (241)
一、基本解 …… (241)
二、均匀横静电场中的导电圆柱体 …… (244)
三、均匀横静磁场中的导磁性圆柱体 …… (247)
四、均匀交变磁场中的导电导磁圆柱体 …… (247)
五、平面波电磁场中的导电圆柱体 …… (255)
六、线源场中的导电圆柱体——频率域 …… (258)
七、线源场中的导电圆柱体——时间域 …… (260)
附录 4.5.1 柱函数的某些性质 …… (262)
小宗量渐近式 ($x\to 0$) …… (262)
大宗量渐近式 ($x\to\infty$) …… (263)
柱函数的零点 …… (263)
柱函数的奇点 …… (264)
递推公式 …… (264)
第六节 球坐标中的边值问题 …… (266)
一、基本解 …… (266)
二、球坐标霍姆赫兹方程解的另一种形式 …… (269)
三、球坐标中的积分解 …… (271)
四、均匀静电场中的导电球体 …… (272)
五、均匀静磁场中的导磁性球体 …… (273)
六、均匀交变磁场中的导电导磁性球体 …… (274)

七、均匀瞬变磁场中的导电导磁性球体 …… (277)
八、平面波场中的导电球体 …… (281)
九、磁偶极交变磁场中的导电球体 …… (285)
十、瞬态磁偶极场中的导电球体 …… (293)
附录 4.6.1 球柱函数 …… (297)
球贝塞尔函数的推演 …… (297)
谢昆诺夫球贝塞尔函数 …… (298)
第五章 勘查地球物理电磁法的数值模拟方法（杰拉尔德 W·霍曼） …… (302)
第一节 微分和积分方程 …… (303)
一、时间域方程 …… (303)
二、频率域方程 …… (305)
三、直流方程 …… (307)
第二节 加权余值法 …… (309)
第三节 二维模型二维源 …… (311)
一、频率域微分方程法 …… (311)
二、有限元法 …… (312)
三、积分方程法 …… (318)
四、时间域有限差分法 …… (321)
第四节 二维模型三维源 …… (330)
一、零频解 …… (330)
二、电磁解 …… (331)
第五节 三维模拟 …… (333)
一、体积分方程法 …… (334)
二、薄板的解 …… (340)
三、瞬态解的计算 …… (340)
四、微分方程解 …… (347)
五、混合法 …… (348)
第六章 电磁物理模拟技术（F·C·弗里希纳奇特） …… (352)
第一节 电磁物理模拟理论 …… (352)
第二节 模拟模型的种类 …… (360)
第三节 物理模拟实验装置 …… (362)
一、支撑结构 …… (362)
二、箱槽的设计 …… (363)
三、干扰的屏蔽 …… (368)
第四节 场源 …… (373)
一、有限源 …… (373)
二、平面波源或均匀场源 …… (378)
第五节 探头 …… (381)
第六节 传输线 …… (384)

第七节　信号处理和数据采集 …… (386)
第八节　测试和标定 …… (390)
第九节　模型材料 …… (391)
一、材料的性质 …… (391)
二、模型材料参数的测量 …… (400)
第十节　物理模拟研究评述 …… (405)
一、历史的回顾 …… (405)
二、仪器设备举例 …… (406)
三、模拟实验结果举例 …… (410)
讨　论 …… (421)
第七章　重复电磁信号的检测（A·贝克尔，G·陈） …… (430)
第一节　矩形函数积分器 …… (430)
第二节　地球物理信号的模拟探测 …… (437)
一、通用仪器 …… (437)
二、锁定放大器 …… (440)
第三节　地球物理信号的数字检测 …… (441)
一、数字模拟检测仪 …… (442)
二、均匀叠加检测仪 …… (445)
三、数字式锁定 …… (447)
第四节　动态系统的最优化 …… (448)
结束语 …… (451)
第八章　可控源电磁数据反演（G·W·霍曼，A·P·雷切） …… (452)
第一节　电磁法反演问题 …… (453)
一、积分方程公式 …… (453)
二、单解性 …… (454)
三、解的构成 …… (454)
四、评价 …… (458)
第二节　非线性最优化模型拟合 …… (461)
一、参数估算 …… (461)
二、矩阵的广义逆 …… (463)
三、数据和参数的数学表示 …… (468)
四、反演结果的估价 …… (470)
五、联合反演实例及反演统计的应用 …… (472)
六、野外实例 …… (477)
第三节　多维反演 …… (478)
一、简单模型 …… (478)
二、微分方程法 …… (479)
三、积分方程法 …… (482)

第一章 概 论[①]

查尔斯·M·小斯威夫特
(Charles M. Swift, Jr)

运用勘查地球物理方法，可以获得地表地质调查无法得到的某些地下地质信息。不同大地介质电阻率的变化范围高达数个数量级，这为电磁法用于地下构造电阻率填图提供了基础。电磁法的应用范围很广，小至找寻沙滩中的硬币（金属异物搜寻）、圈定海水侵入到高阻淡水含水层内形成的汇水区（电阻率详查），大到探测覆盖于含油低阻沉积层上的高阻火山岩厚度（大功率时间域电磁测深）、研究地幔低阻异常带（大地电磁测深），都是电磁法的可用武之地。然而，电磁法的最主要的用途还是勘查贱金属块状硫化矿体，因为这类矿体大都是良导的，与围岩的电阻率差异非常明显。正是勘查这类固体矿产的工业部门，提供了发展电磁法所必需的大部分资金。

电磁法所涉及的技术、野外工作方式、应用领域和解释方法本来就十分繁杂，再加上五花八门的商业名称，头绪更显得纷乱。但有一点却是共同的，即无论哪种电磁技术都包括用"电磁发射机"（天然的或人工的电磁场源）发送电磁能量，用"电磁接收机"测量其电场（或磁场）的一个或多个分量。表 1.1 给出的就是以这一共同点为基础的电磁系统分类体系。所谓测量，其实质是获取大地的传输函数。对于大多数实际采用的电流密度而言，大地是线性的，其传输函数就是输出除以输入的商。根据这种传输函数可以推断大地的某些性状，这同根据传输函数或系统函数推断电路的某些参数类似。

在实验室中测量岩石样品两端因注入直流电流而产生的电压，或许可算做是最基础的电磁法。根据欧姆定律，边长为 1m 的正方岩石样品的绝对电阻率（$\Omega \cdot m$），是样品两端的电压（V）与注入电流（A）之比。把这种实验室测量方法推广到野外条件下的任意接收—发射排列，就成为表 1.1 中的电阻率法；如果发送的是交变电流，则为电磁法。直流电流只是交变电流的一个特例，故可把电阻率法看做电磁法的一个分支。

根据麦克斯韦定律，交变电磁源可在导电性大地介质中感应出二次电流，该二次电流又产生二次磁场。电磁接收机测量的就是这种一次场和二次场。用激发场或接收的一次场对二次场或总场（一次场与二次场之和）做归一化处理，再对处理后的结果进行推断解释，就可以得到有意义的电阻率信息。

电磁响应一般用二次场或接收与发射装置间的互阻抗来表示；它与工作频率、大地的电阻率结构，以及接收与发射装置的相对几何位置有关。定量地说，电磁响应是无量纲响应参数（$\delta\mu\omega a^2$）的函数；这里的 a 通常是一个描述靶体线度或接收—发射几何关系的量。这个问题将在后面几章里展开讨论。随着响应参数的增大，电磁响应从零逐渐增强，

① 原文标题为"电磁法的基础"——译者。

中间经过幅度变化率极大和相移响应极大区段，最后达到饱和。层状大地以及高阻半空间中的单个球体、单个柱体和单个导电薄板等简单大地模型的电磁响应问题，在很多年前就已经解决了。复杂结构电阻率模型的电磁响应却不那么简单。这时，除了要计及各个不同电阻率区域根据各自的响应参数所做的相应贡献外，还必须考虑到，对某些区域而言其一次场不仅来自激发源本身，还包含由其它导电性更好的区域产生的二次场。因此使整体电磁响应变得相当复杂。25 年前，在用电磁法勘查良导块状硫化矿体时，一般都要为选择适当的工作频率而投入一定的工作量，以期所选用的电磁系统测得的异常响应只反映硫化矿体本身。勘查程序通常是先进行系统的剖面观测，然后再对异常做进一步检查。

在过去的 25 年里电磁法取得的主要进展概源于这样一种认识：研究一电阻率结构模型的电磁响应，应把它做为一个整体来对待。比如，现在我们已经知道，弱导电围岩会使电流向良导靶体汇集（电流通道效应 current channeling），因此，这时的电磁响应，就和同一良导体置于空气中不一样。现在已经有了解这类正演问题的数值方法，并已计算了多种模型的响应曲线，为数据解释提供了方便。与此同时，各类数字化电磁系统也相继问世，从而提高了观测质量，改善了复杂资料的处理效果。

再好的电磁系统也不会是万能的。但是，根据预先大体了解的电阻率结构（包括地质干扰）情况和电干扰等因素、已掌握的解释手段、工作人员对某种电磁系统熟悉的程度，以及其它一些非地球物理方面的因素（如工区的交通条件和经费预算等），我们总会在诸多的电磁系统中选出一个对于待解决地球物理问题来说是"最好的"电磁系统。目前投入使用的电磁系统门类繁多，它们之间的差别主要表现在四个方面：①接收一发射排列方式，②发射波形及其相应的接收方式，③剔除一次场的方法，以及④用于解释的最终参数的具体形式。下面我们分别讨论这些问题。

第一节　接收一发射排列

从表 1.1 可以看到，不同方法的接收一发射排列存在不少虽然细微却又不容忽视的差异。不接地发射装置可在导电性大地中激发出电流，这种电磁响应被称之为电磁感应。基于电磁感应的方法叫做"感应法"。如像直流电阻率法那样将电流直接传送到地下，就是所谓的"传导类电法"。这类方法要求电极接地良好，因此不宜在表层电阻率很高的干旱沙漠和冰川等地区使用。

激发电磁响应的，可以是天然地电流（被动式方法），也可以是人工的或可控的场源（主动式方法）。大多数电磁系统都使用主动式场源，它的几何形态和工作频率可以人为地控制。大地电流、大地电磁，以及音频电磁场等方法利用的激发源则是电离层振荡（低于 10Hz）和闪电（高于 8Hz）产生的电磁辐射。利用这种天然场源既经济又简化了后勤。并且，天然场源含有较丰富的低频成分，人工产生这样低频的能量需付出很高的代价。然而，天然场源并不总能提供足够强的讯号，在 0.1—10Hz 频段尤其如此。这给观测造成了困难。

在大多数情况下，大地电磁法和音频电磁场法的场源可视为"平面波"场源，故无需考虑场源的位置，从而简化了分析方法。甚低频电磁法（虽然该方法的工作频率为 20kHz 左右，对勘查地球物理学来说已属高频，但是，按照无线电专业的划分，它属甚低频段，

故名）和可控源音频大地电磁法用人工场源模拟"远区场"平面波源．这种平面波的假定对甚低频电磁法一般是成立的．但对可控源音频大地电磁法来说，当接收一发射距在低频段小于三倍的趋肤深度（$\delta=\sqrt{2/\sigma\mu\omega}$）时，电磁场不再是"远区场"而是"近区场"，这时把激发场源看做局部电磁场源比看做大地电磁（平面波）场源更合适．

不同的应用目的应选用不同的接收一发射排列．比如，要探查电阻率的垂直变化应使用测深排列；要研究电阻率的横向变化则应采用剖面排列．对于一给定的电阻率结构而言，直流电法的穿透深度只受接收一发射排列的几何因素控制；而对于感应类方法，还可以通过使用较低的工作频率来获得较大的穿透深度．不过，频率降低能量消耗要随之增加；而且，随着电磁趋肤深度的增加，分辨能力将相应地降低．描述地球物理频段电磁波在大地中传播的是扩散方程，而不是波动方程．电磁波在大地中的衰减非常明显，且有频散，故不能套用地震学的分析方法．

表 1.1　电法和电磁法的分类

发射装置	接收装置			
	接地导线	接地导线和小线圈	小线圈（地面方法）	小线圈（航空方法）
接地导线				
传导方法	电阻率法		磁电阻率法（MMR）	
	激发极化法		磁激发极化法（MIP）	
感应方法	爱尔特兰过渡场法（Eltran）	可控源音频大地电磁法（CSAMT）	某些时间域电磁系统	
小线圈			斯雷格兰姆法（Slingram）	航空电磁法（AEM）
			水平线圈电磁法（HEM）	时间域 吊舱
			垂直线圈电磁法（VEM）	直升机 硬架
			某些时间域电磁系统	
			重叠回线	
			井中接收方式	
大回线（长导线）			大回线系统 定源式双框法	
			许多时间域电磁系统	
			井中接收方式	
平面波法				
垂直天线		甚低频一电阻率法	甚低频法	甚低频法
天然大地电磁场	大地电流法	大地电磁法		

注：接地导线法测量的是单位距离的电位差（即场强）．线圈（或磁通门磁力仪、超导磁力仪）测量的是磁场或磁场对时间的微商．小线圈是三维场源（磁偶极），长导线（或大回线的一个长边）是二维场源．天然电磁场可看做为一维源．接收装置可以是时间域的，也可以是频率域的，或者是两者兼顾的．本表未包括高频方法（雷达等）

在剖面测量中，接收一发射排列的确定应以获得最大的靶体响应为前提。当一次磁场垂直于靶体平面，或一次电场平行于靶体长轴时，电磁响应最强。平面波场源因其水平尺寸非常大可与长延伸靶体（如充填粘土的断层带等）实现较好的电磁耦合。对于陡倾的地质靶体，当地面的水平回线电磁场源偏离靶体一适当距离从而使靶体处的一次磁场呈水平时，靶体与场源的电磁耦合最强。剖面测量中常用一种叫斯陵格兰姆的接收一发射排列，即接收和发射线圈共面，接收一发射距固定不变。另一种常用的剖面测量排列叫土拉姆，大回线发射，用距离保持不变的两个接收线圈同时进行观测，测量的是两个接收信号之间的振幅比和相位移。目前比较流行的，是用一个接收线圈观测以发射波形为参照系的振幅和相位的响应。大回线发射源附近的良导靶体和导电性大地会使场的强度衰减、场的方向改变，因此远离回线的某一点上的耦合系数可根据不存在其它导体时的耦合系数推算出来。

第二节　发射波形

早期模拟式电磁系统的发射波形为正弦波，或是具有相应基频的方波。分别进行单频观测。新的数字化电磁系统的发射波形多为方波，且多采用同步检测。已有的地球物理用电磁理论多是针对频率域的（Ward，1967；Grant and West，1965）。测量的是电磁场某一分量相对一次场的振幅和相移，或同相（实）和异相（虚）分量。但是，因普特航空电磁系统和某些地面电磁系统与此不同，它们测量的是一次场关断后二次场的瞬态衰减（Keller and Frischknecht，1965）。

在过去的 20 年里，人们逐渐认识到，关断一次场后测量二次场瞬态衰减的"时间域"方法比"频率域"方法有不少实际的优点，这是电磁法取得进展的一个重要原因。多年来，0.1—10Hz 频段内的激发极化测量总是徘徊于时间域和频率域之间。理论上说，观测一个瞬态波形（或多个正弦波的叠加波形）得到的信息量，同花费很长时间分别观测多种频率的正弦波得到的信息量相同，时间域是宽带观测，因此更容易受到干扰（主要是大地电流干扰）。这种干扰在频率域测量中可以被滤掉。时下，哪种激发极化测量方法（时间域方法抑或频率域方法）更好一些仍然是一个有争论的问题。在实际勘查中究竟选用什么方法，常常取决于受命的地球物理学家对哪种方法更熟悉。

至于电磁法，看来还是时间域方法（即所谓的瞬变电磁法——TEM）比较好，对于表层电阻率较低的地区（如澳大利亚）尤其如此。为了这种低阻环境，我们不得不采用较低的工作频率，或者做更长延时的观测，随之而来的是信噪比的降低。事实上，正如模拟结果所显示的，探测一有限靶体的最佳延时有可能落在这样一个有限的时间窗口内，这时的靶体响应大于导电性围岩和覆盖层的响应（即所谓背景响应）。频率域方法需消除一次场，这要引入误差；时间域方法直接测量二次场，不存在这个问题。

第三节　消除一次场的方法

要比较准确地确定二次场，就要有一种从观测的总场中消除一次场的精确方法。依观测方式和最终解释参数的不同，消除一次场的方法也各异。甚低频法（VLF）和倾角

法等水平线圈电磁法不消除一次场，二次场的作用是使一次总场的方向偏离背景场的方向(水平或垂直方向)。类似地，大地电磁法所观测的电场可视为所观测磁场的电磁响应，一般不单独研究二次场。

对于大多数采用简单主动源的电磁系统来说，一次场可根据排列的几何参数计算。从观测的总场中减去计算得到的一次场，就得到二次场，并用占一次场的百分数来表示。二次场不为零，要么表明存在异常，要么是消除一次场有误差。对于实一次场来说，虚分量(或总场相对一次场的相位)直接指示二次场的存在。因此，只测量虚分量的电磁系统避免了必须消除一次场的麻烦。一些早期的航空电磁系统就是虚分量系统，因为这样可以省掉复杂的一次场补偿装置(一种跟踪因风和机械振动所引起的接收一发射距变化的装置)。还有一种利用低频渐近响应消除一次场的方法。比如，有些高响应参数靶体的电磁响应出现在高频段，因此，从高频时的观测结果中减去低频时的观测结果，就得到二次场响应。这种方法可降低对测量精度的要求。

如前所述，观测一次场关断后的瞬态响应是解决一次场问题的非常有效的方法。包括航空因普特系统在内的所有时间域电磁系统都采用这种方法。用发射矩做归一化处理后的瞬态响应单位是 $V/(A \cdot m^2)$。

第四节　解释参数

以便于理解为原则，不同的电磁系统选用了不同的最终解释参数。有的电磁系统采用总场的几何因素(如倾角或椭圆率)为解释参数，有的则把阻抗(一个量度用输入场源归一化了的输出总场的量)做为解释参数。大地电磁阻抗可以很容易地转换为概念上更便于理解的视电阻率。两个线圈间的互阻抗在归一化后也可以不太困难地转换为视电阻率。不过，有些物理学家宁愿不做什么变换，只研究观测场本身。大多数电磁系统采用的解释参数，是一个用当地一次场归一化了的二次场值，单位是占一次场的百分数或百万分数(ppm)。习惯于重力、磁法，以及折射和反射地震法规格化数据表示方法的人，可能会对电磁法花样繁多的数据表示方法感到茫然。

不管电磁响应的表示方法如何不同，地球物理定量解释总是包括两个互相关联的方面。首先，根据异常的空间分布特征推断解释低阻异常体的几何参数——根据异常轴走向延展推断解释异常体的长度；根据异常的平面形态特征推断解释异常体的埋深；根据异常分布的不对称性推断解释异常体的倾角等等。其次，根据电磁响应随时间或频率的变化，推断解释电阻率随深度的变化，或者有限截面低阻体的电导率和厚度的乘积(电导)。通过电磁模拟手段了解各种靶体的电磁响应特征是至关重要的。模拟的方法可以是物理模型试验，也可以是解析计算或数值计算。正演模拟不仅为解释资料提供典型曲线，也有助于深入理解电磁感应的物理实质和合理设计野外勘查工作。对于一些简单的大地模型来说，用自动反演方法推断相应的电阻率结构已是行之有效的；而复杂形体的自动反演则还是一个热门的研究课题。考虑到现有仪器的水平、外部环境的干扰、复杂的地质条件，以及有限的不规则的数据采集点等因素，地球物理解释充其量还只能是物理概念、地质信息和个人经验三者巧妙平衡的产物。

第五节 前 景

电磁法做为一类不可或缺的勘查地球物理方法，在金属矿勘探、地热调查和工程勘查中备受青睐．但在石油勘查中，电法、电磁法则同重力和磁法一起被称为非地震类方法，列入另册．然而，最近电磁法在地震方法难以奏效的地区圈定永久冻土带、测定高阻玄武岩和逆掩碳酸盐岩厚度取得的成功，却令人为之刮目（石油勘探部门早就对感应法测井的效果深信不疑，但它一般不包括在地面勘查方法中）．为了使缺乏电磁法经验的石油勘查工作者进一步接受电磁法，我们应该对电磁法的仪器和工作方法做更为全面地和定量地阐述，包括阐明它的效能和应用条件，以及分辨能力随穿透深度的增加而降低的道理．

近期内，发展电磁法应以提高精度为重点．工程勘查尤其要求高精度．在人们日益关心金属矿和石油勘探各个环节的经济效益的今天，勘查地球物理工作者正面临着更合理地设计电磁法勘查工作和进一步提高解释水平的挑战．本书可飨读者的，正在于此．

参 考 文 献

Grant, F.S., and West, G.F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics: McGraw-Hill Book Co.

Keller, G.V., and Frischknecht, F.C., 1966, Electrical methods in geophysical prospecting: Pergamon Press Inc.

Ward, S.H., 1967, Electromagnetic theory for geophysical applications: Mining geophysics, Vol II., Society of Exploration Geophysicists.

第二章　岩石和矿物的物理性质

乔治　V·凯勒
(George　V. Keller)

第一节　物理定律　电磁感应　岩石的物性

我们从麦克斯韦方程出发，讨论如何利用电磁场研究地质构造并确定它的电学或磁学特性（Maxwell，1954；Ward and Hohmann，本卷）。麦克斯韦第一方程描述了电流引起磁场这一事实：

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \tag{2.1}$$

式中，**H** 是磁场，**J** 是电流密度，**D** 是电位移矢量。上式中包含两种电流，一是 **J**，是载流子在介质中无约束的流动；一是 $\partial \mathbf{D} / \partial t$，它与电荷分离及因此产生的附加反向电场有关。前者常称做欧姆电流或传导电流，后者即所谓的位移电流。

随时间变化的磁场可以感应出电场。麦克斯韦第二方程描述了这个物理现象，

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{2.2}$$

式中，**E** 是电场矢量，**B** 是磁感应矢量。

一、电导率

上述两个方程可以很好地描述勘查地球物理学中的任何电磁现象。然而，从这两个方程中不能明显地看出电磁场特征与地质构造（或它的物理特征）的相互关联。为了突出这种关联，让我们转而从一组基本方程式入手。

在这组基本方程式中，对感应类电法最重要的当属欧姆定律。它给出了电流和电场之间的关系，

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \tag{2.3}$$

式中的 σ 是表征介质物理性质的一个参数，称为电导率。

因为电场强度 **E** 和电流密度 **J** 都是矢量，所以 σ 必定为一张量。在直角坐标系中，σ 的张量要素为

$$\sigma = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{vmatrix} \tag{2.4}$$

若极大电导率方向和极小电导率方向（电导率张量的两个主轴方向）与正交坐标系中的两个坐标轴方向一致，则电导率张量可简化为

$$\sigma = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{vmatrix} \tag{2.5}$$

即非对角线元素均为零．假如坐标系是任意取向的，非对角元素则以对角线为轴呈对称分布，也就是

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \tag{2.6}$$

各向同性的矿石或岩石在三个主轴方向上的电导率值相同，然而，结构或成分完全对称的地质介质极为罕见，所以各向同性的矿物和岩石为数甚少．如果介质的某种物理参数（比如电导率）随观测方向（多半是电场矢量 **E** 的方向）的改变而不同，则称这种介质是各向异性的．若这种非对称性在原子或分子的水平上依然存在，则称为本征各向异性．此外，有些由各向同性的矿物或岩石单元构成的集合体，其平均电阻率可能与外加电场的方向有关，亦即在整体上是各向异性的，通常称做"结构"各向异性．

有些岩石和矿物的结构在某一平面上是均匀的，即在三个主轴方向的电导率值中有两个相等（在通常情况下，是两个极大电导率值相等），这时称为旋转各向异性。

在直流电测深和激发极化法等其它一些电法中，也常常使用电阻率这个参数．对于各向同性介质，"电阻率"是电导率的倒数；而对于各向异性介质，电阻率张量是电导率张量的逆．

介质的电导率不一定是线性的．也就是说，电导率可能是电流密度或电场强度的函数．但对于大多数地球介质来说，电导率可被看做是线性的．一个明显的例外是空气中电流的非线性．当电场超过某一门限值时，发生击穿现象，因而产生强大的电流．闪电现象就是如此．在地球物理勘查中，激发电场的强度绝不会达到击穿门限值．

矿物或岩石的电导率不一定是常数．它可以随时间、温度、压力以及其它一些环境因素的改变而变化．

二、介电常数

麦克斯韦在构造以他的名字命名的方程组时意识到，必须用一个基本方程把电场强度和电位移矢量联系起来，

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \tag{2.7}$$

从而定义了另一个介质参数 ε，即所谓的介电常数 ε．与电导率类似，介电常数也是一个张量；并且就介电常数而言，大多数岩石和矿物是各向异性的．与电导率不同的是，即使在不存在介质的情形下，介电常数仍有一个确定的值，这就是自由空间的介电常数，其值为 $8.854 \times 10^{-12}\mathrm{F/m}$．

根据经典电介质理论，电位移是电子、原子核和极性分子在外电场作用下从中性平衡

位置向移位非中性位置运动造成的（Ioffe，1960；Bottcher，1952；Frolich，1949；von Hippel，1954a，b）。这种电荷分离过程直到电荷间的库伦力与外电场平衡时始告结束。人们对这种载流子的极化现象已做过相当详尽的研究。因此它已广为人知。

除了经典的极化机制外，在勘查地球物理常用的低频段上还存在其它一些不那么广为人知的极化机制。就中，对勘查地球物理最重要的是"激发极化"（Summer，1976；Bertin and Loeb，1976）。激发极化现象构成了一类勘查地球物理方法的基础；并且，对于低频电磁法，特别是对于高精度电磁测量，它也正显得越来越重要（Wait and Debroux，1984）。

三、磁导率

基本方程组中的第三个方程把磁场强度和磁感应强度联系在一起。这个方程是

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \tag{2.8}$$

式中的 μ 是介质的另一个特征参数，定义为磁导率。介质的导磁特性是磁法勘探的基础，对电磁法也十分重要，与电导率和介电常数类似，磁导率也是一个张量；并且就磁导率而言，大多数岩石和矿物也是各向异性的。

在地球物理勘查中，介电常数和电导率通常被看做是与外加场强无关的量；与此相反，磁导率对磁场强度有着复杂的依从关系（Brown，1958；Strangway，1967a，b）。假如不存在介质，自由空间中磁场强度与磁感应强度的关系是

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \tag{2.9}$$

由此我们得到一个对研究电磁场性质非常重要的量

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\ \mathrm{H/m} \tag{2.10}$$

除了上述三个基本方程外，还有一些类似的方程，它们描述了电磁场和介质之间的某些更为奇特的关系，这些方程在勘查地球物理学中并不常用，但为叙述的完整，我们还是稍做介绍。其一是压电性（Parkhomenko，1971）。压电极化现象可以在具有某种适当内部结构的单晶体上观察到，也可以在具有某种适当内部结构的晶体（岩石）集合体上观察到。具有压电性的矿物和岩石，其基本结构特征是不存在对称中心。当存在压电效应时，极化强度矢量的分量与机械应力矢量之间有一线性关系。由于压电效应只存在于各向异性介质之中，用压电模量 d（一个描述岩石或矿物物理性质的参数）可以把极化矢量 P 和机械应变张量 S 联系起来，写成

$$P = dS \tag{2.11}$$

极化矢量有三个分量，应变张量含有 9 个元素，因此压电模量可能有 27 个分量。实际上，由于某些分量的对称性，压电模量可以用 18 个分量来表示：

	S_{11}	S_{22}	S_{33}	$2S_{23}$	$2S_{31}$	$2S_{12}$
P_1	d_{111}	d_{122}	d_{133}	$2d_{123}$	$2d_{131}$	$2d_{112}$
P_2	d_{211}	d_{222}	d_{233}	$2d_{223}$	$2d_{231}$	$2d_{212}$
P_3	d_{311}	d_{322}	d_{333}	$2d_{323}$	$2d_{331}$	$2d_{312}$

(2.12)

式中 P_i 是极化强度矢量的分量，S_{ik} 是应变张量元素，而 d_{ikl} 则是比例系数，称做压电模量．帕克赫门科曾给出一些介质的压电模量典型值（Parkhomenko，1971）．

在磁场的作用下传导电流偏离其正常的流动方向，这就是所谓的"霍尔效应"（Putley，1968），

$$\mathbf{E}_H = R\,\mathbf{B} \times \mathbf{J} \tag{2.13}$$

式中 $\mathbf{E}_H$ 是由霍尔效应引起的附加电场，R 是霍尔系数（也是一个描述介质物理性质的参数）．金属的霍尔系数最大，其它类型导体的霍尔系数则很小．

还可以举出其它一些特殊的效应．它们通常在电磁场与某种力场相互作用的情况下出现．并且，两种场之间存在能量的转换．

到目前为止，我们只是单独地讨论了三个基本方程．给人的印象似乎是岩石的每种特性对电磁场的影响是互相孤立的．事实上，在大多数情况下由上述基本方程定义的三个参数可归并为一个决定电磁场性状的参数，即"波数"．为得到波数的表达式，将这三个基本方程代入麦克斯韦方程，使其只含有电场强度和磁场强度，即

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\mathbf{E})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mu\mathbf{H}) \tag{2.14}$$

为了表述的方便，对上面两个方程中的时间偏微商算符做如下替换

$$\frac{\partial}{\partial t} = i\omega \qquad \text{其中} \quad \omega = 2\pi f \tag{2.15}$$

这种替换只有在介电常数和磁导率与时间无关（即与场的变化过程无关）时才是允许的①，铁磁性岩石不满足这个条件，因而不能做这种替换．替换后的麦克斯韦方程变为

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma + i\omega\varepsilon)\mathbf{E}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\mu\omega\mathbf{H} \tag{2.16}$$

经过简单的代数变换，可以把电场和磁场分开．有

$$[\nabla^2 - i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon)]\mathbf{E} = 0 \tag{2.17}$$

注意上式，岩石的三个物理参数和频率都集中在一项里．我们可以把这一项看做为描述电磁场与介质相互作用的一个参数，即

$$k^2 = -i\omega\mu(\sigma + i\omega\varepsilon) = \varepsilon\mu\omega^2 - i\mu\sigma\omega \tag{2.18}$$

① 众所周知，这种替换只适用于谐变场——译者．

假定参数为 μ、ε 和 σ 的均匀介质充满了全空间，且其中存在一平面电磁场，电场只有 x 分量，磁场只有 y 分量，电场和磁场的振幅只在 z 方向变化．在这种情况下，场方程的解具有简单的形式

$$E_x = E_{x,0}e^{-ikz} = E_{x,0}e^{-(G_R + iG_I)z} \tag{2.19}$$

式中 G_R 和 G_I 分别为 $(-ik)$ 的实部和虚部．$E_{x,0}$ 是介质中某一参考点（比如 $z=0$ 的点）上的电场强度．

实部 G_R 和虚部 G_I 对场强的影响是不同的．实部 G_R 的作用是使场强沿 $+z$ 方向按指数减小（或衰减）．有理由认为 $+z$ 方向就是电磁能量流动的方向，并且场强的衰减是由传导电流在介质中流动时电磁能量转换成热能所造成的．习惯上，我们用场强衰减 $(1/e)$ 时的距离 δ 表征介质的衰减特性．δ 就是所谓的趋肤深度，它的定义是：

$$\delta = \frac{1}{G_R} \tag{2.20}$$

G_I 的作用是使场强沿 z 方向按正弦规律变化而其平均能量并不衰减．式（2.19）中三角函数的自变量每增加 2π，场强的取值相同．其间的距离为

$$\lambda = \frac{2\pi}{G_I} \tag{2.21}$$

它就是传播场的"波长"．

k 是波数，它是大地介质三个（或多个）物理参数和频率的函数．频率是一个设计参数，工作频率的选择在很大程度上决定了勘查人员的判断．要发挥各种不同电磁法的作用，先要明确波数随频率变化的特征．在频率非常低时，电磁场以扩散为特征，波数可近似地写成

$$k^2 \approx -i\sigma\mu\omega \tag{2.22}$$

此时波数与介电常数无关（可忽略位移电流）且具有相等的实部和虚部，即

$$k = \left(\frac{\omega\mu\sigma}{2}\right)^{1/2} - i\left(\frac{\omega\mu\sigma}{2}\right)^{1/2} \tag{2.23}$$

在一个波长距离内场衰减 2π 倍．只有在距离不大于几个趋肤深度的范围内，场才具有可供检测的强度，因此，在低频段常把趋肤深度称为"距离的电学单位"．如果频率低到可以忽略波数表达式中的第二项①，这时就观察不到辐射场，因为它衰减得太快，电磁法中的"感应"指的就是这种状态．

在另一种极端情况下，即频率非常高时，波数为

$$k^2 \approx \omega^2\mu\varepsilon \tag{2.24}$$

在这种状态下，电磁波场在传播过程中没有明显的衰减．波长只与介电常数有关

① 系指（2.18）式中的第二项——译者．

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega(\mu\varepsilon)^{1/2}} \tag{2.25}$$

利用传播场可以测定反射岩体的距离。始自发射机的电磁波在传播过程中碰到岩体发生反射，返回到接收机处的反射波被记录下来，得到电磁波的往返旅行时间；根据测得的旅行时间即可计算出反射岩体的距离。地下探测雷达就是根据这个原理工作的。

在频率介于上述两种极端情况之间时，位移电流和传导电流两者均不可忽略，场的性质因此变得更为复杂。该过渡范围的中点可由下式确定

$$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} = 1 \tag{2.26}$$

该式的含义是，波数中的传导电流和位移电流具有同等的重要性。比值$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}$就是所谓的损耗因子，随着可产生热损耗的传导电流变得越来越重要，这个比值也越来越大。损耗因子常用损耗角正切来表示，即

$$\tan\delta = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \tag{2.27}$$

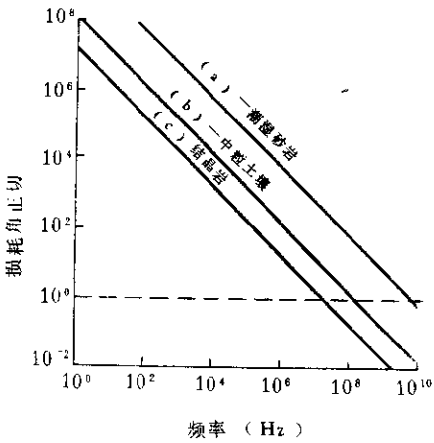


图 2.1 在勘查地球物理频段内，三种典型岩石的损耗角正切值

图 2.1 示出 (a)、(b) 和 (c) 三种简单情况下损耗角正切随频率变化的情形。这些情况是：

(a) 电导率 = 1.0S / m，　　磁导率 = 177F / m

(b) 电导率 = 0.01S / m，　　磁导率 = 88.5F / m

(c) 电导率 = 0.0001S / m，　　磁导率 = 50F / m

其中 (a) 代表含水沉积岩，(b) 代表美国常见的表层中粒土壤，(c) 代表干燥的火成岩或变质岩。

编绘图 2.1 所根据的是这样一种想法：各种岩石的电磁特征是由与频率无关的介电常数、电导率和磁导率决定的。然而，在以后的章节中我们将讨论到，这些物理参数实际上是与频率有关的。这种现象就是所谓的频散。

如果介质的这些物理参数与频率有关，那么从简单的物理分析可以看出，每一个参数随频率的变化都会受到其它参数的影响。当在一介质单元上加一某种频率的电场时，单元的作用如同一个电容为

$$C = \varepsilon\frac{A}{l} \tag{2.28}$$

和电导为

$$S = \sigma \frac{A}{l} \tag{2.29}$$

的集总参数电路，式中 A 是单元的截面积，l 是单元的厚度。

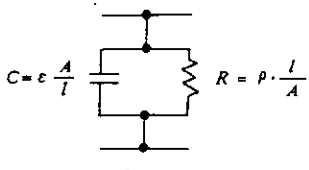


图 2.2 用集总参数电路表示介质的电阻率和介电常数

如果电路中一个元件的值与频率有关，其余的元件也必定具有频散性。现以图 2.2 为例来说明这个问题。将一电脉冲加到图 2.2 的电路上就会输出一个电压和电流波形，而这个时间域波形其实就是等效电路阻抗 Z 的傅立叶变换。阻抗 Z 由下式给出

$$Z = R + iX \tag{2.30}$$

式中

$$R = \frac{1}{S} \text{ 和 } X = \frac{1}{\omega C}$$

这个条件限定了阻抗的虚部和实部随频率变化的方式（Papoulis，1962，第 10 章）。根据希尔伯特变换，阻抗率的实部和虚部之间存在以下关系：

$$X(\omega_0) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R(\omega)}{\omega_0 - \omega} \mathrm{d}\omega$$

$$R(\omega_0) = R(\infty) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(\omega)}{\omega_0 - \omega} \mathrm{d}\omega \tag{2.31}$$

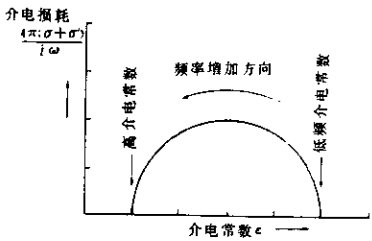


图 2.3 一理想频散性电介质的电导率和介电常数之间在复平面上的关系曲线，亦即科尔一科尔弧，形状为一半圆弧

由于波数的实部和虚部并不是互相独立的，我们希望能用图示法同时分析这两个部分。利用科尔一科尔弧能做到这一点（Cole and Cole，1941）。所谓科尔一科尔弧是指绘在复平面上的阻抗的实部和虚部的关系曲线。在诸多比较简单的电学参数的频率相关特性中，有一种是由电子共振引起的。电子共振是处在自身轨道上的电子在外加振荡电场的作用下产生的简谐振动（参见 von Hippel，1954a，b），其表达式为

$$\varepsilon - \varepsilon_\infty = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau} \tag{2.32}$$

图 2.3 所示的就是这个特征。半圆弧状曲线表明了简谐振动的特点。实际介质的谐振规律比较复杂，科尔一科尔曲线呈圆弧形，弧的起始点在实轴的下方，其表达式为

$$\varepsilon = \varepsilon_r - i(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)/(1 + i\omega\tau)^{1-\alpha} \tag{2.33}$$

在简单极化机制中，当频率非常高和非常低时实部传导项为零，无稳态传导发生。而对于实际的介质而言，几乎总是存在一个独立的传导项。假如存在一种具有单值电阻率和单值介电常数的理想非频散性介质，它的科尔一科尔曲线将取如图 2.4 所示的形状。该曲线有一个斜率为常数的上升尾支。常见的情形是，在一种介质中同时存在几种传导——极化机制。因此，它的科尔–科尔曲线是几种简单机制的科尔–科尔曲线的组合。

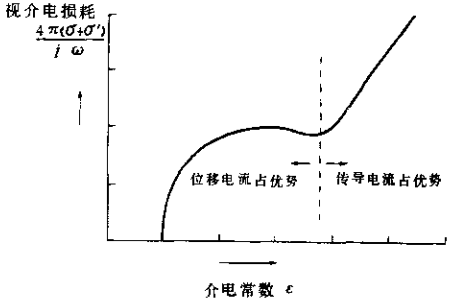


图 2.4　一种理想介质的科尔一科尔弧．该介质存在理想的频散和稳态传导

最后需要指出，由三个基本方程定义的电导率、介电常数和磁导率并不一定是实数；一般地说，方程（2.3）、（2.7）和（2.8）允许这些参数为复数（Olhoeft and Strangway, 1974）．因此，每一个张量元素可写为

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_R + i\mu_I \\ \varepsilon &= \varepsilon_R + i\varepsilon_I \\ \sigma &= \sigma_R + i\sigma_I \end{aligned} \tag{2.34}$$

式中的下脚标 I 和 R 表示相应参数的虚部和实部。如果引入一些适当的人为定义，地质介质的这些参数可不必按复数处理。在早期的电磁理论里，习惯上将电导率的虚部归入介电常数，把介电常数的虚部归入电导率的实部（见 Hartshorn, 1927）。

通常我们假定介质的磁导率与真空的磁导率相同，无频散，故而不必使用复量 μ_0。只有在极少数情况下，岩石的磁导率明显不同于真空的磁导率，这时的磁导率在某个频率范围内可能存在频散．于是，磁化率要分为实部和虚部

$$\mu = \mu_R + i\mu_I \tag{2.35}$$

波数变为

$$k^2 = -i\omega(\mu_R + i\mu_I)[(\sigma_R + i\sigma_I) + i\omega(\varepsilon_R + i\varepsilon_I)] \tag{2.36}$$

它可以分为两部分，一部分相当于非频散磁化率的波数，另一部分则反映了磁化率的频

散．这时的损耗角正切为

$$\tan \delta = \tan (\delta_M - \delta_E) \tag{2.37}$$

其中

$$\tan \delta_E = \frac{\sigma_R - \omega \varepsilon_I}{\sigma_I + \omega \varepsilon_R} \tag{2.38}$$

而磁损耗角正切则定义为

$$\tan \delta_M = \mu_I / \mu_R \tag{2.39}$$

第二节　矿物的物理性质

要讨论岩石的电学性质，应先讨论组成岩石的各种矿物的电学性质．虽然不可能用勘查地球物理方法测量单个矿物的物理性质，但是，用一些物理性质已知的矿物构成某种"理论上的"岩石并预测它的物理性质，仍不失为一个有意义的课题．

除了绝缘体以外，矿物依其导电性质可分为两类：(1) 金属，(2) 半导体．第一类矿物数量虽少却有很高的经济价值；常见的造岩矿物属第二类，构成了第一类矿物的围岩．对于金属和半导体而言，电导率起着举足轻重的作用，而介电常数不易测量也不重要．与此相反，绝缘的造岩矿物的电导率一般很小，对岩石的波数没有明显的贡献，而介电常数却成了最易于测定的参数．

一、金属和半导体的电导率

涉及金属物理和半导体物理方面的文献俯拾即是（Kittel，1953；Jones，1956；Mott and Jones 1958；Shuey，1975）．在没有或只有极弱激发能量的情况下，金属材料中就存在可参与导电的电子，并且每个原子都有整数个电子参与导电，因此电导率非常高．在外电场作用下核子振动和电子自由运动的互相干扰，是限制导电能力的唯一因素．温度越高原子核的振动越强烈，所以金属的电阻温度系数是正的，亦即电导率随温度的升高而减小．在极低的温度下，有些（或许是所有的）金属将变成超导体．金属的物理特性是人们熟知的，但在地球表层中极少有天然金属存在．虽然，有些金属元素（诸如铜、铁、金、铂以及少数其它金属）确有以天然状态存在的情形，但远不如以化合物状态存在来得重要．表 2.1 列出了一些金属的电阻率值．

多种金属熔合的合金也可能具有纯金属那样的高电导率．有些金属与砷、碲和硒的熔合物类似合金，也具有金属的高电导率特性（见表 2.2）．

更加重要的一类工业矿物，常以硫化物或氧化物的形式存在，其性质属半导体．它们的电导率可能比较高，但通常比金属的低．在这类介质中，传导电流是由受激进入导带的电子的迁移引起的．激发的能量来自热扰动．因此，半导体材料的电导率一般随温度的升高而增加．

我们现在向读者推荐两篇文章（Harvey，1928；Parasnis，1956）和两本专著（Parkhomenko，1967；Shuey，1975），以资了解金属和半导体矿物的物理性质．表 2.2

列出了一些半导体矿物的电阻率值.

对于有些矿物，不同文献给出的电导率值变化范围很大，而对另一些矿物给出的变化范围则很小（图 2.5）. 这种变化在某种程度上可能是由观测数量的不同引起的；但对于高导电性矿物来说，的确存在一些影响电导率一致性的因素. 在半导体中，杂质的低激活能电子可能对导电性有影响；在这种情况下，介质的电导率受杂质的浓度控制，而杂质浓度的变化可达几个数量级. 微裂隙或晶畴边界可以阻碍传导电流，使观测电阻率值出乎意料的高.

在地球物理频段内，金属和半导体介质的电阻率不大可能随频率变化.

表 2.1 某些金属和金属矿物的电阻率（直流）

精炼金属（0℃）	电阻率（Ω·m）	精炼金属（0℃）	电阻率（Ω·m）
锂	8.5×10^{-8}	镉	10.0×10^{-8}
铍	5.5×10^{-8}	锑	36.0×10^{-8}
钠	4.3×10^{-8}	铯	18.0×10^{-8}
镁	4.0×10^{-8}	钡	59.0×10^{-8}
铝	2.5×10^{-8}	镧	59.0×10^{-8}
钾	6.3×10^{-8}	铈	71.0×10^{-8}
钙	4.2×10^{-8}	镨	62.0×10^{-8}
钛	83.0×10^{-8}	铪	29.0×10^{-8}
铬	15.3×10^{-8}	钽	14.0×10^{-8}
铁	9.0×10^{-8}	钨	5.0×10^{-8}
钴	6.3×10^{-8}	锇	9.1×10^{-8}
镍	6.3×10^{-8}	铱	5.0×10^{-8}
铜	1.6×10^{-8}	铂	9.8×10^{-8}
锌	5.5×10^{-8}	金	2.0×10^{-8}
镓	41.0×10^{-8}	汞	14.0×10^{-8}
砷	35.0×10^{-8}	铅	19.0×10^{-8}
铷	11.6×10^{-8}	铋	100.0×10^{-8}
锶	33.0×10^{-8}	金属矿物	
锆	42.0×10^{-8}	自然铜	$1.2\sim30\times10^{-8}$
钼	4.3×10^{-8}	石墨(碳)	$36—100\times10^{-6}$ (电流平行于解理)
钌	11.7×10^{-8}		
铑	4.5×10^{-8}		$28—9900\times10^{-6}$ (电流垂直于解理)
钯	10.0×10^{-8}		
银	1.5×10^{-8}	辉锑镍矿，NiSbS	$9—120\times10^{-8}$
铟	6.7×10^{-8}	红锑镍矿，NiSb	$3—50\times10^{-8}$
铊	8.5×10^{-8}		

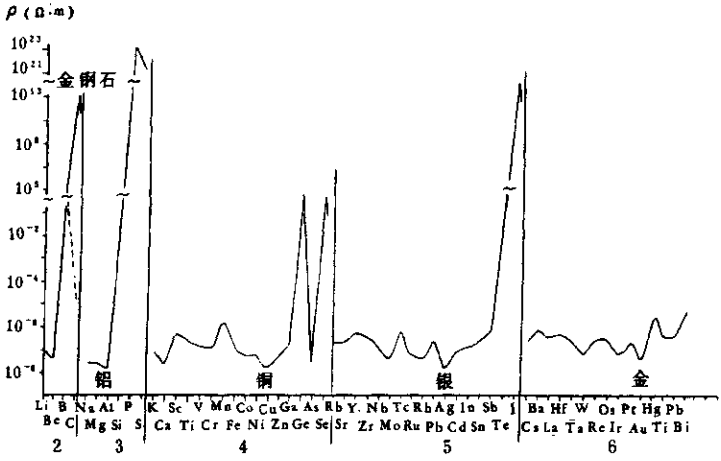


图 2.5 一些单元素介质的电阻率与原子序数的关系

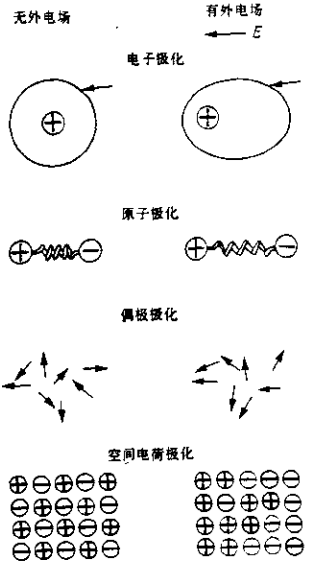


图 2.6 极化机制示意图（引自 Von Hippel, 1954a, b)

二、造岩矿物的介电特性

严格地说，非金属介质都是半导体。然而不少介质的电子激活能量非常高，以致于事实上不能产生传导电流。这样的介质被称做绝缘体。大多数硅酸盐矿物、碳酸盐矿物和其它一些常见矿物属于这一类。

在绝缘介质中，半导体导电机制极弱，电解导电机制起主要作用。晶格的热扰动会使离子离开它们的正常位置，这些离子在外电场存在时就成了传导电流的载体。离子在晶格中间运动，一有机会就会重新复合。关于固体中的电解导电的问题，读者可以参阅利迪亚德（Lidiard, 1957）和史蒂维尔(Stevel, 195）的文章。

介电位移和极化本质上可归结为电子极化、原子极化、分子极化和空间电荷极化(Von Hippel, 1954a、b)。图 2.6 示意了这些极化过程。在外电场作用下，电子离开相对于原子核的中性位置，引起电子极化。由于电子的荷质比非常大，电子群的移动速度

表 2.2　某些半导体矿物的电阻率(直流)

天然矿物		电阻率 (Ω·m)
金刚石(C)		2.7
硫化物		
辉银矿	Ag_2S	$1.5-2\times10^{-3}$
辉铋矿	Bi_2S_3	3—570
斑铜矿	$Fe_2S_3\cdot nCu_2S$	$1.6-6000\times10^{-6}$
辉铜矿	Cu_2S	$80-100\times10^{-6}$
黄铜矿	$Fe_2S_3\cdot Cu_2S$	$150-9000\times10^{-6}$
铜　蓝	CuS	$0.3-83\times10^{-6}$
方铅矿	PbS	$6.8\times10^{-6}-9\times10^{-2}$
褐硫锰矿	MnS_2	10—20
白铁矿	FeS_2	$1-150\times10^{-3}$
黑辰砂	4HgS	$2\times10^{-6}-1\times10^{-3}$
针镍矿	NiS	$2-4\times10^{-7}$
辉钼矿	MoS_2	0.12—7.5
针黄铁矿	$(Fe,\ Ni)_9S_8$	$1-11\times10^{-6}$
硫黄铁矿	Fe_7S_8	$2-160\times10^{-6}$
黄铁矿	FeS_2	$1.2-600\times10^{-3}$
闪锌矿	ZnS	$2.7\times10^{-6}-1.2\times10^{-4}$
锑—硫化合物		
辉铁锑矿	$FeSb_2S_4$	0.0083—2.0
硫锑铅矿	$Pb_2Sb_6S_{11}$	$2\times10^{-3}-4\times10^{-4}$
圆柱锡矿	$Pb_3Sn_4Sb_2S_{14}$	2.5—60
辉锑锡铅矿	$Pb_5Sn_3Sb_2S_{14}$	1.2—4
硫锑铋矿	$Ni_9(Bi,\ Sb)_2S_8$	$1-83\times10^{-6}$
脆硫锑铅矿	$Pb_4FeSb_6S_{14}$	0.02—0.15
黝铜矿	Cu_3SbS_3	0.3—30
砷—硫化合物		
毒　砂	FeAsS	$20-300\times10^{-6}$
辉砷钴矿	CoAsS	$6.5-130\times10^{-3}$
硫砷铜矿	Cu_3AsS_4	$0.2-40\times10^{-3}$
辉砷镍矿	NiAsS	$1-160\times10^{-6}$
硫砷钴矿	(Co, Fe)AsS	$5-100\times10^{-6}$
锑化物		
锑银矿	Ag_3Sb	$0.12-1.2\times10^{-6}$

续表

天然矿物		电阻率 (Ω·m)
砷化物		
砷锑矿	$SbAs_3$	70—60000
斜方砷铁矿	$FeAs_2$	$2-270\times10^{-6}$
红砷镍矿	NiAs	$0.1-2\times10^{-6}$
方钴矿	$CoAs_3$	$1-400\times10^{-6}$
少砷方钴矿	$CoAs_2$	$1-12\times10^{-6}$
碲化物		
碲铅矿	PbTe	$20-200\times10^{-6}$
碲金矿	$AuTe_2$	$6-12\times10^{-6}$
碲汞矿	HgTe	$4-100\times10^{-6}$
碲银矿	Ag_2Te	$4-100\times10^{-6}$
叶碲金矿	$Pb_6Au(S,Te)_{14}$	$20-80\times10^{-6}$
针碲金银矿	$AgAuTe_4$	$4-20\times10^{-6}$
氧化物		
褐锰矿	Mn_2O_3	0.16—1.0
锡　石	SnO_2	4.5×10^{-4}—10000
赤铜矿	Cu_2O	10—50
锰钡矿	$(Ba,Na,K)Mn_8O_{16}$	$2-100\times10^{-3}$
钛铁矿	$FeTiO_3$	0.001—4
磁铁矿	Fe_3O_4	52×10^{-6}
水锰矿	$MnO\cdot OH$	0.018—0.5
黑铜矿	CuO	6000
硬锰矿	$KMnO\cdot MnO_2\cdot nH_2O$	0.04—6000
软锰矿	MnO_2	0.007—30
金红石	TiO_2	29—910
晶质铀矿	UO	1.5—200

非常快，因此，在整个地球物理频段内电子极化不随频率的变化而改变。在光学频段，电子对介电常数的贡献很容易估计，因为它可以根据易于测量的折射率 n 推算出来，即

$$K_e = n^2 \tag{2.40}$$

式中 K_e 为相对介电常数——介质介电常数与自由空间介电常数之比，也就是

$$K_e = \varepsilon/\varepsilon_0 \tag{2.41}$$

表 2.3 列出了一些矿物在光学频段和较低频段上的相对介电常数值。

表 2.3 一些矿物、岩石和土壤的高频相对介电常数

岩石或矿物	采样地点及样品取向	相对介电常数	
		射频	光学频率
磷酸盐矿物			
磷灰石 $Ca_5(F,Cl)(PO_4)_3$		7.40—10.47	
	日本 足尾		
	垂直于光轴	7.60	2.69
	平行于光轴	10.0	2.71
	日本 神冈		
	垂直于光轴	7.43	
	平行于光轴	6.07	
蓝铁矿 $Fe_3(PO_4)_2 \cdot 8H_2O$		6.07	2.49—2.67
硫酸盐矿物			
铅矾 $PbSO_4$		74.0—500	3.52—3.59
硬石膏 $CaSO_4$		5.70—6.30	
	平行于 a 轴	—	2.48
	平行于 b 轴	—	2.49
	平行于 c 轴	—	2.61
重晶石 $BaSO_4$		6.99—12.2	
	平行于 a 轴	7.10	2.68
	平行于 b 轴	8.85—10.0	2.38—2.69
	平行于 c 轴	6.72—7.60	2.40—2.71
	英国 特林廷顿(9 个样品)		
	平行于 a 轴	7.85± (0.09)	
	平行于 b 轴	12.31± (0.05)	
	平行于 c 轴	7.88± (0.05)	
天青石 $SrSO_4$	西西里		
	平行于 a 轴	7.6	2.62
	平行于 b 轴	—	2.64
	平行于 c 轴	8.62	2.66
石膏 $CaSO_4 \cdot 12H_2O$		5.00—11.5	
	平行于 a 轴	11.2	2.31
	平行于 b 轴	12.0	2.32
	平行于 c 轴	5.40	2.34

续表

岩石或矿物	采样地点及样品取向	相对介电常数	
		射频	光学频率
硅酸盐矿物			
方沸石 $NaAlSi_2O_4 \cdot H_2O$	蒂罗尔(奥)	5.88	2.21
普通辉石 $Ca(Mg,Fe,Al)(Al,Si)_2O_6$		6.90—10.27	
	平行于 a 轴	8.60	2.92
	平行于 b 轴	6.90	2.95
	平行于 c 轴	7.10	3.01
绿柱石 $Be_3Al_2Si_6O_{18}$		5.48—7.80	
	垂直于光轴	6.59	2.53
	平行于光轴	6.16	2.56
	乌拉尔山		
	平行于光轴	6.18	
	垂直于光轴	5.67	
黑云母 $K(Mg,Fe)_3AlSi_3O_{10}(OH)_2$		6.19—9.30	
	平行于 a 轴	—	2.50
	平行于 b 轴	—	2.68
	平行于 c 轴	—	2.68
硫化物矿物			
方铅矿 PbS		17.9	
闪锌矿 ZnS	日本 秩文	7.9	5.61—6.10
	日本 中立	12.1	
	美国密苏里州 乔普林	69.9—7.90	
	德国 哈茨	69.7—7.88	
氧化物矿物			
刚玉 Al_2O_3		11.0—13.2	
	平行于光轴	—	3.10
	垂直于光轴	—	3.14
锡石 SnO_2		23.4—24.0	
	平行于光轴	—	3.98
	垂直于光轴	—	4.36

续表

岩石或矿物	采样地点及样品取向	相对介电常数	
		射频	光学频率
硬水铝石 AlO(OH)	日本 三石		
	平行于 a 轴	7.70	2.90
	平行于 b 轴	8.38	2.96
	平行于 c 轴	7.27	3.05
赤铁矿 Fe_2O_3		25.0	
	平行于光轴	—	8.65
	垂直于光轴	—	10.33
金红石 TiO_2		31.0—170	
	平行于光轴	—	6.82
	垂直于光轴	—	8.42
锐钛矿 TiO_2		425	
卤化物矿物			
岩 盐 NaCl		5.70—6.20	2.39
氟 石 CaF_2		6.79	2.06
	日本 骏浜	6.26	
	德国 萨克森	6.61	
	日本 奥野	6.27	
	瑞士	6.25	
	英国 达勒姆	6.30	
	德国 萨克森 弗赖堡	6.60	
钾 盐 KCl		4.39—6.20	2.20
碳酸盐矿物			
文 石 $CaCO_3$	波希米亚		
	平行于 a 轴	6.46	2.34
	平行于 b 轴	9.72	2.82
	平行于 c 轴	7.55	2.84
方解石 $CaCO_3$		7.80—8.50	
	垂直于光轴	—	2.21
	平行于光轴	—	2.75

续表

岩石或矿物	采样地点及样品取向	相对介电常数	
		射频	光学频率
白云石 $CaMg(CO_3)_2$		6.80—8.00	
	垂直于光轴	7.53	2.28
	平行于光轴	6.11	2.85
绿帘石(14个样品平均) $Ca_2(Al,Fe)_3(SiO_4)_3OH$	蒂罗尔(奥)		
	平行于a轴	7.60±0.13	3.01
	平行于b轴	9.99±0.14	3.11
	平行于c轴	15.36±0.04	3.17
白榴石 $KAlSi_2O_6$	意大利	7.13	
	垂直于光轴	—	2.27
	平行于光轴	—	2.27
白云母 $KAl_2Si_3O_{10}(OH)_2$		6.19—8.00	
	平行于a轴	—	2.46
	平行于b轴	—	2.55
	平行于c轴	—	2.60
蛋白石 $SiO_2 \cdot nH_2O$	日本 菩提	7.15	2.10
	日本 宝坂	7.43	
蛋白石变种 玻璃蛋白石	日本 立山	4.21	
正长石变种 冰长石 $KAlSi_3O_8$	平行于a轴	5.55	2.30
	平行于b轴	5.80	2.33
	平行于c轴	4.50	2.34
金云母 $KMg_2Al_2Si_3O_{10}(OH)_2$		5.90—6.50	
	平行于a轴	—	2.44
	平行于b轴	—	2.58
	平行于c轴	—	2.58
斜长石 变种			
钠长石 $Ab_{97}An_3$	日本	5.58	2.33
钠长石 $Ab_{99}An_1$	瑞士	5.45	2.34

续表

岩石或矿物	采样地点及样品取向	相对介电常数	
		射频	光学频率
钠长石 $Ab_{95}An_5$	希罗尔(澳)	5.57	2.36
钠长石 $Ab_{96}An_4$	瑞士	5.52	2.36
钠长石 $Ab_{98}An_2$	意大利	5.55	2.34
钠长石 $Ab_{94}An_6$	挪威	5.63	2.36
钠长石 $Ab_{99}An_1$	乌拉尔山	5.55	2.33
钠长石 $Ab_{98}An_2$	巴伐利亚	5.39	2.34
更长石 $Ab_{76}An_{24}$	北卡罗来纳	6.03	2.39
更长石 $Ab_{77}An_{23}$	挪威	6.06	2.39
中长石 $Ab_{65}An_{35}$	挪威	6.20	2.41
中长石 $Ab_{61}An_{39}$	朝鲜	6.47	2.41
中长石 $Ab_{52}An_{48}$	日本 中盐田	6.30	2.43
拉长石 $Ab_{43}An_{57}$	意大利 拉布拉多	6.61	2.45
拉长石 $Ab_{45}An_{55}$	北美	6.51	2.45
钙长石 Ab_4An_{96}	日本 小樽	7.24	2.51
钙长石 Ab_2An_{98}	日本 津岛	7.14	2.51
钙长石 Ab_7An_{93}	日本 北海道	7.05	2.49
钙长石 Ab_4An_{96}	日本 三宅岛	7.15	2.49
石英 SiO_2		4.19—5.00	
	垂直于光轴	4.96	2.36
	平行于光轴	5.05	2.41
	日本 苗木		
	垂直于光轴	4.11	
	平行于光轴	4.27	
	日本 金峰山		
	垂直于光轴	4.13	
	平行于光轴	4.27	
石英，双锥式	马里兰州 坎伯兰		
	垂直于光轴	4.09	
	平行于光轴	4.27	
绢云母		19.55—25.35	

续表

岩石或矿物	采样地点及样品取向	相对介电常数	
		射频	光学频率
硅线石 Al_2SiO_5		4.80	
	平行于 a 轴	—	2.78
	平行于 b 轴	—	2.79
	平行于 c 轴	—	2.84
黄玉 $Al_2SiO_4(F,OH)_2$		6.30—7.60	
	平行于 a 轴	6.65	2.66
	平行于 b 轴	6.70	2.66
	平行于 c 轴	6.30	2.68
	日本 苗木		
	平行于 a 轴	6.31	
	平行于 b 轴	6.43	
	平行于 c 轴	6.27	
电气石		5.60—7.10	
	斯里兰卡		
	垂直于光轴	6.75	2.76
	平行于光轴	5.52	2.89
	马里兰州 坎伯兰		
	垂直于光轴	6.76	
	平行于光轴	5.45	
锆石 $ZrSiO_4$		8.59—12.0	~3.84

在频率较低时（包括勘查地球物理常用的全部频段），原子极化具有不可忽视的影响．由于原子核的荷质比非常小，所以原子极化对外电场的响应速度比电子极化的慢．尽管如此，重原子的原子极化响应时间仍小于 1μs，接近光学频段时轻原子的原子极化时间也小于 1μs．由于晶格间键力的阻碍作用，原子的位移是有限度的，所以原子极化对介电常数的影响不如电子极化那样明显．在射频及其以下频段，原子极化和电子极化同时存在．表 2.3 给出了此频段内某些矿物的介电常数值．

如图 2.7 所示，相对介电常数和密度之间存在可资利用的相关性．

如果介质中含有极性分子，或者含有因

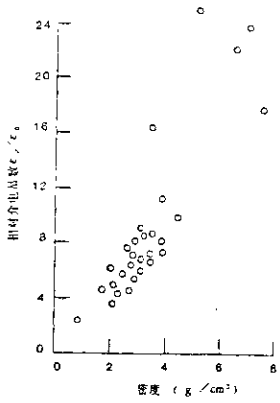


图 2.7 一些矿物的相对介电常数与密度的相关性（引自 Parkhomenko，1967）

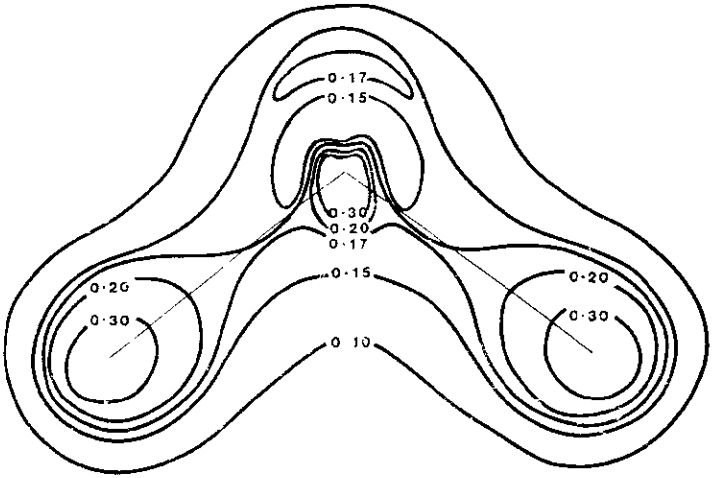


图 2.8　在水分子的分子键平面上价电子密度的等值线图

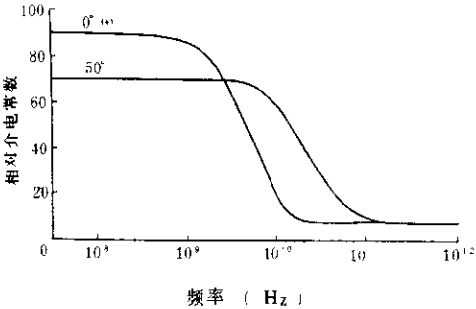


图 2.9　在发生频散的频段上水的相对介电常数随频率的变化

结构不对称而具有永久偶极矩的分子，可能发生分子极化．水和碳氢化合物是岩石中具有偶极分子的物质．图 2.8 示出了作为岩石常见组分的水的分子结构．两个氢原子所带的平均正电荷的中心位置偏离了位于氧原子核处的平均负电荷中心．当存在外加电场时，原子发生旋转以使其自身与外加电场的方向一致．在旋转过程中有明显的位移电流产生．旋转一旦结束，极化随之出现．旋转的速度主要取决于束缚水分子的力的大小．在液态水中原子旋转的阻力极小，故而高频时仍会发生分子极化．图 2.9 示出了高射频段上水的相对介电常数随频率变化的曲线．冰也是一种常见的矿物，在冰中发生分子极化的速度要慢得多．图 2.10 示出了冰的介电常数和电导率随频率变化的情形．

有人认为，天然气的水化物（一种笼形化合物）能以固态形式赋存于多种岩石中，特别是赋存于永久冻土和深海沉积物中（Makogon，1981）．这类地质介质低频时的相对介电常数可能比较高．令人遗憾的是，目前还没见到关于固态天然气水化物电学性质的权威性研究报道．

若介质中含有在外电场作用下可迁移的载流子，则会发生体极化．如果这种介质是均

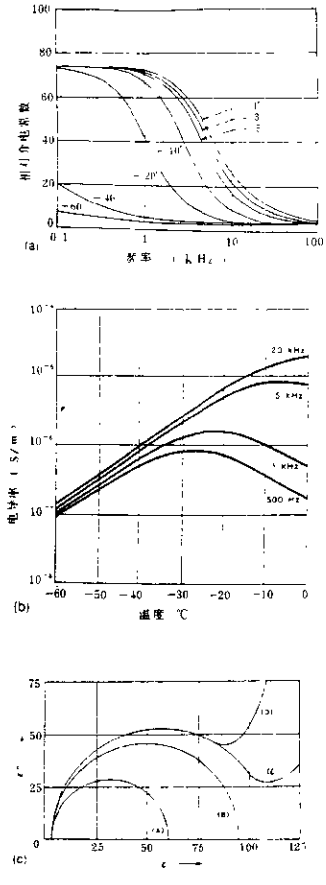


图2.10 a.冰的相对介电常数随温度和频率变化的曲线（引自Eisenberg and Kauzman，1969）b.纯冰的电导率随温度和频率变化的曲线（引自(Eisenberg and Kauzman，1969）c.冰的科尔一科尔曲线．(A）样品中有一断裂面；(B）完整样品；(C）和（D）具有一定电导率的样品．温度为−10.8℃（引自 Hasted，1961）

匀的，这些载流子的迁移将产生传导电流．假若象大多数实际介质那样，由于晶格中的缺陷或者晶体性质的变化而使载流子的迁移率各处不同，那么在迁移率发生变化的地方将出现离子的集聚或损耗，这就是产生体极化的原因．由于固体结构中的离子迁移率一般很低，加之相对于原子的尺寸来说迁移率壁垒之间的距离很远，所以体极化非常慢．因此，即使频率低于 1Hz，体极化仍然随频率的降低而增强．

在此种类型的极化和电传导机制中，热激励起着非常重要的作用，因此，空间电荷效应与温度的关系成了引人注目的课题．图 2.11 和 2.12 给出了几种矿物的电导率—温度关系曲线．曲线的纵坐标为电导率的对数，横坐标为温度的倒数，这样选取坐标的好处是，电导率—温度曲线往往变成了由多段直线组成的折线，因而可用简单的代数表达式近似地表示，

$$\sigma = A_1 e^{-m_1/T} + A_2 e^{-m_2/T} \qquad (2.42)$$

式中 m_i 为直线段的斜率，A_i 是相应直线在 $1/T=0$ 轴线上的截距．指数代表载流子的结合能，即

$$U_i = Km_i \qquad (2.43)$$

对于从晶格上激发单个离子的情形，U_i 是离子的结合能，K 是开尔文常数，T 是绝对温度．表 2.4 列出了一些岩石①的 U_i 值．

①原文称为"固体电解质"（Solid electrolytes），以突出其在固态下电离的性质——译者．

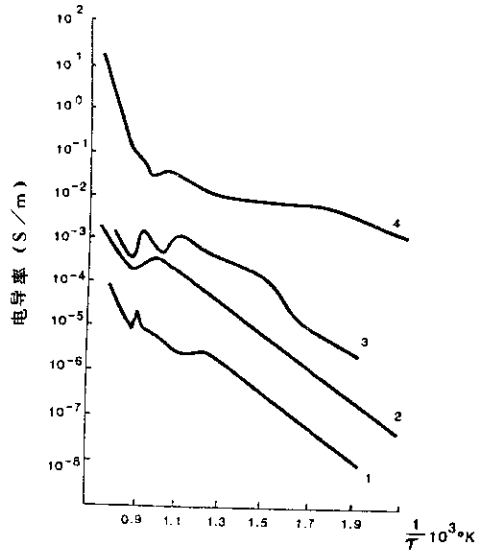


图 2.11　角闪石类矿物的电导率随温度变化的曲线

1.透闪石；2.阳起石；3.普通角闪石；4.钠闪石

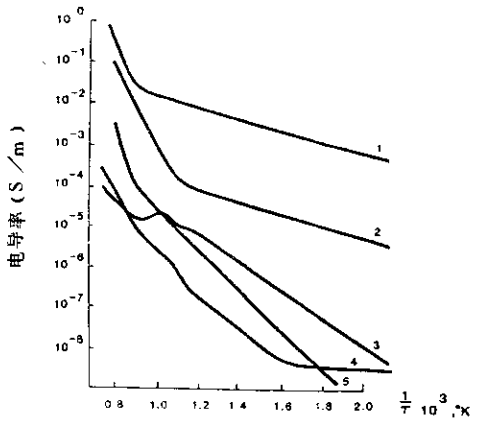


图 2.12　辉石类矿物的电导率随温度变化的曲线

1.翡石；2.硬玉（翡翠）；3.锂辉石；4.透辉石；5.顽辉石

表 2.4 一些岩石的 A_1、A_2、U_1 和 U_2 参数值（参见式 2.42 和 2.43）

岩 石	A_1	A_2	U_1	U_2
花岗岩	5×10^{-4}S/cm	10^{5}S/cm	0.62 eV	2.5 eV
辉长岩	7×10^{-3}	10^{5}	0.70	2.2
玄武岩	7×10^{-3}	10^{5}	0.57	2.0
橄榄岩	4×10^{-2}	10^{5}	0.81	2.3
安山岩	6×10^{-3}		0.70	1.6

三、矿物的磁性

通常我们不把磁导率做为矿物的电性参数来考虑。但是，如前所示，在波数表达式中包含有磁导率，而波数是研究电磁波性质的基本参数。

顺磁性和反磁性矿物占矿物的大多数。在存在外加磁场时，顺磁性矿物中电子自旋磁矩的取向与外磁场的方向一致，反磁性矿物中电子自旋磁矩的取向与外磁场的方向相反，这种外加磁场可以是静态磁场，但是，对研究电磁法来说，我们更为关心的是时变电磁场中的磁场分量。如同电子极化反应一样，自旋电子在外磁场中的取向反应速度非常快，不过，这种电子轨道取向反应对磁场只有很弱的影响。顺磁性和反磁性矿物的常见的磁导率值与自由空间的磁导率值相差几十或几百 ppm（见表 2.5）。

还有少数具有铁磁性的矿物，在存在外磁场时，这类矿物中的磁畴（铁磁质中自发磁化达到饱和状态的小区域——译者）将沿外磁场方向整齐排列，从而产生因强烈磁极化引起的很强的附加磁场。磁铁矿和钛磁铁矿属铁磁性矿物。表 2.6 给出了磁铁矿和其它一些磁性矿物的磁导率值。

磁铁矿常以副矿物形式存在于多种岩石之中，在大多数情况下，岩石的磁导率取决于磁铁矿的含量。图 2.13 示出了磁铁矿含量与磁导率的关系。

铁磁性介质中磁畴的取向反应相对说来较慢，所以铁磁性介质的磁导率存在频散性。尽管我们对磁导率与频率之间的依从关系所知甚少，但是磁导率—频率依从关系会影响电磁场的性质这一点却是显然的。有人指出（Lee，1984a，b），对于重叠回线电磁系统，发射回线附近磁化强度的衰减会引起明显的瞬态响应。

四、矿物的压电特性

帕克霍门科曾对岩石和矿物的压电特性做过详尽的讨论（Parkhomenko，1971）。表 2.7 给出了一些岩石和矿物的压电系数。

表 2.5 某些矿物和物质的磁化率（除注明者外，均为室温值）

物质	成分	条件	密度 (g/cm^3) a	κ	
				$10^{-6}cgs/cm^3$ b	$10^{-6}cgs/g$
矿物					
赤铁矿	αFe_2O_3	760℃	5.26	18862	3586
方铁矿	FeO	20℃	5.75	41400	7200
硫铁矿	FeS	20℃	4.83	5187	1074
菱铁矿	$FeCO_3$	20℃	3.96	44750	11300
刚玉	Al_2O_3		4.02	−149	−37
锡石	SnO_2		6.99	−287	−41
金红石	TiO_2		4.25	25	5.9
石英	SiO_2		2.65	−78	−29.6
方解石	$CaCO_3$		2.71	−103	−38
菱镁矿	$MgCO_3$		3～3.4	～−100	−32
硬石膏	$MgSO_4$	21℃	2.96	−148	−50
方铅矿	PbS		7.58	−637	−84
针镍矿	NiS	20℃	5.5	1045	190
岩盐	NaCl		2.16	−65	−30
金属，其它					
金	Au	23℃	19.3	−540	−28
铜	Cu	23℃	8.95	−49	−5.5
锡	Sn	灰色,7℃	5.75	−213	−37
钠	Na		0.97	15.5	16
钆	Gd	27℃	7.90	5965000	755000
金刚石	C		3.51	−21 −1.8	−5.8
石墨	C		2.1～2.2	−13 −6～−16	−6
水	H_2O	液体，100℃			−13.1
		液体，0℃	1.0	−12.9	−12.9
		固体(冰)，0℃	0.92	−11.7	−12.7
氧	O_2	气体，20℃			3449

表 2.6 一些岩石的磁化率（根据磁铁矿和钛铁矿含量计算）

岩石	磁铁矿含量和磁化率（cgs 单位）							
	极小值		极大值		平均值		钛铁矿，平均值	
	%	$\kappa\times10^4$	%	$\kappa\times10^4$	%	$\kappa\times10^4$	%	$\kappa\times10^4$
石英斑岩	0.0	0	1.4	4200	0.82	2500	0.3	410
流纹岩	0.2	600	1.9	5700	1.00	3000	0.45	610
花岗岩	0.2	600	1.9	5700	0.90	2700	0.7	1000
粗面正长岩	0.0	0	4.6	14000	2.04	6100	0.7	1000
喷发霞石岩	0.0	0	4.9	15000	1.51	4530	1.24	1700
深成霞石岩	0.0	0	6.6	20000	2.71	8100	0.85	1100
辉石岩	0.9	3000	8.4	25000	3.51	10500	0.40	5400
辉长岩	0.9	3000	3.9	12000	2.40	7200	1.76	2400
二长安粗岩	1.4	4200	5.6	17000	3.58	10700	1.60	2200
石榴石岩	0.0	0	7.4	22000	3.27	9800	1.94	2600
英安石英闪长岩	1.6	4800	8.0	24000	3.48	10400	1.94	2600
安山岩	2.6	7800	5.8	17000	4.50	13500	1.16	1600
闪长岩	1.2	3600	7.4	22000	3.45	10400	2.44	4200
橄榄岩	1.6	4800	7.2	22000	4.60	13800	1.31	1800
玄武岩	2.3	6900	8.6	26000	4.76	14300	1.91	2600
辉绿岩	2.3	6900	6.3	19000	4.35	13100	2.70	3600

表 2.7 某些含霞石岩石的压电系数

岩石	矿物成分（%）			压电系数 $d'_H\cdot10^{-10}$(cgs 单位)		
	霞石	霓石	其它	d'_{11}	d'_{22}	d'_{33}
磷霞石（粗粒）	80	20	—	30.0	15.0	10.0
磷霞石	80	10	10	3.2	1.3	0.9
雄黄	45	40	15	0.5	0.4	0.27
Luyavrite	40	15	45	10.0	9.5	5.0
Reischorrite	—	—	—	1.4	0.6	—
霞石—磷灰石	—	—	—	0.8	0.7	0.7
粒霞正长石	—	—	—	0.3	0.2	—
	—	—	—	0.8	—	—
	—	—	—	0.4	0.4	0.32

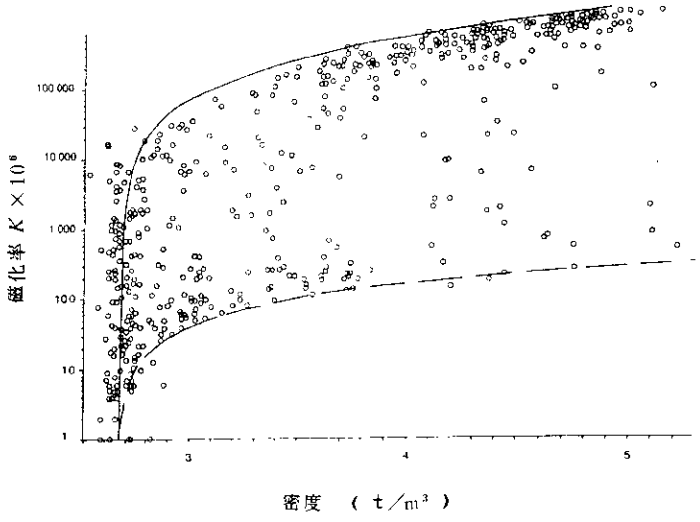


图 2.13 磁化率与磁铁矿含量的关系(引自 Hansen, 1966)

第三节 岩石的物理性质

岩石是一种或多种矿物颗粒的集合体．岩石的物理性质可能是其组分矿物物理性质的某种简单的组合．但是，实际上常常并非如此．根据矿物的性质预测岩石的性质之所以困难，是由于所有的岩石事实上都含有一种非矿物物质——水．水对电导率和介电常数的影响很强．因此，即使存在极少量的水，也会对电导率和介电常数特征产生决定性的影响．有些文献对岩石的电学性质做了广泛的讨论（Olhoeft, 1980; Collet and Katsube, 1972)．

水作为一种物质，其物理性质在文献中多有记叙（Hasted, 1961; Eisenberg and Kauzman, 1969)．非矿化水相对地说是非良导体，但具有较高的相对介电常数．图 2.14 示出了实验室条件下去离子水的相对介电常数随温度的变化．频率较高时，水的介电常数和电导率都存在频散现象．也就是说，它们都随频率的变化而改变．由于水分子中电子密度的非对称分布，水的分子极化非常明显．水分子存在永久偶极矩．当有外电场时，水分子将发生旋转以使其偶极矩顺向外电场．在旋转过程中有位移电流产生，并相伴有电荷的介电位移．由于水的介电常数和电导率的频散现象都是分子极化这同一种作用引起的，因此在其波数的实部和虚部之间存在着一种特定的关系．图 2.15 是纯水的科尔一科尔曲线，亦即波数的实部和虚部之间的关系曲线．

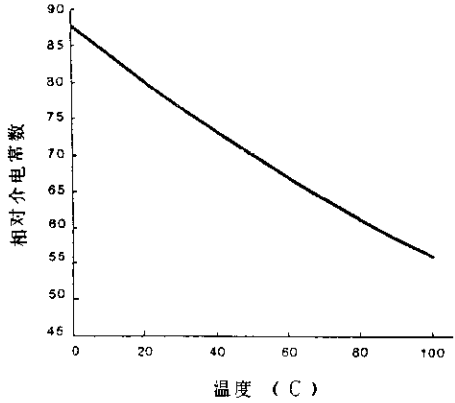


图 2.14 液态水的静态相对介电常数与温度的关系（引自 Eisenberg and Kauzman，1969）

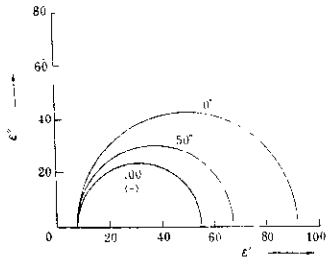


图 2.15 在几种不同的温度条件下液态纯水的科尔—科尔曲线

水是一种溶剂，常以电解液的形态存在。因含有数量可观的离子，故其电导率一般偏高。充填于岩石孔隙空间的水，即所谓的地下水，通常是一种溶有多种盐类的电解液，故地下水的离子成分反映了它的来源和演变过程。地下水大致可分为四种类型。最常见的一种是原生水，或称封存水。它是在沉积岩形成过程中残留下来的。这类地下水的含盐度与沉积盆地的化学环境有关，通常富含氯化钠。另一种常见的地下水是重碳酸盐水，它与大陆侵蚀作用有关，碳酸盐类和钙的含量很高，但浓度一般比封存水的低。还有一种酸性地下水，酸性地下水一般多见于金属矿区，因为这里的硫化矿物和氧化矿物在风化过程中为酸化提供了物质来源。

电解溶液的电导率取决于溶液中离子的数量和离子的迁移率。所谓迁移率，是指在单位恒定外电场驱动下离子的运动速度。表 2.8 列出了地下水中常见离子的迁移率值。迁移率的大小取决离子运动时的粘滞摩擦，而粘滞摩擦与压力有关，并且在某种程度上也与温度有关。在岩石的孔隙结构中，由于矿物表面对水和离子的吸附作用，压力可能很高。这时的离子迁移率明显地小于自由溶液中的离子迁移率。表 2.8 中的迁移率值是在常规的温度和压力条件下测得的，对于岩石来说，应考虑到体环境下的迁移率。

表 2.8 中离子迁移率值的一个重要特点是，大多数离子的迁移率近乎相同。但氢氧离子和氢离子的情况是例外。它们的迁移率要比盐离子的迁移率几乎大一个数量级。对中性地下水而言，无需分别考虑每一种盐的情况，只要考察被溶解固体的总量并以平均迁移率表征其特性即可。图 2.16 示出了几种盐水溶液的电导率随浓度变化的曲线。图 2.17 则以

氯化钠水溶液为例，说明了温度对电解液电导率的影响（温度升高离子迁移率也随之增大）。

表 2.8 低浓度时的离子迁移率*（25℃）

离 子	迁移率
H^+	36.2×10^{-8}
OH^-	20.5×10^{-8}
$SO_4^=$	8.3×10^{-8}
Na^+	5.2×10^{-8}
Cl^-	7.9×10^{-8}
K^+	7.6×10^{-8}
NO_3^-	7.4×10^{-8}
Li^+	4.0×10^{-8}
HCO_3^-	4.6×10^{-8}

* 单位 $=\frac{m/s}{V/m}$

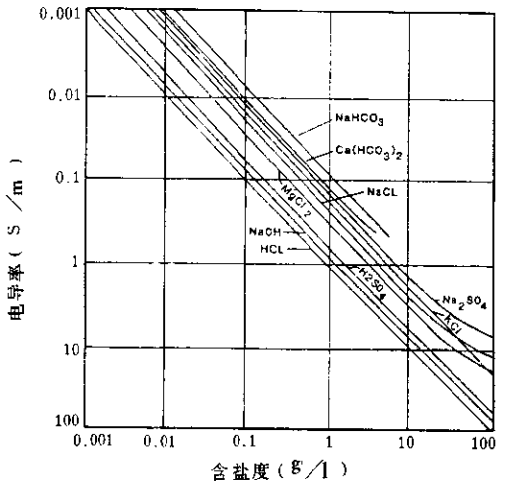


图 2.16 几种盐溶液的电导率随浓度的变化（20℃）

这里需要提及，只根据被溶解固体的总量，将难以解释为什么在氧化矿体周围那些含有高酸度地下水的岩石会有那么高的电导率。

当水包含在岩石中时，由于水和岩石间的相互作用，要在这种情况下了解它的含盐度是很困难的。假如存在粘土矿物，借助离子交换作用，粘土矿物会释放出大量的离子(Waxman and Smits，1968)。表 2.9 列出了一些粘土矿物的典型离子交换容量值。正是这种离子交换作用产生的离子，使岩石孔隙中的水具有一个起码的电导率。因此，即便岩石中只含有很纯的水，它也会显示出不低的导电性。图 2.18 说明了这种现象。

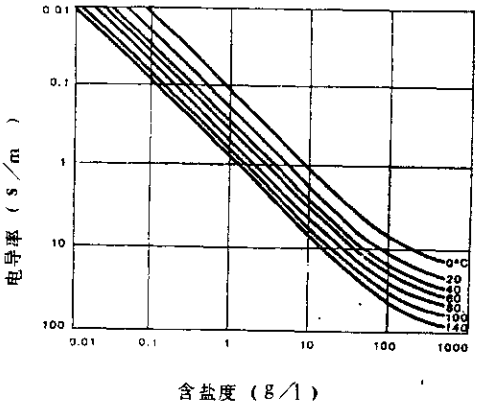


图 2.17　氯化钠溶液的电导率随温度和浓度的变化

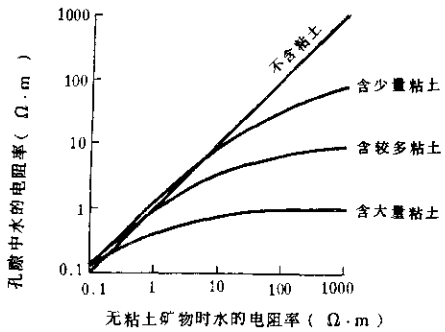


图 2.18　因存在粘土矿物导致岩石孔隙水的含盐度增加，从而提高了孔隙水的视电导率（引自 Keller，1967）

表 2.9 一些常见粘土矿物的离子交换容量

粘土矿物	离子交换容量
高岭石	3—5 毫克当量／100 克
埃洛石 · $2H_2O$	3—10
埃洛石 · $4H_2O$	40—50
蒙脱石	80—150
伊利石	10—40
蛭　石	100—150
绿泥石	10—40
绿坡缕石	20—30

在大多数岩石中，水是唯一具有较高电导率的组分．人们有时把含粘土岩石中的粘土视做导电矿物．其实只有当粘土潮湿时才具有较好的导电性能（Waxman and Smits，1968）．在这种情况下，岩石的电导率取决于水组分的电导率．当然，充水孔隙结构的形状对电导率的影响也不能忽视．从一般几何学的观点看，孔隙结构的形状是非常复杂的．对孔隙结构做几何地和统计地描述的尝试尚未取得令人满意的结果（Madden，1976; Kwon and Pickett，1975; Jackson 等，1978）．

在所有描述含水岩石电导率的表达式中，阿尔奇提出的公式最令人满意（Archie，1942），即

$$\sigma = a\sigma_w W^m \tag{2.44}$$

式中 σ 是岩石的宏观电导率，σ_w 是孔隙中水溶液的电导率（考虑了孔隙压力和离子交换作用的影响），W 是水占岩石体积的百分比（假定孔隙空间完全被水充填）；a 和 m 是两个视待测岩石具体情况而定的参数，以使上式能更准确地描述待测岩石的电导率．

在有些岩石中，孔隙空间可能部分地充有气体（比如空气）．在这种情况下，上式可写为

$$\sigma = a\sigma_w S^n \varphi^m \tag{2.45}$$

式中 S 是充水的孔隙空间占岩石体积的百分比，φ 是充气的孔隙空间占岩石体积的百分比．

尽管孔隙结构的形态十分复杂，其几何形状也难以描述，但至少我们可以把孔隙的几何形态归纳为三种类型：(1) 沉积岩中的粒间孔隙；(2) 常见于结晶岩中的断裂、节理和微裂隙；(3) 常见于喷出火山岩中的晶洞和其它联通性较差的大孔隙结构．在孔隙度和水含量一定的情况下，上述三种类型的孔隙结构中，断裂孔隙对岩石导电性的贡献最大，因为它的孔隙结构比较简单；与此相反，由于晶洞孔隙的结构复杂，所以它对岩石导电性的贡献最小．

迄今为止，大多数物性测量工作都是针对沉积岩进行的．这是因为人们对储油岩层的电学性质有浓厚的兴趣．与此同时，也有人对火成岩和结晶岩的电导率与孔隙度的关系开

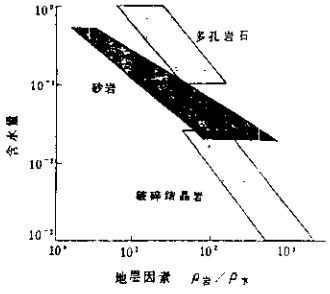


图 2.19 不同孔隙结构岩石的地层因数（岩石电阻率与充填水电阻率之比）和充填水量之间的关系

展了少量的研究工作．这些测量结果都可以用阿尔奇经验公式较好地描述．图 2.19 对上述三类孔隙结构的阿尔奇公式做了图示说明；表 2.10 列出了几种不同岩石的阿尔奇公式待定系数值．

在地热勘察中，探讨熔融矿物对岩石电导率的影响是一个有意义的课题．作为该课题的出发点，阿尔奇经验公式也被用于描述部分熔融岩石的电导率与熔融比例的关系．地球物理学家为研究熔融或部分熔融岩石的物理性质已经做了大量的工作（Shankland 等，1981; Shankland and Waff, 1977; Tyburczy and Waff, 1983, 1985; Waff, 1974, 1976; Waff and Bulau, 1979; Waff and Weill, 1979; Bulau 等，1979）．

表 2.10 不同岩性的阿尔奇经验公式待定系数值

岩 性 描 述	a	m
弱胶结碎屑岩类．如砂、砂岩、以及某些灰岩．孔隙度在 25—45%之间．多属第三系	0.88	1.37
中等胶结的沉积岩类．如砂岩和灰岩等．孔隙度在 18—35%之间．多属中生界	0.62	1.72
强胶结沉积岩类．孔隙度在 5—25%之间．多属古生界	0.62	1.95
多孔隙火山岩．如凝灰岩、渣状熔岩和绳状熔岩．孔隙度在 20—80%之间	3.5	1.44
孔隙度小于 4%的岩石．如致密火成岩和沉积变质岩等	1.4	1.58

一、含良导矿物岩石的电导率特征

我们已经对含电解质导体的岩石的电导率特征有了相当的了解．相比之下，我们对含良导矿物的岩石的电导率特征知之甚少．和存在电解溶液的情况相似，导电矿物的空间分布形态据信是预测岩石宏观电导率的重要考虑因素．还很少见有关岩石电阻率与所含矿物性状的关系的报告，虽然人们已经发现，针赤铁矿组分对降低岩石电阻率的作用远大于镜铁矿组分．还有人指出，由于石墨易于沿矿物颗粒的边界形成连续的薄膜，所以，即使含极少量的石墨，岩石的电导率也会大幅度上升．总的说来，通过对那些含金属矿物手标本的测试结果可以看出，具有明显导电性的岩石一般都含有较多的金属矿物．有人曾对矿石或含矿岩石的电导率与金属矿物的含量的关系做过广泛的研究．图 2.20 中的关系图就是根据收集到的三组研究成果而绘制的（Anderson, 1960; Parkhomenko, 1967、1982; Nelson and Van Voorhis, 1983）．

研究岩石的性状与导电矿物组分的关系，亦可采用数学分析的方法．它的应用前提

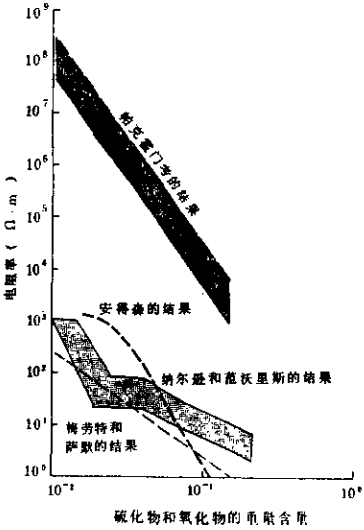


图 2.20 岩石的电阻率与导电矿物含量的关系

帕克霍门考（Parkhomenko）：含黄铁矿的岩石标本，测试温度 200℃；安德森（Anderson）：浸湿的矿化辉长岩样品；纳尔逊和范沃里斯（Nelson and Van Voorhis）：斑岩铜矿野外实地测量；梅劳特和萨默（Maillot and Summer）：斑岩铜矿野外实地测量

是，矿物颗粒的形状简单且易于模拟．该方法在地球物理学的早期发展阶段已有应用．海兰德（Heiland，1946）曾在他的专著中引用麦克斯韦和赫梅尔的模型计算结果：设岩石基质的电导率为 σ_1，其中规则地分布着电导率为 σ_2 的圆球状颗粒，圆球的间隔远大于圆球的半径．这时岩石的宏观电导率由下式给出，

$$\sigma = \frac{3\sigma_2 + 2v_1(\sigma_1 - \sigma_2)}{3\sigma_1 - v_1(\sigma_1 - \sigma_2)}\sigma_1 \qquad (2.46)$$

式中 v_1 是良导矿物的体积含量（占总体积的百分比）．由于上述前提条件的限制，式（2.46）只能在金属矿物含量 v_1 很小的情况下应用．虽然如此，我们还是在很宽的金属矿物含量范围上，就两种不同的矿物一围岩电导率对比度（由于岩石普遍含有电解质，所以设围岩也具有一定的导电性），计算了岩石的宏观电导率．图 2.21 中的曲线就是根据计算结果绘制的．从曲线可以看出，少量孤立的金属矿物对岩石宏观电导率的影响很小．从图 2.20 中实测的电导率一金属矿物含量曲线也能得出类似的结论．

尔后相继提出了一些适用于高良导颗粒含量（这时必须考虑相邻良导颗粒间的相互影响）和不同颗粒形状（如扁球体和椭球体等）的类似表达式．但是，这种改进并没有引出与麦克斯韦的最初公式不同的结果．孤立的良导矿物对岩石的宏观电学性质没有明显的影响．

二．介电常数

测量导电性岩石的介电常数是很困难的．因此，在那些载入文献的岩石介电常数资料中，最可信的当属完全干燥且不含良导矿物和电解质的岩石的介电常数值．在这种情况下，根据组分矿物的性质和含量，运用简单混合法则可以预测岩石的介电常数．冯希普尔认为（von Hippel，1954a、b），一多种矿物的混合体（岩石），若所有组分矿物的电导率都相同（或者全都是绝缘体），其介电常数可用对数混合法则较准确地计算出来，即

$$\log \varepsilon = v_1 \log \varepsilon_1 + v_2 \log \varepsilon_2 \qquad (2.47)$$

式中 v_1 和 v_2 为混合体两种组分的体积含量．组分多于两种时，相应增加（2.47）式中的项数即可．

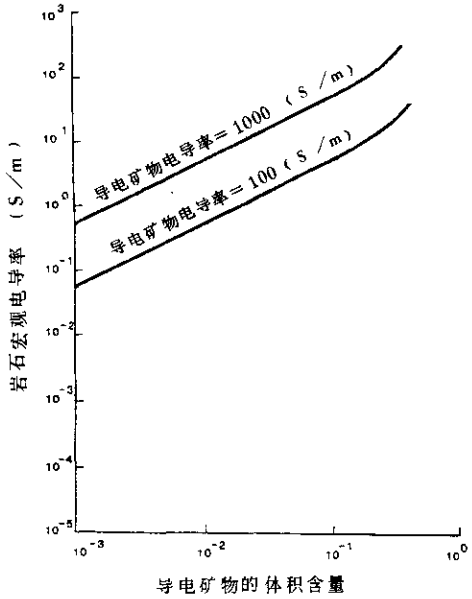


图 2.21　岩石宏观电导率与良导球形颗粒体积含量的关系（理论计算）
球形颗粒均匀地埋置于基质中

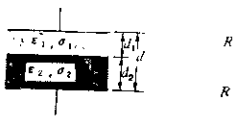


图 2.22　用集总参数电路模拟层状介质

如果存在界面极化，简单混合法则不再适用。当电流通过电导率不同的两种介质分界面时，为保证电流密度的连续性，电压梯度将发生改变并出现界面电荷，遂有界面极化发生。层状材料的情况最简单，它的界面极化效应是可以估算的（Maxwell，1954）。如图 2.22，考虑水平尺寸很大的两层层状材料（图中示出的是两层介质，多层介质可由若干两层结构组成而其结果不变）。如果每一层都是电性薄层，当有一平面电磁场时，它们的作用就如同两个串联的集总参数电路(图 2.22)。根据两个电路的阻抗，可以求出系统总的电容和电导。根据求出的电容，可用下式计算该层状介质的介电常数，

$$\varepsilon = \frac{\tau_1 + \tau_2 - \tau + \omega^2\tau_1\tau_2}{\varepsilon_0(\rho_1 + \rho_2)(1 + \omega^2\tau^2)} \tag{2.48}$$

式中的 τ 是一个组合参数，

$$\tau_1 = \varepsilon_1/\sigma_1, \quad \tau_2 = \varepsilon_2/\sigma_2, \quad r' = d_1/d_2$$

$$\tau = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \tau}{\tau_1 + \tau_2 \tau}$$

其作用与时间常数相同.

由均匀薄层交替重叠组成的层状介质，其频散特征与简谐振荡器的频散特性具有相同的形式. 图 2.23 中的半圆科尔一科尔弧对此做了说明. 这个科尔一科尔弧是针对由良导矿物层与水饱和脉石层交互重叠构成的模型计算的，后者的导电性较差.

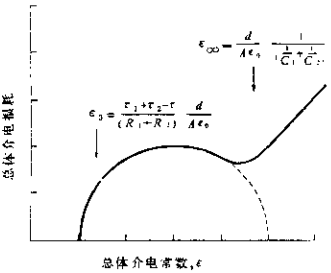


图 2.23 一种层状介质的科尔一科尔弧

适当选取层状介质模型中各层所占的比例及其物性参数，可以得到很高的介电常数. 如果层状介质模型主要由良导矿物组成，模型的总体介电常数要比其中任一组分的大很多倍. 实际岩石中的良导矿物多属次要成分，因此岩石总体的介电常数并不比各组分的介电常数大很多.

当岩石中存在水（哪怕是极少量的水）时，将发生一系列复杂的效应. 其中最强的是两种极化效应：电解极化，以及当电流通过电子导体和离子导体分界面时产生的极化. 激发极化法是一种很重要的勘查地球物理方法，其基础就是这些极化效应. 随着感应法功能的提高，看来也需要考虑这些极化效应对电磁感应的影响（Nabighian，1984）.

在含水岩石中，当离子迁移率沿导水通道变化时可能产生电解极化. 矿物颗粒吸附压的变化将造成孔隙水粘滞度的改变，从面引起离子迁移率的变化. 离子在开阔的孔隙内移动的快，在细密的孔隙内移动的慢. 当一稳定电流沿某一方向流动时，低迁移率区的离子浓度变高，高迁移率区的离子浓度变低. 外场去掉后，离子将从高浓度区向低浓度区扩散，产生瞬态电流. 对瞬态电压积分可求得扩散过程中的放电电荷

$$Q = \sigma \int E(t) dt \tag{2.49}$$

如果充电周期非常长，利用放电电荷 Q 可计算极限直流电容，进而计算岩石的直流介电常数（Keller，1959）

$$\varepsilon_{dc} = \int \frac{E(t)}{\rho F_{ss}} dt \tag{2.50}$$

式中 E_{ss} 是稳态电压.

在含电子导电矿物的岩石中发生的极化与电解极化十分类似. 当电流从孔隙中的电解液流经电子导电矿物颗粒时，为保持电流密度的连续性，必有氧化和还原过程发生. 地球物理勘查中使用的电流密度一般较低，因此氧化和还原的强度很小. 即使如此，在电子导电颗粒两侧的电解液中仍会产生离子堆积，如同电解极化那样形成高离子密度区. 去掉激发场后，高密度区放电，产生瞬态电流和电压. 同样地，如果激发过程长到使极化达到饱和，可根据瞬态放电电荷计算直流介电常数.

图 2.24 示出了几种岩石样品的直流介电常数与直流电阻率的实测关系曲线.

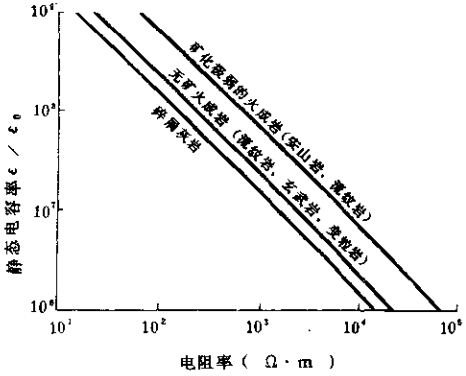


图 2.24　低频（存在激发极化效应）感生电容率与电阻率的实测关系曲线

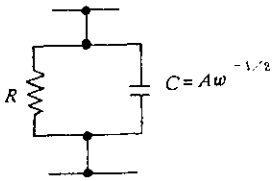


图 2.25　表示瓦尔堡阻抗的集总参数电路

激发极化法的早期研究多在时间域中进行，即多采用阶跃激发（Wait，1959）。用这种方法不仅可以获得低频极限的介电常数和电导率，而且还可得到这些电学参数在中等频段的值。包括法纳姆（Farnham，1974）在内的一批学者首先注意到，若取 $t^{1/2}$ 做时间轴，可使电压一时间曲线线性化，而这正是扩散过程的特征。可用瓦尔堡阻抗来表示极化过程。该阻抗可用一个简单的阻容电路来表示，电路中的电容与频率的平方根成正比（图 2.25）。

凯勒采用的则是瓦格纳在处理麦克斯韦界面极化问题时提出的方法（Wagner，1913）。他分析了大量的实测瞬态放电曲线，并用一组时间常数不同的并联阻容电路来表示它们（Keller，1959）。

结　束　语

用野外方法测定岩体（或矿体）的电导率时，岩体（或矿体）的几何因素会影响测量结果，除非它的体积和三个方向的延展尺寸都足够大。实际上，排除在"除非"之外的情形并不少见。因此，用野外勘查方法测定的参数，常常是物理性质和几何尺寸的某种综合结果。

对于板状（二维）良导靶体来说，根据野外感应法观测所能确定的参数，只是它的电导 S。可惜，文献中未见有典型板状或脉状矿体的电导数值表。这类数据可能散存各处，

应加以收集整理.

三维体可能比板状体更为多见. 对于三维体, 我们只能测定反映几何条件和电学性质影响的综合参数. 考夫曼和凯勒指出 (Kaufman and Keller, 1985), 对于近似于球体的三维体, 可测定的是一个综合反映几何尺寸和电导率、相当于时间常数的参数. 对于一实心球体, 这个时间常数为

$$\tau = \sigma\mu a^2/\pi^2 \tag{2.51}$$

式中 a 是球体的半径, 单位为 m. 等厚度圆盘的时间常数为

$$\tau = \mu Sa/5.51 \tag{2.52}$$

这里 S 是圆盘的电导, a 是圆盘的半径.

金属矿体总是存在于无矿岩体或蚀变岩体之中. 要找出工业矿体, 必须能区分矿体与围岩的响应. 本章讨论了矿产勘查中的感应类方法所涉及的岩矿物性问题. 在结束讨论之前有必要指出, 现有的有关岩体电导率的大量数据多以测井数据库的形式存放着, 井且打在沉积岩中的井孔占其中的绝大多数. 而金属矿更为常见的围岩却是结晶岩和火成岩. 所幸的是, 关于结晶岩和火成岩的测井资料已日渐增多.

参 考 文 献

Anderson, L. A., 1960. Electrical properties of sulfide ores in igneous and metamorphic rocks near East Union, Maine. *in* Short Papers in the Geological Sciences: Paper 400B, 125–128.

Archie, G. E., 1942. The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics: Am. Inst. Min. Metallurg. Petr. Eng. Tech. Paper 1422.

Bertin, J. and Loeb, J., 1976. Experimental and theoretical aspects of induced polarization, 2 vols. Gebrüder Borntträger.

Bottcher, C. J. F., 1952, Theory of electric polarisation: Elsevier Publ. Co., Inc.

Brown, W. F., Jr., 1958, Magnetic materials. *in* Condon, E. U., and Odishaw, H., (Eds), Handbook of Physics: McGraw-Hill Book Co. 126–137.

Bulau, J. P., Waff, H. S., and Tyburczy, J. R., 1979, Mechanical and thermodynamic constraints on fluid inclusion distribution in partial melts: J. Geophys. Res., **84**, 6102–6108.

Bussian, A. E., 1983, Electrical conductance in a porous medium: Geophysics, **48**, 1258–1268.

Cole, K. S., and Cole, R. H., 1941, Dispersion and adsorption in dielectrics: J. Chem. Phys., **9**, 341.

Collett, L. S., and Katsube, T. J., 1973, Electrical parameters of rocks in developing geophysical techniques: Geophysics, **38**, 76–91.

Eisenberg, D., and Kauzman, W., 1969, The structure and properties of water: Oxford Univ. Press, Inc.

Farnham, F., 1947, Analysis of induced polarization measurements: USGS Open File Report.

Frolich, H., 1949, Theory of dielectrics: Oxford Univ. Press, Inc.

Hansen, D. A., 1966, Introduction to the search for iron ores, *in* Mining Geophysics, Vol. I, Soc Explor. Geophys., 359–365.

Hartshorn, L. 1927, A critical resume of recent work on dielectrics: J. Inst. Elec. Engr. (London), **64**, 1152–1190.

Harvey, R. D., 1928, Electrical conductivity and polished mineral surfaces: Econ. Geol., **23**, 778–801.

Hasted, J. B., 1961, The dielectric properties of water: Progress in Dielectrics, Vol. **3**, John Wiley & Sons, Inc., 101–150.

Heiland, C. A., 1946, Geophysical exploration, 634, Prentice-Hall, Inc.

Ioffe, A. F., 1960, Physics of semiconductors: Academic Press Inc.

Jackson, P. D., Taylor-Smith, D., and Stanford, P. N., 1978, Resistivity-porosity-particle shape relationships for marine sands: Geophysics, **43**, 1250–1268.

Jones, H., 1956, Theory of electrical and thermal conductivity in metals: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, **19,** 227–315.
Kaufman, A. A., and Keller, G. V., 1985, Inductive Mining Prospecting Part 1, Theory: Elsevier Sci. Publ. Co., Inc.
Keller, G. V., 1959, Analysis of some electrical transient measurements on igneous sedimentary and metamorphic rocks, *in* Wait, J. R. (Ed), Overvoltage research and applications: Pergamon Press, Inc., 92–111.
Kittel, C., 1953, Introduction to solid state physics: John Wiley & Sons, Inc.
Kwon, B. S., and Pickett, G. R., 1975, A new pore structure model and pore structure interrelationships: Soc. Prof. Well Log Analysts, **16,** 1–14.
Lee, T., 1984a, The transient electromagnetic response of a magnetic or superparamagnetic ground: Geophysics, **49,** 854–860.
Lee, T., 1984b, The effect of a superparamagnetic layer on the transient response of a ground: Geophys. Prosp., **32,** 480–496.
Lidiard, A. B., 1957, Ionic conductivity: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, **20,** 246–349.
Madden, T. R., 1976, Random networks and mixing laws: Geophysics, **41,** 1104–1125.
Makogon, Y. F., 1981, Hydrates of natural gas: PennWell Publ. Co.
Maxwell, J. C., 1954, A treatise on electricity and magnetism: Dover Publ. Inc., (Reprint of third edition of 1891).
Miles, P. A., Westphal, W. B., and von Hippel, A., 1957, Dielectric specroscopy of ferromagnetic semiconductors: Rev. Mod. Physics, **29,** 279.
Mott, N. F., and Jones, H., 1958, The theory of the properties of metals and alloys: Dover Publ. Inc.
Nabighian, M. N., 1984, Foreword and introduction: Geophysics **49,** 849–853.
Nelson, P. H., and Van Voorhis, G. D., 1983, Estimation of sulfide content from induced polarization data: Geophysics, **48,** 62–75.
Olhoeft, G. R., 1980, Electrical properties of rocks, *in* Y. S. Thoulaikian, W. R. Judd and R. F. Roy, Eds Physical properties of rocks and minerals: McGraw-Hill Book Co., 257–330.
Olhoeft, G. R., and Strangway, D. W., 1974, Magnetic relaxation and the electromagnetic response parameter: Geophysics. **39,** 302–311.
Papoulis, A., 1962, The Fourier integral and its applications: McGraw Hill Book Co.
Parasnis, D. S., 1956, The electrical resistivity of some sulfide and oxide minerals and their ores: Geophys. Prosp , **4,** 249–278.
Parkhomenko, E. I., 1967, Electrical properties of rocks: Plenum Press.
Parkhomenko, E. I., 1971, Electrification phenomena in Rocks: Plenum Press.
Parkhomenko, E. I., 1982, Electrical resistivity of minerals and rocks at high temperature and pressure: Rev. of Physics and Space Physics, **29,** no 2, 193–218.
Putley, E. H., 1968, The Hall effect and semi-conductor physics: Dover Publ. Inc.
Shankland, T. J., O'Connell, R. J., and Waff, H. S., 1981, Geophysical constraints on partial melt in the upper mantle: Rev. Geophys., **19,** 394–406.
Shankland, T. J., and Waff, H. S., 1977, Partial melting and electrical conductivity anomalies in the upper mantle: J. Geophys. Res., **82,** 5409–5417.
Shuey, R. T., 1975, Semiconducting ore minerals: Elsevier Sci. Publ. Co., Inc.
Stevel, J. M., 1957, The electrical properties of Glass: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, **20,** 350–391.
Strangway, D. W., 1967a, Mineral magnetism, *in* Mining Geophysics, Vol II, Theory: Soc. Explor. Geophys., 437–445.
Strangway, D. W., 1967b, Magnetic characteristics of rocks, *in* Mining Geophysics, vol II, Theory: Soc. Explor. Geophys., 454–473.
Sumner, J. S., 1976, Principles of induced polarization for geophysical exploration: Elsevier Sci. Publ. Co., Inc.
Tyburczy, J. A., and Waff, H. S., 1983, Electrical conductivity of molten basalt and andesite to 25 kbars pressure—geophysical significance and implications for charge transport and melt structure: J. Geophys. Res., **88,** 2413–2430.
Tyburczy, J. A., and Waff, H. S., 1985, High pressure electrical conductivity in naturally occurring silicate liquids, *in* R. N. Schock, Ed., Point defects in minerals: Am. Geophys. Union. Mono. **31,** 78–87.
von Hippel, A. R., 1954a, Dielectric materials and applications: John Wiley & Sons, Inc.
von Hippel, A. R., 1954b, Dielectrics and waves: John Wiley & Sons Inc.
Waff, H. S., 1974, Theoretical considerations of electrical conductivity in partially molten mantle and implications for geothermometry: J. Geophys. Res., **79,** 4003–4010.
Waff, H. S., 1976, Electrical conductivity measurements on silicate melts using the loop technique: Rev. Sci. Instr., **47,** 87–879.
Waff, H. S., and Bulau, J. R., 1979, Equilibrium fluid distribution in an ultramafic partial melt under hydrostatic stress conditions: J. Geophys. Res., **84,** 6109–6114.

Waff, H. S., and Weill, D. F., 1979, Electrical conductivity of magmatic liquids: effects of temperature, oxygen fugacity and composition: Earth and Planet. Sci. Lett., **28,** 189–197.
Wagner, K. W., 1913, The theory of a heterogeneous dielectric: Ann. Physik, **40,** 817–855.
Wait, J. R., (ed.), 1959, Overvoltage research and geophysical applications: Pergamon Press Inc.
Wait, J. R., and Debroux, P., 1984, Induced polarization in electromagnetic inductive schemes: Geophys. Prosp., **32,** no 6, 1147–1154.
Waxman, M. H., and Smits, L. J. M., 1968, Electrical conduction in oil-bearing shaly sands: Soc. Petr. Eng. J., Trans. Am. Inst. Min. Metallurg. Petr. Eng., **243,** 107–122.

附 加 参 考 文 献

Angoran, Y., and Madden, T. R., 1977, Induced polarization—a preliminary study of its chemical basis: Geophysics, **42,** 788–803.
Bardeen, J., 1958, Conduction, metals and semiconductors, *in* Condon, E. U., and Odishaw, H. (Eds), Handbook of Physics: McGraw-Hill Book, Co., 73–102.
Brace, W. F., 1971, Resistivity of saturated crustal rocks to 40 km based on laboratory measurements, *in* J. Heacock, Ed., The structure and physical properties of the Earth's crust: Am. Geophys. Union, 243–255.
Carmichael, R. S., 1982, Magnetic properties of minerals and rocks: *in* Carmichael, R. S. (Ed.) Handbook of physical properties of rocks Vol II, CRC Press, 229–279.
Cole, R. H., 1961, Theories of dielectric polarization and relaxation: Progress in dielectrics, **3,** 47–100, John Wiley & Sons, Inc.
Collett, L. S., 1959, Laboratory investigation of overvoltage, *in* J. R. Wait, Ed., Overvoltage research and geophysical applications: Pergamon Press, 50–70.
Dortman, N. B., Vasileva, V. I., Veinberg, A. K., Dubinchik, E. Ya., Zhdanov, V. V., Zotova, I. F., Ilaev, A. K., Trunina, V. Ya., Khoreva, B. Ya., and Sholpo, L. E., 1964, Fizicheskiye Svoistva Gornikh Porod i Poleznikh Iskopaemikh SSSR (Physical properties of rocks and economic mineral deposits of the USSR): Nedra.
Duba, A., and Shankland, T. J., 1982, Free carbon and electrical conductivity in the Earth's mantle: Geophys. Res. Lett., 1271–1274.
Gerritsen, A. N., 1956, Metallic conductivity, experimental part; Handbuch der Physik: Springer-Verlag, **19,** 137–227.
Greenberg, R. J., and Brace, W. F., 1969, Archie's law for rocks modeled by simple networks: J. Geophys. Res., **74,** 2099–2102.
Ibrahim, A. W., and Keller, G. V., 1981, Seismic velocities and electrical resistivity of recent volcanics and their dependence on porosity, temperature, and water saturation: Geophysics, **46,** 1415–1422.
Keller, G. V., 1960, Pulse-transient behavior of brine-saturated sandstones: U.S. Geol. Surv. Bull. 1083-D, 111–129.
Keller, G. V., 1963, Electrical properties in the Deep Crust: Trans. Antennas and Propagation, Inst Electr. Electron. Eng., **AP-11,** No. 3, 344–357.
Keller, G. V., 1966, Electrical properties of rocks and minerals, *in* Clark, S. P., Jr. (Ed), Handbook of physical constants: Geol. Soc. Am. Memoir **97,** 553–578.
Keller, G. V., 1968, Electrical prospecting for oil: Quart. Colorado School of Mines, **63,** no. 2, 268.
Keller, G. V., 1971, Electrical characteristics of the earth's crust, *in* Wait, J. R. (Ed), Electromagnetic probing in Geophysics: Golem Press, 13–79.
Keller, G. V., 1981, Elastic, mechanical, and electrical properties of low-porosity rocks: The Log Analyst, **22,** no. 6, 13–26.
Keller, G. V., 1982, Electrical properties of rocks and minerals, *in* Carmichael, R. S. (Ed), Handbook of physical properties of rocks: Vol 1, CRC Press, 217–294.
Klein, J. D., Biegler, T., and Horne, M. D., 1984, Mineral interface processes in the method of induced polarization: Geophysics, **49,** 1105–1114.
Klein, J. D., and Shuey, R. T., 1979a, Nonlinear impedance of mineral-electrolyte interfaces, Part I. Pyrite: Geophysics, **43,** 1222–1234.
Klein, J. D., and Shuey, R. T., 1979b, Nonlinear impedance of mineral-electrolyte interfaces, Part II. galena, chalcopyrite and graphite. Geophysics, **43,** 1235–1249.
Kobranova, V. N., 1962, Fizicheskiye Svoistva Gornikh Porod (Physical Properties of Rocks): Gostoptekhizdat.
Lange, J. N., 1983, Microwave properties of saturated reservoirs: Geophysics, **48,** 367–375.
Lee, T., 1981, The Cole-Cole model in time-domain induced polarization: Geophysics, **46,** 932–933.
Lsyne, P. C., 1983, A model for the high frequency electrical response of wet rocks: Geophysics, **48,** 775–786.

Meakins, R. J., 1961, Mechanisms of dielectric absorption in solids: Progress in dielectrics, John Wiley & Sons, Inc., **3,** 151–202.
Mendelson, K. S., and Cohen, M. H., 1982, The effect of grain anisotropy on the electrical properties of sedimentary rocks: Geophysics, **47,** 257–263.
Mullins, C. E., and Tite, M. S., 1973, Magnetic viscosity, quadrature susceptibility, and frequency dependence of susceptibility in single-domain assemblies of magnetite and maghemite: J. Geophys. Res., **78,** 804–809.
Olhoeft, G. R., 1979, Tables of room temperature electrical properties for selected rocks and minerals with dielectric permittivity statistics: U.S. Geol. Surv. Open File Rept. 79-993.
Olhoeft, G. R., 1985, Low-frequency electrical properties: Geophysics, **50,** 2492–2503.
Pascal, H., 1983, Further discussion on attenuation and dispersion of electromagnetic wave propagation in fluid saturated porous rocks and applications to dielectric constant well logging: Geophysics, **48,** 1373–1380.
Popper, P., 1959, Non-oxide ceramic dielectrics: Progress in dielectrics, John Wiley & Sons, Inc., **1,** 217–270.
Sen, P. N., 1981, Relation of certain geometrical features to the dielectric anomaly of rocks: Geophysics, **46,** 1714–1720.
Sen, P. N., 1984, Grain shape effects on dielectric and electrical properties of rocks: Geophysics, **49,** 586–587.
Sen, P. N., Scala, C., and Cohen, M. H., 1981, A self-similar model for sedimentary rocks with application to the dielectric constant of fused glass beads: Geophysics, **46,** 781–795.
Shankland, T. J., and Waff, H. S., 1974, Conductivity of fluid bearing rocks: J. Geophys. Res., **79,** 4863–4868.
Shen, L. C., Savre, W. C., Price, J. M., and Athavale, K., 1985, Dielectric properties of reservoir rocks at ultra high frequencies: Geophysics, **50,** 692–704.
Strangway, D. W., Larson, E. E., and Goldstein, M., 1968, A possible cause of high magnetic stability in volcanic rocks: J. Geophys. Res., **73,** no. 12, 3787–3795.
Vincenz, S. A., 1965, Frequency dependence of magnetic susceptibility of rocks in weak alternating fields: J. Geophys. Res., **70,** 1371–1378.
Volarovich, M. P., and Parkhomenko, E. I., 1976, Electrical properties of rocks at high temperatures and pressures, *in* Adam, A. (Ed), Geoelectric and geothermal studies: Akademiai Kiado.
von Hippel, A. R., 1958, Dielectrics, *in* Condon, E. U., and Odishaw, H. (Eds), Handbook of Physics: McGraw-Hill Book Co., 103–125.
Walsh, J. B., and Brace, W. F., 1984, The effect of pressure on porosity and the transport properties of rock: J. Geophys. Res., **89,** 9425–9432.
Ward, S. H., and Fraser, D. C., 1967, Conduction of electricity in rocks, *in* Mining Geophysics, Vol II, Theory: Soc. Explor. Geophys. 197–223.
Werner, S., 1945, Determinations of the magnetic susceptibility of ores and rocks from Swedish iron ore deposits: Swedish Geol. Surv., **39,** 5.
Wong, J., and Strangway, D. W., 1981, Induced polarization in disseminated sulfide ores containing elongated mineralization: Geophysics, **46,** 1258–1268.
Wyllie, G., 1960, Theory of polarization absorption in dielectrics, an introductory survey: Progress in Dielectrics: John Wiley & Sons, Inc. **2,** 1–28.

第三章　地质靶体[①]的电阻率特征

G·J·帕拉奇
(G. J. Palacky)

地球物理勘查的目的是获取地下地质信息．虽然不同勘查方法的实施方案互不相同，但有三个步骤是不可或缺的，即野外观测、资料处理和资料解释．成功地实施一项勘查计划，可以获得有关地质靶体的存在、位置、形状和规模等许多重要的信息．勘查工作能否获得成功，在很大程度上取决于工作开始前的决策．受雇于矿业公司的勘查地球物理学家常常面对这样的问题：可以用地球物理方法勘查这种矿产资源吗？如果能，应该选用哪种方法？怎样确定观测参数？凭经验做出的决定常常是不科学的．正确的方法应当是先做试验性观测，借以了解靶体的物理性质和可能干扰靶体响应的其它地质体的物理性质．近年来，勘查地球物理方法的应用范围已从单纯找矿扩展到地下地质填图．

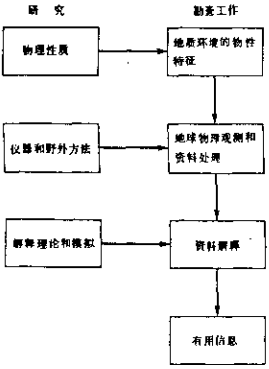


图 3.1　地球物理勘查和研究工作流程图（引自 Palacky，1983）

注意图 3.1 中的地球物理勘查程序，除主流程（野外观测、资料处理、资料解释）外，还有几个与之相关的研究项目．要正确地使用某种勘查地球物理方法，地球物理学家至少应对靶体及周围干扰地质体的物理性质有初步的了解．物性调查方法通常是野外采集标本、实验室测定参数．这样做可以满足某些方法（如重力和磁法）的要求，但对其它一些方法则不适用．实验室内测量的大地介质的电性参数，同野外实地观测的结果可能相差甚远（有时可达几个数量级）．事实上，在实验室内不可能模拟野外的真实条件．诚然，在实验室内可以恢复原来的含水量，却没办法恢复实际地质环境中的细部不均匀性（如岩石的裂隙及其密集程度和随深度的变化）．

50 年代，当电磁法开始广泛用于勘查硫化矿床的时候，解释资料主要靠经验．那时，新研制出的仪器先在已知目标（如加拿大安大略省的惠索矿床）上试验，如果成功即投入勘查应用，尔后再研究相应的解释理论．仪器的研制主要靠地球物理公司，而解释理论的进步则主要是学术界的贡献．读者将会从本卷书中看到，在最近的 20 年里，电磁法的定量解释理论已取得了不少突破性进展．

本章集中讨论地质和地球物理之间的"弱连结"——勘查程序中最受冷落的环节；评述电磁法可能奏效的各种靶体及其地质地球物理特征．这些讨论或许有助于电磁法突破勘查

①本文中的靶体(target)包括了目前国内惯用的"目的物"和"目标物"——译者．

块状硫化矿床的传统应用范围，开拓新的应用领域。

在使用简单、单频仪器的电磁法早期发展阶段，有个关于靶体（块状硫化矿体）及其覆盖层和围岩的概念似乎就已经足够了。那时的认识是：块状硫化矿体是高导电的，围岩是高阻的，而覆盖层是"地质噪音"源。然而电磁法40年的经验表明，并不是所有的硫化矿体都是高导电的，"地质噪音"中也包含着可提取的地质信息，并且围岩也可以具有一定的电导率。为了解释电磁法资料，地球物理学家应该了解引起电磁响应的地质构造特征。现代的电磁法仪器非常灵敏，不但能指出靶体是导电的（低阻）还是不导电的（高阻），还可以测定其电导率。硫化矿体的电导率与它的形成、地质历史、以及风化程度等因素有关。覆盖层可以是原地风化物，可以是堆积的冰碛物，也可以是冰湖沉积物。在有些地区，风化层还是若干金属（如镍、锡、金、铅等）的重要富集场所，用电磁法勘查这类金属矿床效果很好。

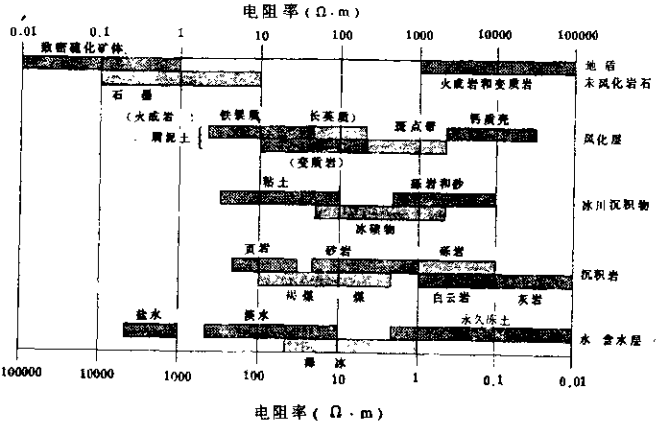


图 3.2 地质介质的电阻率常见值范围

与火山活动有关的块状硫化矿体——电磁法的传统勘查目标，多为高导电体，电阻率一般低于1Ω·m。当然，文献中也记载有导电性很差甚或不导电的硫化矿体（图3.2）。地球介质中只有石墨的电阻率范围与块状硫化矿体的电阻率范围（小于1Ω·m）基本一致。硫化矿床多产于地盾区，其岩石类型为火成岩和变质岩，两者均呈高阻（大于1 000Ω·m）。但只有在理想的条件下，亦即不存在导电性较好的风化层、冰湖沉积物，或断裂带时，硫化矿体和石墨才是唯一的良导体。在加拿大地盾和芬诺斯堪的亚地盾的部分区段可能存在这样的理想条件，在其它地区并不多见。在风化层尚未被冰川冲蚀掉的地区，表层介质的电导可能和块状硫化矿体的差不多。注意图3.2，风化层中导电性最好的是腐泥土，多位于潜水面和未风化岩石之间，电阻率范围为2—200Ω·m。由于腐泥土层较厚，故其电导（电导率与厚度的乘积）值可能接近块状硫化物矿体的电导值。其它层段

（自上而下）为导电性较差的斑点带（电阻率在 200—2 000Ω·m 之间）和高阻钙质壳（电阻率在 2 000—30 000Ω·m 之间）。上面给出的只是电阻率的典型值范围，超过这个范围的情况并不少见。有些学者曾对矿物、岩石和其它地球介质的电阻率资料做过汇总工作（Angenheister，1982；McNeill，1980）。

在加拿大和斯堪的纳维亚，曾受过冰川作用的地区大都被冰川沉积物或冰湖沉积物所覆盖。冰碛物（砾石、砂和混杂冰川堆积等）的导电性介于高阻和弱导电之间（50—10 000Ω·m）。冰川消退后在湖区内沉积的粘土层导电性较好（5—100Ω·m）。在有些地区（如阿比提比粘土带①），这类粘土层严重妨碍了电磁法在矿产勘查上的应用。不过，既使在这种地区，如果采用先进的电磁方法技术，原则上应该能够探测基岩的起伏、区分冰川沉积物的类型和寻找基岩中的良导体。

在沉积岩地区，岩石的电导率与岩石中的粘土含量、孔隙度、溶解矿物质的含量，以及水饱和度有关。富含粘土的页岩一般都具有较好的导电性（5—30Ω·m）；除此之外的大多数沉积岩，电阻率的变化范围可达几个数量级。图 3.2 中给出的沉积岩电阻率变化范围仅说明，在大多数地区白云岩、灰岩和砾岩的电阻率比页岩的高。多孔岩石的电阻率不仅与充填水的电阻率和含量有关，还与孔隙的体积和分布有关。阿尔奇给出了描述这种复杂关系的经验公式（Archie，1942）。

在很多情况下，电阻率剖面的特征取决于水的存在与否、水的状态和水中矿物质含量等因素（Keller，1987，本卷）。海水是高导电的（0.2—1.0 Ω·m），海水的深度可用航空电磁（AEM）技术测量（浅水水深测量技术）。海冰的电阻率（20—1 000Ω·m）明显地高于海水。在滨海地区，可用电法圈定咸水含水层和淡水含水层的范围。水中含盐（NaCl）固然可使水的电阻率降低，水中含其它化学物质也可以使水的电阻率降低。这为用勘查地球物理方法圈定污染区提供了物理前提。饱含水的地表层冻结以后电阻率明显升高，变成了高阻介质。在北极地区测量永久冻土的厚度是电法的一个重要应用领域。

对于找矿、地下水勘察和地热调查来说，电磁法是一种有较高经济效益的方法。本章尝试对具有可检测电阻率差异的各种地质环境做一描述。

第一节　块状硫化矿床和磁铁矿床

自 50 年代以来，块状硫化矿床一直是电磁法最重要的勘查目标。事实上，电磁法中的大多数方法技术都是针对这类矿床提出来的。在"金属矿地球物理（第一卷）"一书中有一章叫"寻找块状硫化物矿床"，沃德在这一章的导言里描述了加拿大一些硫化矿床的类型特征（Ward，1966）。最近 20 年经济地质学取得了明显的进展，许多关于块状硫化矿床成因的理论也随之发生了变化。对于常常担负设计最佳勘查方案任务的地球物理学家来说，掌握一些关于硫化矿床基本类型特征的知识是很重要的。硫化矿床中有些是良导的，有些具有磁性，而有些则可能不具备任何地球物理特征。图 3.1.1 中标出了下文中将讨论的块状硫化矿床的地理位置。

---

①位于加拿大安大略省——译者。

一、与火山岩有关的块状硫化矿床

这类矿床是弧后盆地内海底热液活动的产物．70年代末人们在东太平洋洋隆首次观察到这种矿床的现代生成过程（Francheteau等，1979）．断裂系统控制着硫化物的释放和岩浆熔融物的侵入和喷出．根据热液储温度和热液成分的不同，与火山岩有关的块状硫化矿床可分为两类：（a）富铜一锌型，与铁镁质岩石中的铁镁矿物一长石组分相关；（b）富锌一铅一铜型，与长英质岩和沉积岩中的长石一云母一粘土矿物组合相关（Franklin等，1981）．这两类矿床常沿海底火山岩中的同火山期断裂产出，它们通常成群出现，分布范围直径在20—40km，地质年龄在37Ga至现代之间．

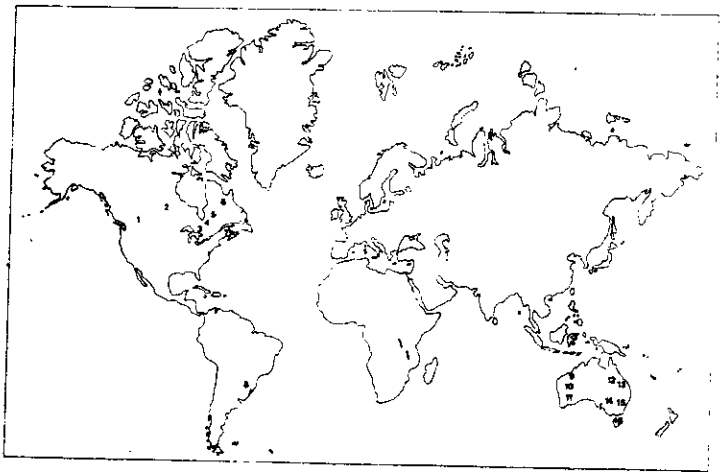


图 3.1.1 本节论及的块状硫化矿床的地理位置

加拿大：（1）不列颠哥伦比亚省的戈德斯特里姆；（2）马尼托巴省的汤普森矿和派普矿；（3）安大略省的特马甘米；（4）安大略省和魁北克省接壤地区的阿比提比绿岩带；（5）魁北克省的奇布甘姆；（6）魁北克省的拉布拉多地堑；（7）新不伦瑞克省的巴瑟斯特矿区；

巴西：（8）拉夫拉斯杜索；

澳大利亚：（9）西澳大利亚州的蒙斯库普里；（10）西澳大利亚州的条顿波尔；（11）西澳大利亚州的芒特基斯和福雷斯坦尼亚；（12）昆士兰州的芒特艾萨和麦克阿瑟河；（13）昆士兰州的赛兰加；（14）新南威尔士州的伊鲁拉；（15）新南威尔士州的伍德隆；（16）塔斯马尼亚州的奎柯和赫利尔

塞浦路斯的与火山岩有关的富铜一锌型矿床是这类矿床的典型代表，开采历史逾4000年．这类矿床的最大矿体产于加拿大（安大略省基德克里克，魁北克省的霍恩和马尼托巴省的弗林弗伦），矿石储量均超过50Mt．其它地方的富铜一锌型块状硫化矿体一般都比较小．例如，加拿大阿比提比绿岩带中有50个矿体，平均每个矿体的矿石储量仅

为 4Mt（基德克里克和霍恩两处的大矿体未参加平均），平均品位为：铜 1.5%，锌 3.4%，银 32g／t，以及金 0.8g／t（Lydon 等，1984）。在加拿大，源自这类矿床的铜、锌、银和金等四种金属的产量占全国相应金属总产量的百分比分别为 28%、41%、39% 和 7.5%（据 1977～1978 年的统计数字）。这类矿床多产于绿泥岩系（塞浦路斯）或绿岩带（以镁铁质火山岩为主的海底岩系）中，一般呈簇状分布在长英质火山岩的周围。硫化矿体通常为整合的透镜体或板状体，下伏不整合细脉状硫化矿体和热液蚀变围岩。矿物有明显的分带性。从细脉带的中心向外，逐次为黄铜矿+磁黄铁矿+磁铁矿→黄铁矿→闪锌矿。主要成矿矿物为闪锌矿、黄铜矿、以及少量的方铅矿（Franklin 等，1981）。

还有一种层状的与火山岩有关的铜—锌矿床，因以日本的别子矿床为其典型代表，故名层状别子式矿床。这类矿床与海底（或板块内）镁铁质火山岩的地球化学作用有关（Kanehira，1970）。除日本外，发现这类矿床的地区还有挪威的特隆赫姆（特伏尔杰尔矿和基林加尔矿），芬兰的奥托昆普（科里提矿，矿石储量 33Mt，品位为：铜 3.5%、锌 0.5%），以及加拿大的不列颠哥伦比亚省（戈德斯特里姆）矿。最常见的硫化矿物是黄铜矿、黄铁矿、磁黄铁矿和闪锌矿。

就世界范围而言，与火山岩有关的富锌—铅—铜型矿床要比富铜—锌型矿床重要。典型的与火山岩有关的富锌—铅—铜型矿床产于日本的三叠系 Kuroko 绿凝灰岩带中。这里有 25 个主要矿体，平均每个矿体的矿石储量为 5.8Mt，平均品位为：锌 3.9%、铅 0.9%、铜 1.6%、银 12.2g／t、以及金 0.4g／t（Lydon 等，1984）。西班牙和葡萄牙的伊比利亚黄铁矿带、澳大利亚的拉克伦褶皱带和加拿大的新不伦瑞克省也是这类矿床的重要产地。新不伦瑞克省的巴瑟斯特矿区有 29 个矿体，平均每个矿体的矿石储量为 8.7Mt，平均品位是：锌 5.4%、铅 2.2%、铜 0.6%、银 60g／t、以及金 0.5g／t。不伦瑞克 12 号矿体是该矿区的最大矿体。在加拿大，这类矿床提供的几种金属产量占全国相应金属总产量的百分比分别为：锌 22%、铅 27%、以及银 19%，其经济价值略逊于铜—锌型矿床。这种矿床产于陆壳内的海底火山岩层序（一般为镁铁—长英质岩石）中。海底沉积岩（包括低阻黑色页岩）一般要占整个沉积层序的 40%以上。从中心向外的分带为：黄铜矿+黄铁矿+磁黄铁矿→闪锌矿+方铅矿→重晶石。

伍德隆矿（澳大利亚新南威尔士州）

在与火山岩有关的块状硫化矿床中，开展过系统的地球物理研究的只是少数。其中研究程度最高的当推澳大利亚的伍德隆锌铅铜矿（Whiteley，1981）和伊鲁拉锌铅银矿（Emerson，1980）。

东拉克伦褶皱带位于澳大利亚新南威尔士州的东部。这里多金属贱金属矿与志留纪长英质火山岩共生。在 1970 年发现伍德隆矿床之前，该地区最重要的矿床是卡普坦弗莱茨矿，此矿的全部储量已于 1962 年开采完毕，共产矿石 4Mt，其中含有铜、铅、锌、金和银等多种金属。褶皱带中共发现了 40 多个黑矿型块状硫化矿体，但目前开采的只有伍德隆矿。伍德隆矿位于堪培拉东北 50km 处，第一个见矿钻曾打到 24.4m 厚的矿体，品位为锌 18%、铅 7%、以及铜 1.45%。1971 年由勘探钻和生产钻控制的矿石储量为：多金属矿 6.3Mt（锌 14.4%、铅 5.5%、铜 1.7%），铜矿 3.7Mt（铜 1.9%）。1978 年 10 月开始开采和选矿（Malone and Whiteley，1981）。

图 3.1.2 是矿区地质图．在中晚志留纪，沉积了一套包括石英砂岩、泥岩、粉砂岩、以及少量灰岩的浅海陆架序列．含矿的伍德隆火山岩是长英质火山活动期间形成的，其后又有镁铁质火山岩序（枕状熔岩、玄武凝灰岩、粒玄岩）生成．两种火山岩之上覆盖着可能属早泥盆系的复理式沉积岩（砂岩、板岩、粉砂岩等）．上述火山岩系和沉积岩系都经历了轻度绿片岩相变质作用（Malone，1981）．

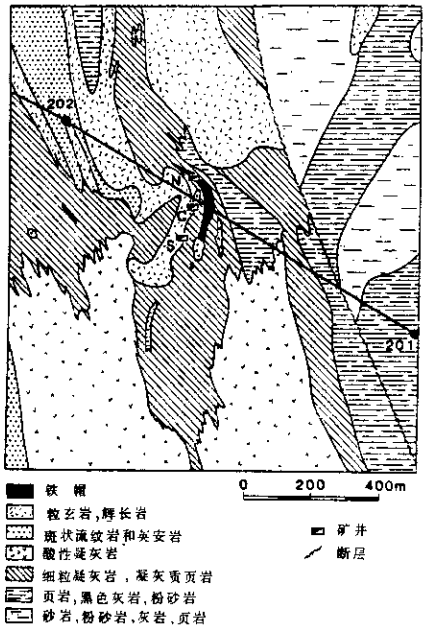


图 3.1.2 澳大利亚新南威尔士州伍德隆锌一铅一铜矿床地质图（引自 Malone，1981）．其中 201—202 线直升机航空电磁法视电阻率剖面曲线示于图 3.1.6

图 3.1.3 示出了伍德隆矿区的两个东西向剖面，一个南北向剖面，以及一个 2750m 高程上的平面图．主要块状硫化物透镜体的最大走向长可达 420m，沿倾向延伸达 300m，厚度在 5—45m 之间．透镜体厚度的突变可能与透镜体的褶皱和交错褶皱有关．这些透镜体的硫化物含量不低于 75%，硫化物成分按其含量的多少依次为黄铁矿、闪锌矿、方铅矿以及黄铜矿．在透镜体的顶部和底部，硫化矿物呈细粒和明显的带状结构．除了主矿体之外，还有许多小透镜状凝灰质矿体，这些小透镜体之所以达到矿石的品位，是因为它们含有大量的硫化矿物细脉（可占总体积的 25%）．周围火山岩中的硫化矿物含量在 5%—10%之间．伍德隆矿体同大多数黑矿型矿体一样是无磁性的．坦普尔顿（Templeton，1981）曾在这里观测到 0.8mGal 的剩余重力异常．电磁法是勘查这类矿床的最有效的方法．

泰恩对两种测定电阻率的方法——电阻率测井和观测未经抽气处理的岩心样品——做了评述（Tyne，1981），他指出，用这两种方法得到的结果一致性很好，都能相当好地代表实地的电阻率．图 3.1.4 示出了伍德隆矿区中一钻孔的视电阻率测井曲线和相应的地质柱状图．块状硫化矿的电阻率在 0.1—5Ω·m 之间．纯块状硫化矿标本的电阻率约为 0.01Ω·m；如果有凝灰岩穿插其间，电阻率则增大到 0.1—5Ω·m．凝灰岩矿体的电阻率约为 10Ω·m．图 3.1.5 给出了各类岩矿石的电阻率变化范围．所有非矿化岩石的导电性都很差，其电阻率的变化范围为 100Ω·m（酸性凝灰岩）到 10 000Ω·m 以上．看来，就电阻率差异而言，典型块状硫化矿体应算是一种比较容易探查的目标．该矿区硫化矿体（小于 10Ω·m）与其它各种岩石（大于 100Ω·m）之间存在一个明显的电阻率间隔．

硫化矿透镜体的形状常常是十分复杂的，这给解释电磁法资料造成了困难．伍德隆矿

体形状的复杂程度属于中等．有些硫化矿体的形状类似于直板，也有些硫化矿体的形状非常复杂．在实际勘查过程中，我们事先并不知道观测的异常是由块状硫化矿透镜体引起的，或是由其它良导体引起的．只有在了解了工作地区的地质情况之后，才能对引起异常的原因做出有根据的推断．硫化矿体多成群产出，因此，已知矿体附近的电磁异常都值得认真研究．

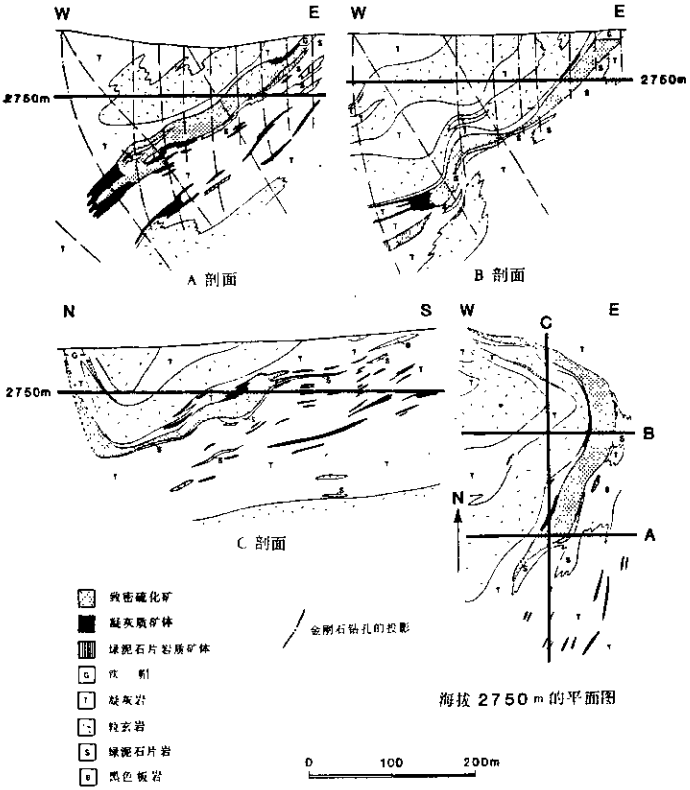


图 3.1.3 伍德隆矿体在2750m高程（以附近海平面为基准）上的平面图，及A、B、C三个地质剖面（引自Malone，1981）．剖面的位置已标在平面图上

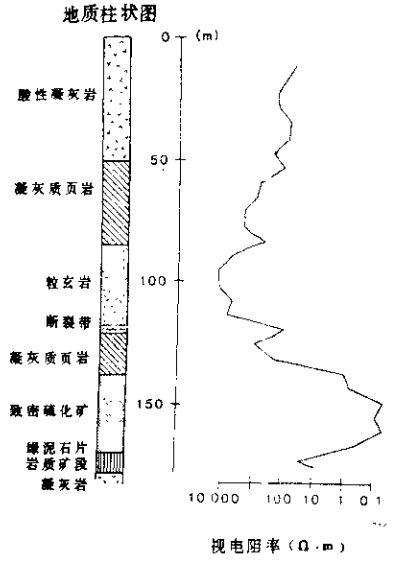


图 3.1.4 伍德隆矿区 W276 孔地质柱状图和视电阻率测井曲线（三极装置，AM＝MN＝1.5m）（引自 Tyne，1981）

在伍德隆矿区，块状硫化矿体并不是唯一的良导地质体。比如，一些强航空电磁异常（INPUT 和 DIGHEM 航空电磁系统）就是黑色页岩的反映（Malone，1981）。该黑色页岩的厚度超过 40m，在矿体南端 1.5km 处出露地表。它属泥盆系沉积岩序，岩序中还包含有粉砂岩和页岩。图 3.1.6 是根据直升机数字电磁系统的观测资料计算的视电阻率剖面（Fraser，1981）。剖面位置示于图 3.1.2。由视电阻率剖面可见，矿体引起了非常明显的异常（6Ω·m）。在矿体东南 300—700m 之间的页岩层序上出现一些 60—80Ω·m 的小异常。在其它一些地点，用固普特航空电磁系统也观测到不少由页岩引起的低阻电磁响应（Pederson，1981）。在地标点 202 和 203 之间的中等导电电磁响应(30—50Ω·m）很可能是由近地表风化的粒状凝灰岩和凝灰质页岩引起的。从图 3.1.4 中可以看到，这些岩石风化前的电阻率相当之高（100—1 000Ω·m）

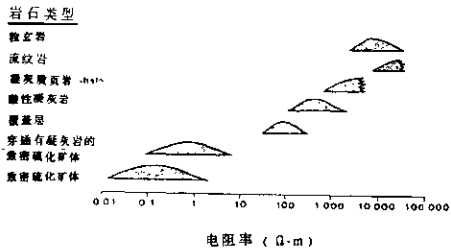


图 3.1.5 伍德隆矿区硫化矿体、围岩和覆盖层的电阻率变化范围（根据样品测试和测井结果）（引自 Tyne 等，1981）

伊鲁拉矿（澳大利亚新南威尔士州）

自 1870 年以来，新南威尔士州中部的科巴矿区一直是金和贱金属的重要出产地。伊

鲁拉矿床是 1972 年根据航磁资料发现的，位于科巴北一北西方向 43km 处，是该矿区中最北部的一个矿床．对所有"牛眼"状航磁异常做了系统的地面检查之后，在 1973 年和 1974 年对伊鲁拉矿床进行了钻探，打到了高品位的块状锌一铅一银硫化矿体．尔后，在该矿床上广泛开展了航空和地面地球物理试验勘查．在埃默森主编的书中对此有详尽的叙述（Emerson，1980）．

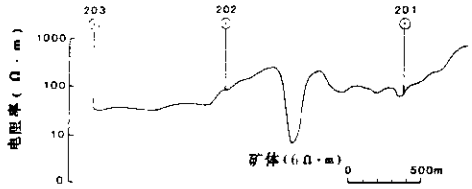


图 3.1.6　伍德隆矿体上的视电阻率剖面．视电阻率值是根据直升机航空电磁资料计算得到的；电磁系统系水平共面式，工作频率为 900Hz（引自 Fraser，1981）

伊鲁拉矿床很可能是与火山岩有关的同生矿床．不过，对它的成因目前仍有争论（Admas and Schmidt，1980）．矿体的围岩为单一的褶皱粉砂岩和页岩层序（下泥盆系科巴超群 CSA 粉砂岩组）．本区无露头，钻探和浅坑探是获得地质资料的唯一途径．矿体呈直立管状（截面为 200m × 120m）南北向扁长．75—105m 深度以上的岩石已完全风化（氧化）．此深度以下 12—36m 范围内的风化程度较轻．高盐度上层滞水含水层的深度为 80m，NaCl 含量为 1.9%．

该矿床有三种界限清楚的矿化类型（见图 3.1.7）：

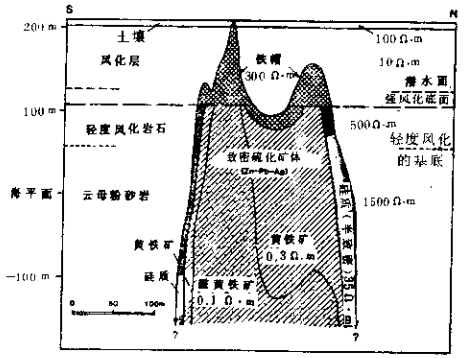


图3.1.7　澳大利亚新南威尔士州伊鲁拉锌－铅－银矿床南北向地质断面图．图中的平均电阻率值是根据电阻率测深和岩心测量结果得到的（引自 Emerson，1980）

1.整个矿床的最外层包围着厚度为 2—25m 的硅化矿石壳．硫化物呈半块状至浸染状．硅质基质变化很大．由于该层电阻率相当高（3.5Ω·m）且厚度有限，所以对矿体的电学响应不产生影响．

2.黄铁矿．呈细粒状．硫化物（黄铁矿、闪锌矿、方铅矿）体积含量在70—90%之间．电阻率约为 0.3Ω·m．

3.磁黄铁矿．颗粒略粗，具有强磁性和高导电性（电阻率 0.1Ω·m）．呈块状至半块状，硫化物含量为70—80%，其中磁黄铁矿含量为 40%．

510m 深度以上的储量已被控制，矿石储量为 17Mt，平均品位是锌 8.3%、铅 5.6%、银 140g／t、以及铜小于 0.2%．上部 100m 是铁帽，成分为针铁矿和赤铁矿，没有经济价值．南部的铁帽出露地表，是块状磁黄铁矿和黄铁矿风化的产物；而北部铁帽的原来成分则为角砾状硅质矿化体．铁帽的电阻率变化范围很大，平均值为 300Ω·m．根据电学特征，风化层可分为三部分：高阻硬壳（厚约 5m，电阻率 500Ω·m）、良导腐泥岩（电阻率 10Ω·m），以及破碎带（电阻率 500Ω·m）．围岩的电阻率在 1500Ω·m 以上（Hone，1980）．

大多数电磁系统在伊鲁拉矿床上都难以奏效．只有宽带时间域地面电磁系统，如赛洛泰姆、纽曼特、克龙等能发挥作用（McCracken 等，1980）．三叠纪热带强风化作用造成了 100m 厚的高导电层，它能引起很强的电磁响应．因此，只有在腐泥岩的响应明显降低的晚延时道，才有可能观测到矿体的响应．目前还没有哪一种航空电磁系统可以穿透这个高导电层．1977 年和 1979 年曾用因普特和数字直升机航空电磁系统在伊鲁拉矿区做过探测试验（Staltari and Rutter，1980）．

蒙斯库普里矿（澳大利亚西澳大利亚州）

作为第三个例子，现在来讨论西澳大利亚州皮尔巴拉地区与火山岩有关的块状硫化矿床的电磁响应．冈恩和奇兹霍姆介绍了盐溪和蒙斯库普里两个非良导型矿床的特征（Gunn and Chisholm，1984）．这两个矿床位于惠姆克里克绿岩带，产于厚大太古代长英质火山岩及其有关的沉积岩中．图 3.1.8 是蒙斯库普里矿床的纵向地质断面图．米勒和盖尔对该矿床做了如下矿化分带（Miller and Gair，1975）：

1.含浸染状铜-锌硫化物的细脉状矿化带．铜的品位，底部为 0.2%，上部紧靠块状矿体处为 2—4%；锌品位是 1—3%．

2.含黄铜矿、方铅矿、闪锌矿和黄铁矿的硅质块状矿带．该矿带中硫化物的品位分布的很不均匀．上部 2m 锌和铅的品位高（分别为 6.2%和 10.9%）、铜的品位低（0.5%）；下部 18m 则富含铜（1.2%），但锌和铅相对较贫（分别为 6.5%和 5.2%）．有人曾用赛洛泰姆、乔尼克斯 EM-37 和克龙等时间域地面电磁系统在这里做过探测试验，但均未发现有意义的异常．这是硅化硫化物的屏蔽作用造成的．由于成矿沉积作用和玉髓（燧石）侵入作用是相伴发生的，所以成矿矿物与硅石呈互层状（Miller and Gair，1975）．图 3.1.9 是矿井的断面图．从图上可以清楚地看到硫化物的硅化现象．燧石脉破坏了硫化矿脉的连续性．

笔者曾考察过澳大利亚塔斯马尼亚州与火山岩有关的非良导型块状硫化矿床．泽汉附近切斯特矿区的黄铁矿肉眼观察呈块状，但电阻率却很高．镜检发现，硫化矿物颗粒均为

硅质薄层所包裹（N. Hungerford，私人通信）。上面讨论的皮尔巴拉和塔斯马尼亚两个地区，代表了两种截然不同的地质环境——太古界火山沉积岩序和寒武系火山沉积岩序。存在类似地质环境的地区在世界上还有很多。很显然，在决定是否把电磁法作为唯一的基本探测手段之前，有必要对矿化类型进行仔细的研究。

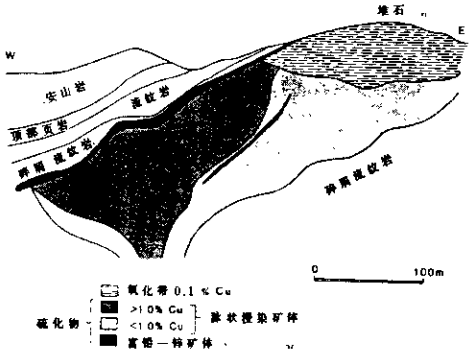


图 3.1.8 西澳大利亚州蒙斯库普里铅—锌—铜矿床东西向地质断面图。硫化矿体系非良导体，不能用电阻率法和电磁法探测（引自Gunn and Chisholm，1984）

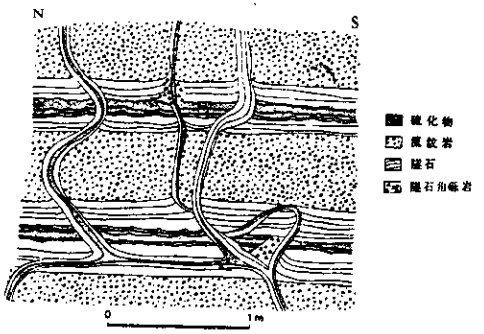


图 3.1.9 蒙斯库普里矿井断面图，该图说明了硅化硫化物何以产生屏蔽作用（引自 Miller and Gair，1975）

澳大利亚其它种类与火山岩有关的矿床

在澳大利亚其它一些地方，也有用电磁法圈定与火山岩有关的块状硫化矿床的报道。弗里茨和希恩（Fritz and Sheehan，1984）提供了西澳大利亚州条顿坡尔铜—锌—银矿床

的电磁测量和物性测量资料．该矿床位于珀斯东北 600km 处，规模很小（走向长 400m，延深 250m，厚度 30m，矿石储量 1.4Mt），但品位很高（锌 16.4%、铜 4.2%、银 203g／t）．块状硫化矿体具有高导电性（电阻率小于 0.01Ω·m），但无磁性．风化层厚 85m，风化的玄武岩和长英质岩的电阻率分别为 20—40Ω·m 和 50—150Ω·m．布斯里等人介绍了条顿坡尔地区的时间域电磁测量结果（Buselli 等，1986）．

欧文等人提供了发现昆士兰州塔兰加锌—铅—铜—银矿的资料（Irvine 等，1985）．该矿位于查特斯堡西南 65km 处，矿石储量估计为 5Mt，锌+铅+铜的总品位为 15%．矿体在地表有显示（褐铁矿—针铁矿铁帽），但只在 200m 深度以下硫化物含量才达到矿石品位．用地面和航空电磁方法可以清晰地探测到反映浅部无经济意义矿化的异常，其电阻率范围在 0.01 至 1Ω·m 之间．矿体无磁性．

塔斯马尼亚州泽汉西北 50km 处的奎河和赫利尔两个硫化铅—锌矿床的发现，电磁法起了重要作用（Webster and Skey，1979；Eadie 等，1985）．早期地球物理工作的结论是，奎河矿床的深部透镜体（PQ）是高阻体，因为它含有大量的闪锌矿．然而，继之用更先进的电磁系统进行探测却得到了相反的结果：深部透镜体是低阻的．1983 年，在奎河地区广泛开展了电磁探测，结果发现了赫利尔富矿床．这个被 100m 厚的火山岩覆盖的盲矿体，矿石储量达 15Mt．从技术上说，这是电磁法技术在澳大利亚最重要的应用成果．

加拿大对与火山岩有关块状硫化矿床的勘查工作

自 50 年代起，加拿大已广泛采用地面和航空电磁法探查与火山岩有关的块状硫化矿床．大多数电磁系统也都是专门为这个目的研制的．1952 年在新不伦瑞克省的巴瑟斯特矿区有了第一批发现：用垂直线框地面电磁法发现了 6 号矿体，用航空电磁法找到了希思斯蒂尔矿．沃德（Ward，1957），以及布兰特等人（Brant 等，1966）曾介绍过巴瑟斯特矿区的早期电磁法勘查工作．图 3.1.10 是该矿区的地质图，图中标出了开采矿井和矿点的位置．从图上可以看到，块状硫化矿体以簇状产出．

加拿大广泛开展电磁法勘查的另一个地区是位于安大略省东北部和魁北克省西北部的阿比提比绿岩带．这里开采黄金和贱金属的历史已达一个世纪．依靠矿业还兴起了一批新的城镇，如瓦尔德奥、鲁安—诺兰达、克尔克兰德湖，以及蒂明斯等．该地区的冰湖沉积物给传统的勘查方法造成很大的困难，面地球物理方法在过去的 40 年里却一直被视为有效的勘查手段．已经发表了大量的文章介绍阿比提比绿岩带地区的探矿实例．这些文章通常只就具体的矿例进行讨论．博尔获对在诺兰达矿区用地质、地球物理和地球化学方法取得的找矿效果做了出色的评述（Boldy，1979）．莫布龙矿是用车载电磁系统在诺兰达矿区发现的第一个矿（Seigel 等，1957）．波多尔斯基（Podolsky，1966）和索尔特（Salt，1966）介绍了一些有关早期的地球物理找矿实例．泰尔福德和贝克尔的文章（Telford and Becker，1979）讨论了用航空电磁法发现马古西河、伊索和新因斯科等矿体的情况，里德介绍了用航空电磁法发现获图尔矿体的经验（Reed，1981）．

1956 年，马塔干米辛迪加在阿比提比绿岩带北部的大部分地区开展了航磁和航空电磁探测．他们的勘查程序——航空物探扫面，地面物探检查，最后打钻验证——已成为一种样板，不仅在加拿大，而且在其它国家被广泛效法．继早期发现瓦特森湖矿体之后，还

有其它一些成功的实例见诸报道．佩特森详细介绍了马塔干米辛迪加的找矿成果，收集了加拿大 1955—1959 年期间航空电磁法探测、地面检查，以及发现的矿体等统计资料(Paterson,1966，1970)．分析表明，这套方法在金属矿勘查上是行之有效的．据统计，总共飞行了 800 000 测线公里，发现航空电磁异常 100 000 个，对其中 3 000 个异常做了地面检查，并在 1 000 个异常上打了钻．经过钻探，在 800 个异常上打到了硫化矿化，但只有 16 个被确认为有经济价值的矿体．统计数字表明，勘探程序每前进一步，靶区都有明显的缩小．由于每 33 个异常才选一个做地面检查，所以如何选择地面检查目标便成了最关键的一环．“剔除”那些不做地面检查的异常要依靠一套根据经验建立起来的判据．现在让我们详细讨论一下这套判据，看一看它们是否普遍有效．

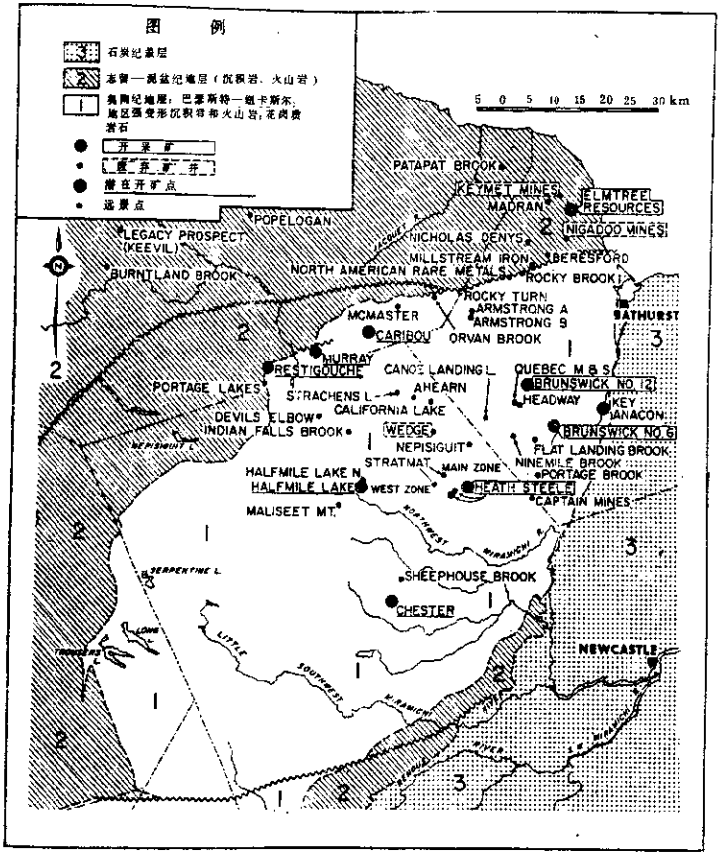


图3.1.10 加拿大新不伦瑞克省巴瑟斯特矿区地质图．50年代初，地面和航空电磁法在加拿大首次发现新矿体的成果就是在该矿区得到的（引自 Potter，1985）

一个理想的块状硫化矿体一般具有下面四个特点：(1) 含有磁性共生矿物；(2) 电导率（或电导）高；(3) 不与其它低阻地质体相连，以及 (4) 规模小（走向延伸一般为500—1 000m）。

早期的电磁系统很不完善，难以准确测定靶体的电导率。在低阻冰湖沉积物覆盖的地区（如阿比提比粘土带），大多数电磁响应是由粘土引起的。在这种情况下，应选择与磁异常相吻合的电磁异常进行认真研究，因为这类异常的源一般是在基岩里，而不会在覆盖层中。对于与火山岩有关的块状的多金属硫化矿床来说，如果存在磁性矿物，那么它多半会是磁黄铁矿，然而正如前述，这种矿物一般极少出现，或者以无磁性同质多象变体存在。在这类矿床中，至少有一半由于仅含有微不足道的磁黄铁矿而无磁性显示。应该明确区分多金属块状硫化矿床和与超镁铁质岩石有关的镍—铜矿床。在加拿大的地球物理文献中，二者均被称为"块状硫化矿床"。后者都含有磁黄铁矿,因而无例外地具有磁性。加拿大的，尤其是国际镍公司的早期航空电磁法工作量，大都投在镍—铜矿床的勘查上。

如果只看标本的电阻率测量结果，块状硫化矿床确实应该是良导的 (Angenheister, 1982)。然而，矿床的"原地"电学性质与它们的结构和矿物成分有关，我们从蒙斯库普里的例子已经看到，有些块状硫化矿体是高阻的。富含磁黄铁矿的硫化矿体通常具有很强的导电性，因为磁黄铁矿（即使含量很少）常呈细长脉状，从而构成导电通道。有些矿体，即使其主要矿物成分是不导电的闪锌矿，但只要有磁黄铁矿存在，它们就可能具有很高的电导率（澳大利亚塔斯马尼亚州的罗斯伯里矿就是一例）。黄铜矿的导电性好，但它在硫化物总体积含量中一般只占很小一部分。黄铁矿常呈互不相连的小团块状存在，因此富含黄铁矿的矿体其导电性一般较差或居中等。高切尔根据魁北克省的资料研究了电导率与磁黄铁矿含量的关系 (Gaucher, 1983)。

第三个判据与低阻靶体的位置有关。就层位关系和赋存位置而言，一些地区出现的层状低阻体（多为石墨片岩或富含石墨的其它岩石）和与块状硫化矿体有关的火山中心有一定距离。然而，石墨页岩的分布并非必然与火山中心在空间上有什么特定的关联。有意思的是，很多块状硫化矿床却偏偏与石墨页岩形影相随。比如，安大略省的基德格里克矿被一套石墨页岩层覆盖；马尼托巴省弗林弗伦附近的韦斯塔姆矿床整个产于石墨页岩中 (J. M. Franklin，私人通信)。如果火山岩上残留有低阻腐泥岩，情况会变得更为复杂。这就要求我们能识别"低阻体中的低阻体"。识别单个的低阻体可采用电导率统计分析法 (Palacky and Sena, 1979)，也可采用多线框多频电磁系统进行探测。地球物理学家曾普遍认为加拿大不存在腐泥岩层，但最近的地质调查结果否定了这个结论 (Veillette and Nixon, 1982)。拉布拉多谷地腐泥岩分布广泛。如果不了解风化层中腐泥岩的形成规律，就不能正确地解释航空电磁资料。

关于第四个判据，的确，大多数块状硫化矿体的规模比较小（见本节开头给出的统计资料）。但谁不愿意找到一个真正的"大象"呢？安大略省蒂明斯附近基德格里克矿体的经济价值，比这个矿区所有其它小矿体总和的经济价值还要大。如果生搬硬套上述判据，这个世界上最大的与火山岩有关的块状硫化矿体就可能发现不了，因为它有好几条与上述判据不符：无磁性，规模大，靠近含石墨的地层。

还可以举出一些矿例，由于机械地般用上述判据，使这些矿体的发现和开采推迟了好

多年．里德记述了发现魁北克省获图尔锌一铜一银矿（马塔干米以西 100km）的情形（Reed，1981）．该矿无磁性，导电性差．就是因为这两个不符合一般规律的特性，直到1974 年，从发现异常算起整 16 年以后，才对此处的异常进行地面检查．

作为一个例子，现在来讨论在加拿大地盾区具有典型意义的斯科特矿床．该矿床位于魁北克省希布加莫以西 20km 处，产于前寒武系绿岩带内．块状硫化矿体分布在韦科尼奇组的长英质和中性火山岩的接触带上（见图 3.1.11）．该矿床是由航空电磁法发现的，储量 0.68Mt，品位为锌 6.9%、铜 0.55%，以及银 13.3g／t（Questor Surveys，1984）．它的航空电磁异常具有块状硫化矿床异常的典型特征：规模小、孤立、伴随有磁异常（后经地面检查证实，硫化矿体与磁异常区相距还有 100m）．尽管电导很低（4S），该异常还是被选作地面检查的目标．这里的地质条件与上面提到的获图尔矿类似，可能是由于人们对获图尔矿的记忆起了作用，才没有十分看重电导率这条判据．

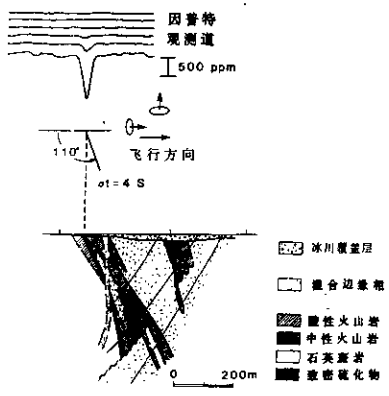


图 3.1.11 加拿大魁北克省斯科特锌一银一铜矿床地质断面图及其航空电磁响应（引自 Questor Surveys，1984）

不列颠哥伦比亚省罗维尔斯托克以北 90km 处的戈德斯特里姆矿属别子型矿床（Kanchira，1970；Fox，1984）．这类矿床一般呈板状和层状．戈德斯特里姆矿产于始寒武系变质沉积岩中，硫化矿层厚 2.5m，储量 3.5Mt，品位为铜 4.5%、锌 3.1%，以及银 24g／t．该矿床是由直升机因普特航空电磁法发现的（Konings and De Carle，1985）．鉴于所用电磁系统的装置形式（水平线圈接收）和矿体的产状（近于平板状），此处的电磁响应与常见的类型不同（图 3.1.12），大概是磁黄铁矿含量较高的缘故，矿体有磁性，并且具有很高的电导（40S）．

要对种类繁多的与火山岩有关的块状硫化矿床提出统一的电导率估算办法是很困难的．电导率和电导的确定与所采用的电磁系统类型有很大关系．戈什（Ghosh，1972）和帕拉奇（Palacky，1978）曾针对多种不同的模型研究了根据航空电磁资料估算电导的方法．他们的结论是，只有根据同一类电磁系统的资料得到的那些估算结果才是可以相互对比的．帕拉奇（Palacky，1978）曾利用诺模图估算过许多用因普特航空电磁系统探查过的矿床的电导（表 3.1.1）．从表 3.1.1 可见，电导的变化范围为 1—42S，实际上这也是根据因普特资料可能做出可靠估算的最大范围．对于 σt 超过 40S 的靶体，因普特系统已不能很好地将它们加以区分；因而用该系统探测 σt 低于 1S 的靶体也属勉强（Palacky and Wcst，1973）．佩尔顿等人曾在北美的 26 个金属矿床，其中不少系块状硫化矿床上做过复电阻率测量，他们还绘制了不同矿化类型的电阻率直方图（Pelton 等，1978）．

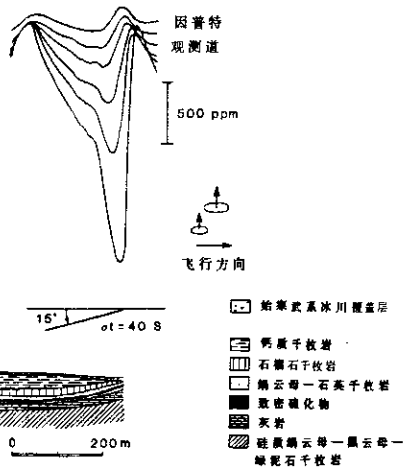


图 3.1.12　加拿大不列颠哥伦比亚省戈德斯特里姆铜一锌一银矿床地质断面及其航空电磁响应（引自 Konings and DeCarle, 1985）

表 3.1.1　加拿大某些与火山岩有关的硫化矿床的电导

矿　床	矿　种	电导(S)	资料来源
魁北克省			
希布加莫			
西比克斯	铜一金	22	(1)
伯蒂奥	铜一金一银	42	(1)
莱萨德	铜一锌一银	11	(1)
马古西河	锌一铜一银	12	(1)
新因斯科	锌一铜一银	14	(1)
斯科特	锌一铜	4	(2)
塞尔贝伊	锌一铜一银	2	(2)
斯汤顿	铜一锌	10	(1)
安大略省			
获图尔湖	金	13	(2)
斯特金湖	锌一铜一银	40	(1)
马尼托巴省			
莫根湖	锌	1	(2)
雪尔	铜一锌	6	(1)
里德湖	铜一锌	10	(2)

用以估算电导的因普特航空电磁资料的来源：(1) Palacky, 1976; (2) Questor Surveys, 1984

在加拿大，勘查块状硫化矿床常常先从航空物探扫面开始，因此，怎样选择地面检查目标就成了至关重要的一环．今后，地质和地球化学资料会得到更有效的利用，在老矿区更会如此（Boldy，1979）．地球物理方法所扮演的角色可能也会随之发生本质的变化．

最后，从历史和地缘的角度，对加拿大航空电磁系统的发展及其在块状硫化矿床勘查上的应用做一分析或许是有益的．第二次世界大战以后，在政治上安全的地区寻找战略金属资源势在必行．加拿大因其地域辽阔，大部分领土尚待开发而首博青睐．这就需要一种既能快速扫面又成本适中的勘查技术．一套以航空电磁探测继以地面检查为基础的方法技术适应了这些要求，并取得了极大的成功．最近 30 年，加拿大的地质资料已大大丰富．航空电磁法可以在系统的、政府主持的大区域（如绿岩带）地球物理扫面中起重要作用．芬兰在 1952 年就开始了这种扫面工作（Peltoniemi，1982）．加拿大魁北克省政府通过了一项类似的政策，自 1968 年以来航空电磁法已飞行了 600 000 测线公里（*Lefebvre* 等，1986），需要一种新的方法来解释这么丰富的资料；不应该只分析研究那些据认为与块状硫化矿床有关的异常，而应分析研究所有的异常．

二、其它类型的块状硫化矿床

世界上大多数锌和铅的产量，均出自赋存在沉积岩中的硫化矿床．其中，较著名的有澳大利亚新南威尔士州的布罗肯希尔矿和昆士兰州的芒特艾萨矿，以及加拿大不列颠哥伦比亚省的沙利文矿和育空地区的法鲁矿等．爱尔兰西尔弗迈恩斯和泰纳夫，以及联邦德国拉莫斯堡和梅根等大型锌矿床也属这个类型．同与火山岩有关的块状硫化矿床相比，这种矿床的规模都比较大，其中 38 个世界级矿床的储量在 4Mt 至 550Mt 之间，平均每个矿床的储量约为 60Mt．它们的平均品位为锌 7.3%、铅 4%，以及银 48g／t．已开采的最高品位为锌 18%、铅 13%，以及银 180g／t．在加拿大，45%的铅、16%的锌和 10%的银均出自这类矿床（据 1977—1978 年统计数字）．

产于沉积岩中的硫化矿床，是在离火山中心较远的中温（150—250℃）卤水塘中发生沉积作用时而形成的．热液活动向这些卤水塘中注入富含锌、铅和银的溶液（Gustafson and Williams，1981）．这类矿床绝大多数产于陆缘厚层碎屑沉积岩序中．主要勘查地区应是次一级的盆地，其标志是水平方向岩相变化很快．如果再存在（a）火山岩（局部熔岩流，或者薄凝灰岩层），或者（b）热液源化学沉积物（富含重晶石、燧石、铁和锰的沉积物），则进一步表明沉积过程中有热液活动．

这种硫化矿床多呈整合层状，横向延伸可达厚度的十到几百倍．最常见的成矿矿物是闪锌矿和方铅矿．伴生矿物有石英、磁黄铁矿、黄铁矿、黄铜矿、白铁矿、砷黄铁矿和锡石等．与硫化矿带相伴的最常见的岩层为沉积的角砾岩和砾岩楔形层．上覆的化学沉积岩序中常见有燧石和重晶石．

大多数这类大型矿床都是由个体寻宝人首先发现的，这大概要归因于它们可观的规模和较大的横向延伸．在勘查这类矿床时，地球物理方法的使用不象勘查火山岩型块状硫化矿床时那么广泛．这类产于沉积岩中的硫化矿床以其品位高、储量大而倍受重视．从原理上说，使用地球物理方法勘查这类矿床也会有良好效果．在大部分被冰川沉积物覆盖的爱尔兰，常用的是激发极化法，间或也使用电磁法．这里已发现的矿床均富含闪锌矿，故呈

高阻（Seigel，1966）。在澳大利亚的昆士兰州，为寻找低阻的芒特艾萨和麦克阿瑟河型矿，曾开展大规模的航空电磁探测。可惜，这些探测资料大都睡在各种勘查公司的文件柜里，更未见公开发表。

另一类重要的铅锌矿床当属密西西比峡谷型沉积岩层控矿床。这类矿床在美国尤为重要。较大型的有密苏里州的老铅带矿和维伯纳姆特伦德矿，以及东田纳西矿。加拿大西北地区的派恩波因特矿和北极星矿也属于这一类型。矿床的储量从 1Mt 到 10Mt 不等，铅、锌的联合品位为 5—10%（Sangster，1984）。

该类矿床一般产于地台区碳酸盐岩层序中，矿体形状极不规则，主要由块状闪锌矿和方铅矿构成。迄今，经济地质学家对这种矿床的成因尚没有统一的见解。对地球物理学家来说，它是一种难寻找的矿床类型。曾使用过电磁法，但未获成功。未成功的主要原因是，方铅矿及其共生的黄铁矿电导率低，并且主要成矿矿物闪锌矿是高阻的。显然，电导率与矿床的类型和成因有关，硫化矿体即使是块状的，也不一定是电磁法可以奏效的勘查目标。

三、镍、铜、铂岩浆矿床

据统计，世界上一半的镍产量和几乎全部的铂产量均出自岩浆型矿床（镍的另一半产量出自红土型矿床）。加拿大萨德伯里矿床的镍储量约为 7Mt，产量居世界第一。南非梅伦斯基金脉矿的铂产量约占世界铂产量的一半。所有这种类型的矿床都属同生矿床，与镁铁质一超镁铁质火成岩有关。大都产于前寒武系绿岩带内。萨德伯里构造的成因现在还不太清楚。已提出几种关于该构造成因的假说，陨石撞击说便是其中之一。

矿化带通常呈整合的层状或透镜状。矿石可能是块状或浸染状硫化物、脉状硫化物、或者角砾状硫化物。主要成矿矿物是镍黄铁矿和黄铜矿，铂矿体中还有不同类型的铂族矿物。常见矿物则是磁黄铁矿和黄铁矿，一般具有较好的导电性。矿床宏观的电导率与矿床的结构和类型有关。

镍一铜一铂岩浆矿床可分为两类：与超镁铁质岩有关的镍一铜矿床和与辉长岩有关的镍一铜一铂矿床。西澳大利亚的基斯山矿和坎巴尔达矿、加拿大马尼托巴省的汤普森矿、以及苏联的皮琴加矿等属于前一类；加拿大安大略省的萨德伯里矿、博茨瓦纳的塞莱比一皮奎矿，以及苏联的诺里尔斯克矿属于后一类。所有的铂族矿床也属于后一类。品位变化范围为镍 0.6% 至 1.6%，铜 0.2% 至 1.3%。一般说来，岩体中会含有多个矿体，单个岩体的矿石储量为 0.1Mt 至 10Mt 不等。梅伦斯基金脉矿的铂品位达 10—20g／t。

在勘查加拿大马尼托巴省与超镁铁质岩有关的镍一铜矿床时，曾广泛采用电磁法。经过航空电磁探测，在汤普森带内发现了好几个矿体。佩里德里的文章详细介绍了汤普森带的地质情况（Peredery，1982）。多塞特记叙了用地球物理方法发现汤普森矿和派普矿的经过（Dowsett，1970）。这两个矿的低阻硫化矿体与橄榄岩共生。比如汤普森矿，岩体埋藏很深，富磁黄铁矿一镍黄铁矿带位于岩体的边缘。图 3.1.13 给出了该矿床的地质断面图，以及用垂直线圈电磁系统观测得到的剖面曲线（剖面的过零点与矿体对应）。由于磁黄铁矿含量较高，矿体呈低阻且有磁性。矿体的电磁响应与垂直板状体的响应类似。

派普矿区富硫化物矿带的情况比较复杂（图 3.1.14）。橄榄岩体内有两个形状不规则的透镜体。由于较软的橄榄岩所受的冰川侵蚀作用，岩体上的冰川覆盖层变厚。橄榄岩引

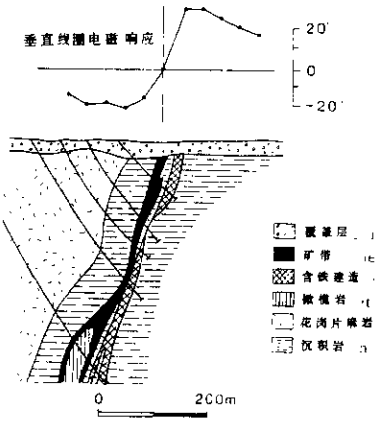


图 3.1.13 加拿大马尼托巴省汤普森矿地质断面图，以及垂直线圈地面电磁系统响应曲线，汤普森矿系与超镁铁质岩有关的镍矿（引自 Dowsett，1970）

起的磁异常比含铁建造引起的磁异常强。用垂直线圈电磁系统将这两个透镜状硫化矿体都找出来了，但未详细测定矿体的电阻率。

对勘查镍、铜、铂岩浆矿床来说，是否伴有磁异常是选择打钻目标的重要根据。这与勘查沉积型的和与火山岩有关的块状硫化矿床大不相同。镍—铜岩浆矿床几乎都含有磁黄铁矿，有的地区，风化层没有被剥蚀掉，在镁铁质或超镁铁质岩体上形成低阻腐泥岩，给勘查增加了困难。航空电磁法可用来圈定这类岩体，但是，若所用的电磁系统频带不够宽，就不大可能进一步探测岩体内的硫化矿透镜体。

电磁法在西澳大利亚太古代伊尔加恩岩块上的应用实例具有借鉴意义。坎巴尔达矿区位于卡尔古利以南 100km 处，由于这里风化作用强，地表含盐度高，以及存在其它一些低阻地层（黑色

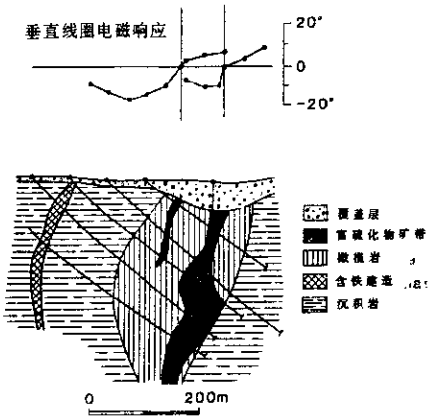


图 3.1.14 加拿大马尼托巴省派普矿地质断面图，以及垂直线圈地面电磁系统响应曲线。派普矿系与超镁铁质有关的镍矿（引自Dowsett，1970）

页岩），使电磁法在普查方面的应用受到限制。埃利奥特和斯塔泰理介绍了在基斯山镍硫化矿床（距卡尔古利北 500km）上所做地球物理勘查工作（Elliott and Staltari, 1985）。磁黄铁矿—镍黄铁矿矿带很薄（0.3—10m），产状近于垂直，局部风化深度可达80m，对任何一种电磁探测都会造成影响，只有在晚延时道上（大于 5ms）才能看到硫化矿带的响应。斯特普尔斯讨论了在福雷斯特尼亚的飞狐地区用地面电磁法探测类似矿化带的结果（Staples, 1984）。这是一个镍硫化矿床，距珀斯东 380km，咸地下水和 90m 厚风化层的存在使电磁资料的解释变得复杂了。

四、含铁建造①

世界上铁的最重要的来源是含铁建造。一些大型铁矿床，比如巴西的卡拉加斯铁矿和米纳斯吉拉斯铁矿，储量可达几亿吨。格罗斯把含铁建造分为两类：苏必利尔湖型和阿尔戈马型，前者在世界范围内更为重要（Gross, 1984）。

第一类含铁建造是在氧化环境下由铁和硅的化学沉积作用形成的富含铁和硅的矿层。矿层厚度一般为 30—150m，走向延伸可达几公里。最常见的岩石类型有铁燧岩、铁英岩和碧玉铁质岩。主要成矿矿物是磁铁矿、赤铁矿和针铁矿，它们多与细纹层状燧石、石英、含铁硅酸盐岩、含铁碳酸盐岩和含铁硫化物共生。这类铁矿床全都是同生的，且多属元古界。阿尔戈马型含铁建造在空间上与火山中心有更直接的联系。常见岩石有各类火山岩，以及硬砂岩和页岩，生成时代从前寒武纪至近代均有。

磁铁矿是含铁建造中最重要的矿物，它的导电性不强，但具有很高的磁化率。因此，寻找这类矿床多用磁法。它们的电磁响应则与一无量纲的响应参数有关。所谓的无量纲响应参数，是电导率、磁化率、工作频率和两个尺度参数（可以是靶体的尺度也可以是电磁系统排列的尺度）的乘积。有人对这个问题做过详细讨论（Grant and West, 1966; Ward and Hohmann, 本卷）。这个复杂的相关性意味着，频率域电磁法也可用来探测含铁建造，如果做虚分量和实分量观测，磁性体会引起负相位响应。迄今，还未对磁性体的时间域电磁响应做过理论研究。

用电磁法探测含铁建造的应用实例，公开发表的为数很少。帕拉奇介绍了在巴西南部南里奥格兰德的前寒武纪地盾上开展直升机航空电磁探测的一些结果。含铁建造常赋存于希拉里奥火山—沉积岩组内，该岩组以火山角砾岩和凝灰岩为主。图 3.1.15 示出了南拉夫拉斯附近航空电磁响应曲线，含铁建造上出现负相位响应。希拉里奥安山岩和圣巴巴拉砂岩之间的电阻率差异是由它们风化程度的不同造成的。由于含铁建造引起的电磁异常具有范围窄和易于识别的特点，用电磁法圈定含铁建造比用磁法效果更好。

弗雷泽和西吉恩曾利用直升机航空电磁资料估计铁矿储量（Fraser, 1973; Seguin, 1975）。弗雷泽根据谢尔曼铁矿区的航空电磁资料估计的铁矿储量与钻探控制的储量仅差10%。他的做法是，先根据手标本测试结果确定磁化率，然后根据电磁资料估计垂向单位长度上的储量。该矿位于加拿大安大略省诺斯贝以北 80km 的特马加米附近。比照世界标准该矿的品位偏低，矿石中磁铁矿的重量含量为 29%，体积含量为 18%。

西吉恩的文章介绍了魁北克省拉布拉多地槽内谢弗维尔地区的地球物理勘查工作

①即含铁石英岩，或称受变质铁矿——译者。

(Seguin，1975)。这是个曾在加拿大占有最重要位置的铁矿区，1983 年闭坑。在这里，电磁资料曾被用来计算铁燧岩矿体的储量和品位。弗雷泽和西吉恩一致认为电磁法比磁法有如下优点：(a) 电磁法采用交变一次场源，不存在剩磁问题，(b) 电磁响应与磁纬度无关，以及 (c) 电磁法的分辨能力强，可以较好地区分相邻的磁性体。

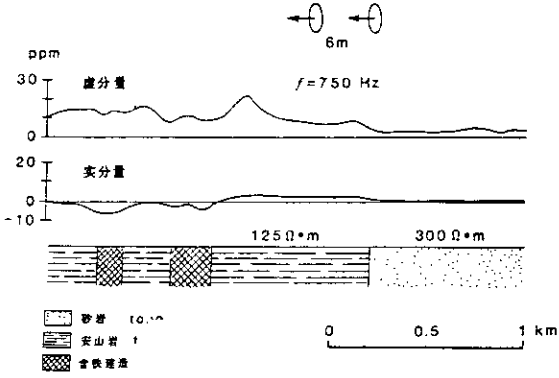


图 3.1.15　巴西南拉夫拉斯附近含铁建造的地质断面图及其航空电磁响应曲线

目前，寻找铁矿的积极性不高，因此电磁法在这方面的应用显得并不重要。但是，在全面解释绿岩带以及其它某些地质环境中的航空电磁资料时，辨认和分析含铁建造引起的电磁响应仍然是很重要的。在拉布拉多地槽和阿比提比带，直升机航空电磁探测记录到了数量可观的负相位异常。

第二节　线性构造和风化层

水饱和粘土是最常见的低阻地质体之一，它是风化或水热蚀变作用的产物。在第四系松散湖积物中，以及在冲积和冰湖沉积物中都有搬运和沉积的粘土。在很多沉积岩（如各种页岩）中，也含有低阻粘土矿物。很多矿床与粘土有关（如不整合型铀矿、铝土矿、红土型镍矿和金矿等），有些粘土本身就有重要的经济价值（如瓷土，即高岭土）。在探测金伯利岩和线性构造时，粘土是非常有用的标志物，而了解线性构造对勘察地下水和寻找热液矿床极为重要。地热储因其流体温度高、孔隙度增大，以及存在由水热蚀变产生的粘土，故呈低阻。风化作用的强弱与岩性有关，因此，风化作用的差异构成了电磁法用于地质填图的物理前提。粘土是一类很常见也很重要的低阻地质体，但人们对它的了解却很少，应该花更多的精力去研究它。来自六大洲的实例表明，粘土的存在是电导率增高的原因，至少是部分原因（图 3.2.1）。

一、风化层

有不少勘查靶区，那里的大多数电磁异常是由风化层引起的。热带亚热带地盾区的风

化作用一般可达到很大深度（如非洲、澳大利亚、巴西、圭亚那、印度等）。有些地区，尽管现代的气候条件已不利于导致深度风化，仍可能保存有很厚的风化层（如加拿大、斯堪的纳维亚、以及欧洲中部等）。在澳大利亚和巴西，风化层引起的航空电磁异常可占航空电磁异常总数的 50%到 95%。因此，很好地了解风化机制对航空电磁异常的地质解释是十分必要的。不少干旱地区（如澳大利亚和美国西南部），强烈的蒸发作用使表层变成含盐层，从而使电导率的分布更为复杂。这个问题将在本章"海水、含水层和永久冻土"一节中讨论。

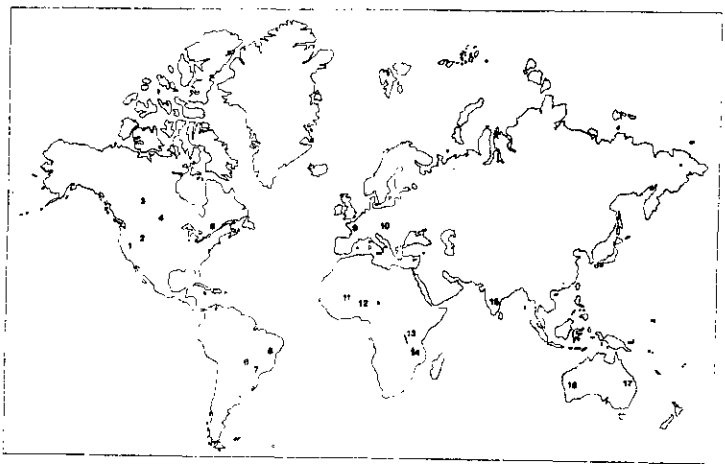


图 3.2.1 "线性构造和风化层"一节中所涉及的地名

美国：(1) 加里福尼亚州拉森国家公园；(2) 犹他州罗斯福热泉；

加拿大：(3) 萨斯喀彻温省阿萨巴斯卡盆地；(4) 马尼托省赖斯湖绿岩带；　(5) 安大略省提太华；

巴西：(6) 戈亚斯州卡纳布拉瓦和圣菲；(7) 米纳斯吉拉斯州新利马；(8) 巴伊亚州伊塔皮库鲁绿岩带；

欧洲：(9) 法国布瓦德瑟内；(10) 匈牙利包科尼亚科和帕帕伐尔；

非洲：(11) 布基纳法索曼卡加和拉帕达马；(12) 尼日利亚北部；(13) 布隆迪穆松加提；(14) 坦桑尼亚．

印度：(15) 安得拉邦维加拉巴德；

澳大利亚：(16) 西澳大利亚州条顿驼尔；(17) 昆士兰州英厄姆

风化的强度和类型与气候、岩性、地形和地下水状况等多种因素有关。在寒冷干燥气候区，物理风化起主要作用；而在其它各类气候区中化学风化作用普遍存在。不少地区经历过若干个风化周期。巴特讨论了化学风化过程的阶段特征（Butt，1982）。如图 3.2.2 所示，(a) 表示潜水面近地表，岩石尚未风化；(b) 潜水面下发育有腐岩层，地表出现薄砂层。腐岩（Saprolite）是指由稳定的原生矿物和新形成的次生粘土构成的、仍保留着风化前岩石结构的一类物质。这个关于腐岩的定义在对风化作用做过详尽研究的澳大利亚具有权威性，但在欧洲却未被普遍接受。欧洲更多采用的术语是"绿泥石化带"

(Chloritization zone)，而 Saprolite 在那里系指风化层上部的软物质①。腐岩上部为杂色带（图 3.2.2 (c)）。杂色带中活动组分损失更多，只有像铬铁矿和锆石等最稳定（最耐风化）的矿物才被保留下来，而腐岩中的有些粘土成分则被第二代粘土，主要是高岭土所取代。接近潜水面处原生结构消失，这一特征也是确定腐岩顶部边界的根据。图 3.2.2 中的 (d) 说明了含铁带发育的情形。从杂色带过渡到含铁带的标志是豆状结核的出现。坚硬的含铁带富含铁氧化物，特别是赤铁矿。在酸性和氧化条件下发生的淋滤作用，可在残积砂的表面造成以石英为主要成分的硬壳。图 3.2.2 中的 (e) 示出了发育完整的风化断面。与风化作用相伴的缓慢剥蚀作用，使地形变低、起伏变缓，山谷渐渐被从高处剥蚀的物质充填。本文所用的术语"风化层"指的就是这种风化壳，该术语在非洲和北美被广为采用。

如果一个地区逐渐变得干旱或者地层缓慢隆起，风化过程也要相应地发生变化（图 3.2.3）。潜水面的降低使腐岩层上部发生淋滤作用，形成浅色淋滤带，而如上面所定义的腐岩（保持原来的岩石结构）可能要变得非常薄。随着潜水面的下降，上部地层逐渐进入氧化环境中。由于脱水作用，使最上部的含铁层变得更硬，形成硬壳（在巴西，人们称它为铁角砾岩；而在西非，则称它为"护甲"）。图 3.2.3 (d) 中的风化断面是由两种化学风化作用造成的：(1) 高潜水面时的红土化作用；(2) 随着潜水面的下降而发生的淋滤作用。

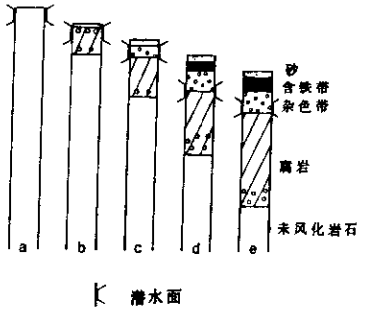


图 3.2.2 一完整风化断面随时间（或风化强度）的演化过程（引自 Butt，1982）

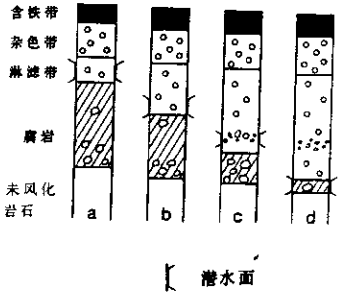


图 3.2.3 构造隆起引起潜水面下降，风化断面随之发生变化（引自 Butt，1982）

上面讨论了构造运动和气候条件对风化过程的影响。影响最终风化结果的还有其它一些因素，其中主要的是地形和岩性因素。图 3.2.2 和图 3.2.3 中的风化断面是高地的典型情况。在斜坡地段，由于剥蚀作用，风化层（尤其是脆弱的杂色带）的上部被不断搬移，并在谷地沉积下来，因此，斜坡的下部和谷地便赋存了斜坡上部搬运来的物质。

①这时Saprolite译作"腐泥"。

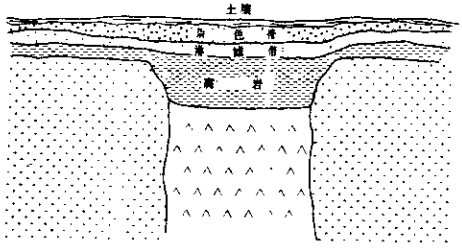


图 3.2.4 风化层及其成分与岩石类型的关系

不同的岩石受风化作用的影响也不同（图 3.2.4）。片麻岩和花岗岩比角闪岩和某些火山岩耐风化。火成岩的风化强度与岩石成分有关。镁铁质和超镁铁质岩石比长英质岩石更容易受强化学风化，因为后者的耐风化矿物（石英和白云母等）含量较高。图 3.2.5（鲍文反应系列）示出了一些常见造岩矿物的抗风化能力（向下减小）。在一般情况下，镁铁质矿物（橄榄石、普通辉石，以及普通角闪石等）经风化变成粘土矿物（绿泥石、伊利石、绿胶埃洛石、蛭石，以及蒙脱石等）（Ollier，1969）。实验室和野外现场观测表明，水饱和粘土是低阻的。

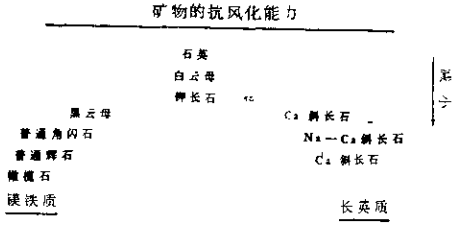


图 3.2.5 火成岩造岩矿物的抗风化能力和鲍文反应系列(引自Goldich，1938)

传统的火成岩岩石分类的主要依据是硅的含量（图 3.2.6）。石英（SiO_2）的含量越少，越容易发生化学反应，从而易于形成低阻粘土。这种化学活动发生在水饱和带——腐岩带。一个地区，如果其它条件（气候条件和地形条件等）都相同，镁铁质岩石上形成的腐岩层比长英质岩石上形成的腐岩层的导电性好。

大多数新鲜火成岩野外实地观测电阻率的变化范围为 500—10 000Ω·m，当然也有低于这个范围的记录（如夏威夷玄武岩）。实验室测试样品得到的电阻率值要比野外实地观测值高出几个数量级（Angenheister，1982）。表 3.2.1 列出了某些火成岩的实验室测试和野外实地观测的电阻率值。在镁铁质岩石（辉绿岩、辉长岩和玄武岩等）上观测到的电阻率相对偏低（1 000Ω·m 以下）。中性和长英质岩石（花岗岩、正长岩和闪长岩等）的野

外实地观测电阻率值均超过 2 000Ω·m，实验室测定的电阻率值变化范围要大得多，并且也没有出现上述那种差异．火成岩上面所形成的腐岩的电阻率变化范围为 5Ω·m（玄武岩）到大于 200Ω·m（石英闪长岩）．

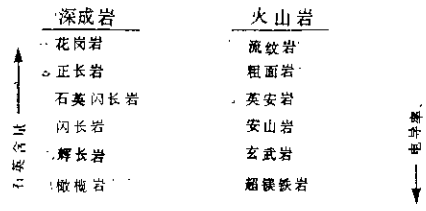


图 3.2.6　基于硅含量的火成岩标准分类．随着硅含量的减少，岩石易受风化的程度和腐岩的电导率增加

图 3.2.7 是长英质和镁铁质岩石上形成的理想化风化断面．关于这些风化断面的形成问题前面已有叙述，现在着重讨论各个层位的组分和电学性质．从底层往上，未风化母岩的电阻率一般超过 500Ω·m；紧覆其上的是岩石破碎带，其矿物成分与母岩的相同，即：长英质岩石多含石英、钾长石、黑云母和白云母等，镁铁质岩石多含斜长石、辉石、角闪石和蛇纹石等．目前的电阻率资料和测井资料还不足以说明应用电法是否可以准确地圈定岩石破碎带．用电测深方法可能尤其困难，因为岩石破碎带的电阻率一般都介于新鲜岩石（高阻）和腐岩（低阻）之间．

表 3.2.1　某些火成岩的电阻率值

岩性	实地观测（Ω·m）	实验室观测(Ω·m)
火山岩		
熔　岩	6 000	10 000
玄武岩	800	7 000
辉绿岩	450	10 000
安山岩		2 000
英安岩		21 000
深成火成岩		
橄榄岩		3 000
辉长岩	490	1 500
闪长岩	7 000	100 000
正长岩	2 400	30 000
花岗岩	4 300	20 000

资源来源:对安金海斯特收集的数据取平均值（Angenheister, 1982）．实验室测试的是潮湿标本

勘查地球物理学家看重的事实是，在镁铁质岩石上形成的腐岩层厚度既大电导率又高．佩里克认为，腐岩层是风化层中导电性最好的一层（Peric, 1981）．图 3.2.8 中给出了两个钻孔的电阻率测井曲线，为了突出低阻层，电阻率已被换算成电导率．在佩里克的文章里（Peric, 1981），辑录了很多这类资料．较详细地介绍了在布隆迪穆松加提红土型镍矿床（距首都布琼布拉东南 80km）上开展的地球物理工作．从图 3.2.8 中上面的测井

曲线看，腐岩和新鲜橄榄岩之间的过渡层厚约 1—3m，而在下面的测井曲线上过渡层的变化比较平缓。峰值电导率约为 150mS／m，相应的电阻率为 6.7Ω·m。解释电测深曲线也得到类似的电阻率值，其变化范围在 5—25Ω·m。腐岩层的平均厚度为 18m。

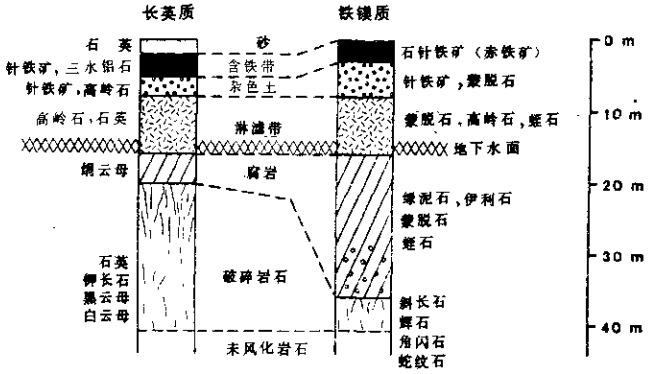


图3.2.7 长英质和镁铁质火成岩上形成的风化断面示意图。每一层中常见的矿物标在断面的两侧。新鲜岩石的矿物成分与岩石破碎带的相同（引自Palacky，1986）

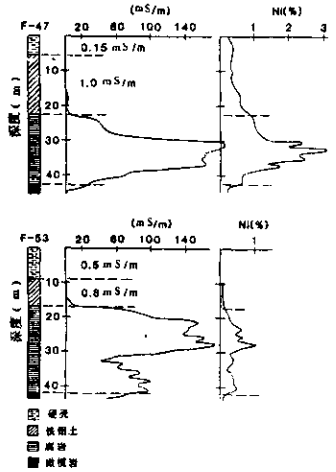


图 3.2.8 布隆迪穆松加提超镁铁质岩体上部地质柱状图、电阻率测井曲线（三电极排列，测量结果转换成 mS／m）、以及风化层的镍含量曲线（引自 Peric，1981）

帕拉奇和卡德卡鲁曾在巴西戈亚斯州卡纳布拉瓦（Canabrava，位于首都巴西利亚以北 270km）的玄武岩流和橄榄岩体上做过电阻率测深（Palacky and Kadekaru，1979）。对腐岩层电阻率和厚度（根据测深曲线解释结果）进行统计分析后发现，两类岩石的电阻率存在统计意义上的差异（图 3.2.9）。根据玄武岩上 8 个测深点资料得到腐岩层的电阻率平均值为 19.5Ω·m，标准离差 3.7Ω·m；从橄榄岩上 13 个测深点数据得到腐岩层的电阻率平均值为 7.9±2.5Ω·m。玄武岩和橄榄岩上相应的腐岩厚度分别为 10.6±3.9m 和 20.7±3.8m。而实验室测得的玄武岩和橄榄岩的平均电阻率分别为 7 000Ω·m 和 3 000Ω·m（Angenheister，1982）。

表 3.2.3 编录了几个研究人员发表过的腐岩电阻率值。这些根据测深资料得到的电阻率，由于测量的技术条件不尽相同，其绝对值可能不好比较。尽管如此，从中还是可以看出

两点：镁铁质岩石上腐岩的导电性一般比长英质岩石上腐岩的导电性好（如果只考虑一个给定的调查区域，这个结论是确定无疑的），并且在各洲之间（如南美洲、非洲、亚洲和澳洲）腐岩电阻率的变化并不明显。

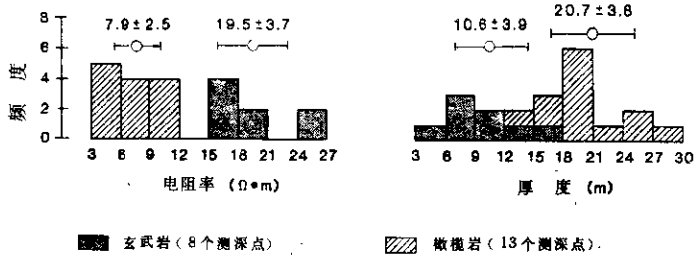


图 3.2.9 巴西戈亚斯州卡纳布拉瓦地区玄武岩和橄榄岩上腐岩电阻率和厚度直方图
（根据测深资料解释结果）（引自 Palacky and Kadekaru，1979）

表 3.2.2 火成岩上形成的腐岩的野外实测电阻率值

岩石类型	地 点	国 家	电阻率(Ω·m)	资料来源
镁铁质				
橄榄岩	卡那布拉瓦	巴西	8	(1)
橄榄岩	穆松加提	布隆迪	10	(2)
玄武岩	维加拉巴德	印度	5	(3)
玄武岩	英厄姆	澳大利亚	5	(4)
玄武岩	圣卢兹	巴西	15	(1)
玄武岩	卡那布拉瓦	巴西	20	(1)
玄武岩	条顿被尔	澳大利亚	30	(3)
纯橄榄岩	圣菲	巴西	50	(1)
长英质				
安山岩	条顿被尔	澳大利亚	100	(5)
安山岩	南拉夫拉斯	巴西	110	(6)
花岗岩	瑟达塞奥贝德	印度	40	(3)
花岗岩	圣卢兹	巴西	65	(1)
花岗岩	拉帕达马	布基纳法索	70	(7)
花岗岩	北部地区	尼日利亚	100	(8)
石英闪长岩	新利马	巴西	220	(1)

资料来源：(1)Palacky and Kadekaru，1979；(2)Peric，1981；(3)Poddar and Rathor，1983；(4)Birkett，1981；(5)Fritz and Sheehan，1984；(6)Palacky，1981；(7)Palacky 等，1981；(8)Acworth and Griffiths，1985

对变质岩来说，岩石结构对风化程度的影响比矿物成分的影响大，这是与火成岩不同的．片麻岩的抗风化程度比其它变质岩高，并且其次生腐岩的电阻率也不算太低（表3.2.4）．在片岩上形成的腐岩层，其电阻率的变化范围相当大，这很可能是由于被称为片岩的那些岩石在岩性上并不相同．在同一个地理区域内，这种电阻率变化不会超过50%．

表 3.2.3 变质岩上形成的腐岩的野外实测电阻率值

岩石类型	地 点	国 家	电阻率(Ω·m)	资料来源
角闪岩	拉帕达马	布基纳法索	10	(1)
角闪岩	库拉萨	巴西	30	(2)
角闪岩		马里	10	(3)
粘硬绿泥岩	夸蒂普鲁	巴西	20	(2)
蛇纹岩	夸蒂普鲁	巴西	90	(2)
片岩		马里	20	(3)
片岩	曼卡加	布基纳法索	20	(1)
片岩	新利马	巴西	80	(2)
片岩	南卡萨帕瓦	巴西	130	(2)
片麻岩	库拉萨	巴西	100	(2)
片麻岩	拉尼根杰	印度	100	(4)

资料来源：(1)Palacky等，1981；(2)Palacky and Kadekaru，1979；(3)Engalenc，1978；(4)Verma and Bandyopadhyay, 1983

从图3.2.8可以看到，顶部两层（铁铝层——相当于淋滤带和杂色带，以及硬壳层——相当于含铁带）的电导率很低，分别为0.8—1mS/m和0.15mS/m．相应的电阻率分别为1 000—1 250Ω·m和6 600Ω·m．在表3.2.2和表3.2.3中列出的所有地点上，风化层上部的电阻率都比下层的高．在大多数情况下，没有进一步区分淋滤带、杂色带和含铁带．如果介质的电阻率随深度减小，测深曲线的解释通常是困难的；除非事先知道存在这些地层，否则用理论曲线拟合实测曲线不会得到好的结果．只在巴西米纳斯吉拉斯州和戈亚斯州（亦即圣菲、新利马和夸蒂普鲁等地）的红土上观测到了较高的电阻率（大于1 000Ω·m），这种高阻可能是由含铁带引起的．在上述两个州的其它一些地方，上层电阻率在80—500Ω·m之间，说明不存在含铁层．根据弗里茨和希恩的文章，在西澳大利亚的条顿坡尔，最上层的电阻率在100—1 000Ω·m之间，但该文没有详细描述风化层的电阻率分布情况（Fritz and Sheehan，1984），阿克沃思和格里菲思的资料表明，尼日利亚北部地区硬壳层电阻率一般在500—5 000Ω·m之间（Acworth and Griffiths，1984）．在表3.2.3和表3.2.4所列出的其它一些地点，没有发现风化层中有特别高阻的层位．

作为用电阻率测深法确定完整风化断面的例子，图3.2.10给出了一个巴西戈亚斯州

圣菲镍矿床的地质断面。圣菲镍矿床在巴西利亚以西 250km 处。纯橄榄岩体的风化深度达 30—40m。腐岩是风化层中厚度最大（20m）和导电性最好的一层。腐岩层上面的杂色带比较薄（10m），电阻率较高（750—900Ω·m）。在解释测深资料时如果不借鉴上面提到的 4 层模型概念，可能会把腐岩和杂色带混淆在一起，把它们解释为电阻率约为 100Ω·m 的一个厚层。下伏的未风化纯橄榄岩电阻率较高（大于 700Ω·m），最上部薄层硬壳的电阻率更高，可达 7 000—18 000Ω·m。

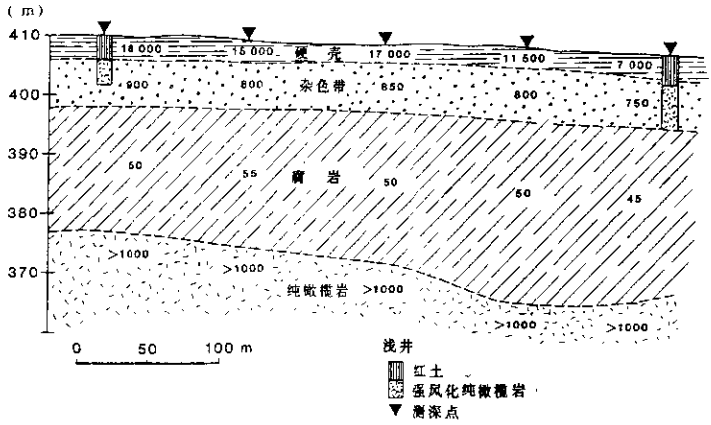


图 3.2.10 巴西戈亚斯州圣菲镍矿床上的风化层地质断面。电阻率（Ω·m）和深度都是根据电阻率测深资料推断的（引自Palacky and Kadekaru, 1979）

帕拉奇和卡德卡鲁曾在巴西米纳斯吉拉斯州的多处试验点上反复进行电阻率测深，旨在研究现场观测的电阻率是否与季节雨有关（Palacky and Kadekaru, 1979）。他们发现，受季节雨影响的只是上部高阻层。图 3.2.11 示出了新利马地区片岩风化层的电阻率随季节的变化，图中还给出了观测点以北 80km 处米纳斯吉拉斯州首府贝洛奥里藏特的月平均降雨量。电阻率从雨季的 6 000Ω·m 增加到旱季末的 14 000Ω·m。在很多地区都观测到了硬壳层，而更厚（约 10m）的高阻层则主要由杂色带组成，其中的粘土潮湿时电阻率较低，但由于该层位于潜水面之上，所以粘土在旱季时是高阻的。经过在整个试验区的反复观测，腐岩的电阻率始终在 50—100Ω·m 之间。

如果相邻地质单元的地质年代相差很大，风化断面会变得很复杂。伯基特曾在澳大利亚昆士兰州英厄姆附近的坎加鲁高地开展过电阻率法和电磁法探测工作（Birkett, 1981）。试验点在汤斯维尔西北 120km 处。在白垩纪和三叠纪时，石炭二叠系花岗岩经历了明显的风化，形成许多山谷，山谷中沉积了含锡石和钛铁矿的砂层。晚三叠纪时，这里被来自福克斯火山的玄武岩流覆盖。在很多地方，被熔岩流充填的只是一些古山谷，这些山谷现在呈现出一种特殊的电阻率分层现象（图 3.2.12）。在轻度破碎的花岗岩（电阻率

大于 100Ω·m）上是一层充水砂层，电阻率约为 20Ω·m，在玄武岩流下，发育了一层富含粘土的低阻层（5Ω·m）。玄武岩流本身风化较轻，电阻率一般为 50Ω·m。玄武岩之上的土壤层较薄，而花岗岩之上的土壤层发育较好。有些地方沉积有凝灰岩，它比玄武岩流更容易被风化。凝灰岩的电阻率约为 5Ω·m。为了圈定赋集着有经济价值的锡石的掩埋谷地，进行了地面电磁法探测。

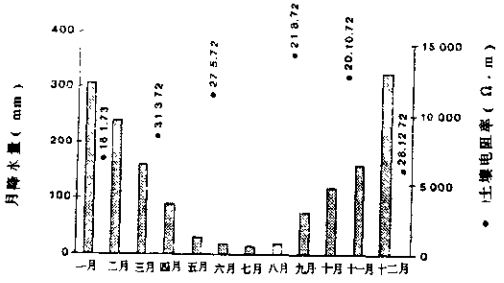


图 3.2.11　巴西米纳斯吉拉斯州新利马地区风化层上部（含铁带和杂色带）的电阻率和平均月降雨量（直方柱）的关系。图中标出了观测日期（日、月、年）（引自 Palacky and Kadekaru, 1979）

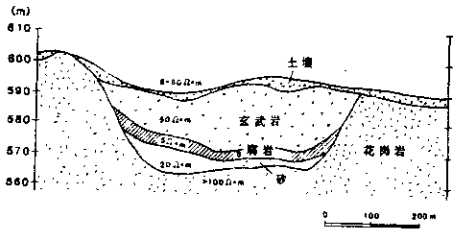


图 3.2.12　澳大利亚昆士兰州英厄姆附近的坎加鲁高地上古河道的地质断面图。电阻率是根据电测深资料推断的（引自 Birkett, 1981）

波达尔和拉瑟指出，印度安德拉邦维加拉巴德地区的风化玄武岩下面存在一低阻粘土层（Poddar and Rathor, 1983）。德干特拉普组的白垩纪玄武岩流厚达 25m，电阻率在 12—70Ω·m 之间；其下发育有 3m 厚的低阻层间流粘土层，电阻率为 3—5Ω·m。玄武岩被几十厘米厚的黑棉土所覆盖。德干特拉普风化层的分布非常广泛，所以上述类型的地质断面在印度很常见。由于这种风化层的存在，曾给印度的航空电磁资料解释造成很大的困难。

二、岩性填图

由于腐岩的电阻率与其下伏的岩性有关，所以电阻率法和电磁法可用于地盾区（风化层未被搬运）的地质填图。尤其是快速经济的电磁法，具有为这类地区提供综合地质信息的潜力。在坦桑尼亚，人们已注意到航空电磁响应与岩性之间的相关性（Makowiecki等，1965）。可惜这种研究没有继续下去。

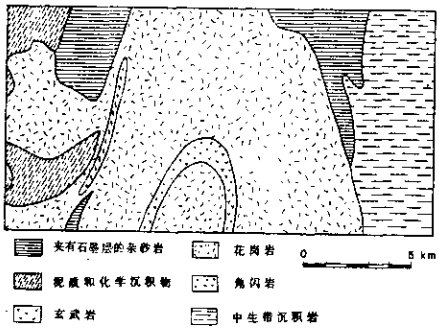


图 3.2.13　巴西巴伊亚州伊塔皮库鲁绿岩带内某一地区的地质图（引自 Palacky，1981）

帕拉奇介绍了在巴西巴伊亚州伊塔皮库鲁绿岩带和南里奥格兰德地盾区用因普特和直升机数字航空电磁系统进行地质填图的情况（Palacky，1981）。图 3.2.13 是伊塔皮库鲁绿岩带内一地区的地质图，该地区位于阿拉西城以北 30km 处。绿岩带的变质火山岩和变质沉积岩岩序被太古代花岗岩所环绕。在东部，绿岩带被中生界页岩覆盖。图 3.2.14 是上述地区的视电阻率分布图，视电阻率值是根据因普特航空电磁资料利用均匀半空间诺模图推断的（Palacky and West，1973）。这里的航空电磁响应可分为三类：（1）在中生界页岩上的强宽异常，其电阻率小于 10Ω·m。根据电测深资料推断的平均电阻率为 7Ω·m（Lima，1972）；（2）基岩低阻体，主要为杂砂岩序中的石墨片岩。图 3.2.14 示出了这些低阻体轴线位置；（3）腐岩引起的航空电磁异常。最强的航空电磁异常是在玄武岩构造上记录到的，电阻率小于 15Ω·m。中等强度的航空电磁异常（电阻率在 15—30Ω·m 之间）看来与角闪岩透镜体有关。分散的弱异常则出现在图西部边界的花岗岩体上。在勘查区内大多数地段上没发现花岗岩引起的航空电磁异常。勘查中使用的因普特时间域系统对电阻率大于 50Ω·m 的地质体反应迟钝。电阻率法和地面电磁法的勘查结果表明，该地区花岗岩上的腐岩电阻率在 40—100Ω·m 之间。如果电阻率范围选择适当，根据航空电磁资料可以编制一幅与地质情况惊人相似的电阻率分布图。帕拉奇的资料表明，该地区岩性与磁性参数之间不存在这种相关性（Palacky，1981）。在巴西伊塔皮库鲁等地区，由于缺少露头，地质图的质量不够高，因普特航空电磁资料已被用来充实和修正地质图。在条件类似的世界其它许多地区，航空电磁技术可以成为填图的有力工具。

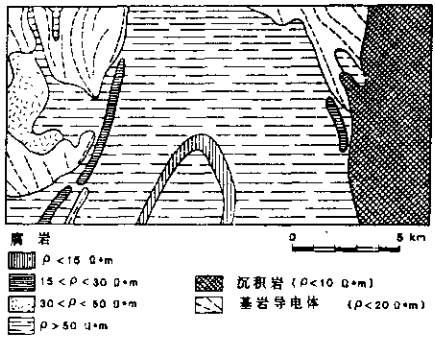


图 3.2.14　视电阻率分布示意图。地区与图3.2.13相同，电阻率值是根据因普特航空电磁资料利用均匀半空间诺模图推断的

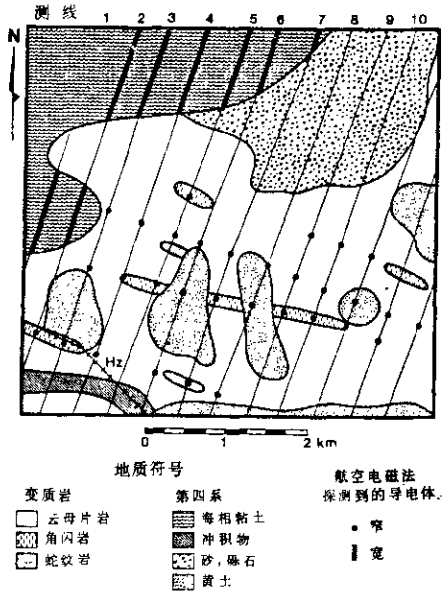


图 3.2.15　法国布瓦德瑟内附近地区地质图。图中标出了航空电磁测线及因普特航空电磁勘查发现的低阻体（引自 Palacky，1987）

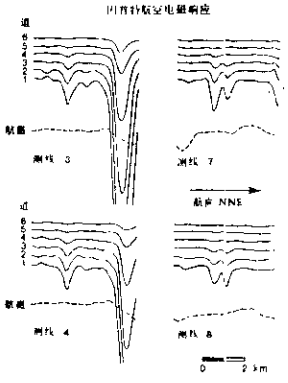


图 3.2.16 布瓦德瑟地区四条测线上的因普特航空电磁曲线．沿线位置见图 3.2.15（引自Palacky，1987）

温带和寒带也存在低阻腐岩层．在久远的地质年代（几千万年）以前，局部古气候条件适于强化学风化而形成的古风化层可能会保存至今．图 3.2.15 说明了法国西部与角闪岩和蛇纹岩有关的低阻地质体被保存下来的情形．该图所示地区在布瓦德瑟内西北面，位于南特以南 30km 处．图的西北角有低阻第四系海相粘土出露，整个地区分布着以云母片岩为主的变质岩．在 1∶80 000 地质图（南特幅）上，标出了一些蛇纹岩和角闪岩脉，部分岩脉被黄土掩盖．图 3.2.15 上还标出了航空电磁测线和因普特航空电磁异常的位置．观测到两种航空电磁异常（图 3.2.16）：（1）强异常——与低阻海相粘土有关；（2）中小幅度窄异常——不少地方与地质图上的角闪岩和蛇纹岩一致．这些航空电磁异常表明，角闪岩和蛇纹岩岩脉的规模比用常规填图方法确定的大，引起异常的原因看来是镁铁质-超镁铁质岩脉上形成的腐岩．这个例子说明，即使在已做过详细填图的地区，航空电磁法仍能提供新的地质信息．高阻黄土、砂和砾石并未削弱航空电磁响应．但是在海相粘土覆盖区，航空电磁法不能追踪岩脉的连续性，因为海相粘土引起了近乎饱和的因普特航空电磁响应．航空磁测不能用来探测岩脉．（见图 3.2.16）．

在加拿大地质调查所完成最近的研究之前，人们一直认为，由于冰川剥蚀作用加拿大境内的风化物都被搬运掉了．但是，钻探资料和航空电磁资料表明，加拿大古腐岩的分布相当广泛．维尔利特和尼克松描述了新不伦瑞克省变质沉积岩和花岗岩上形成的厚达 26m 的古腐岩层（Veillete and Nixon，1982）．图 3.2.17 示出了马尼托巴省先驱者计划区（第 5 区）的地质图和因普特航空电磁探测结果（Dyck 等，1975）．勘查工作覆盖了赖斯湖绿岩带中的 5 个区段及其与温尼皮贡河深成杂岩体的接触带．在所有区段中，清晰的航空电磁异常都与橄榄岩和蛇纹岩岩脉有关．航空电磁飞行采用了水平接收线圈装置，因此可以区分垂直岩脉和水平低阻条带（Palacky，1975）．我们发现，岩脉上的因普特响应与水平条带的反应类似，而不象是垂直板状体引起的．可以认为，引起异常的原因是古腐岩而不是橄榄岩，橄榄岩未风化时是高阻的（见表 3.2.2）．勘查区覆盖着薄层高阻冰川沉积物．湖区上的强异常是湖底的粘土质沉积物引起的．

低阻古腐岩层可能在沉积盖层下保存下来．加拿大地质调查所在安大略省渥太华附近的贝尔斯角打了 6 个钻孔，目的是标定和试验测井仪器（Killeen，1986）．图 3.2.18 给出了其中 4 个孔的测井曲线．每个孔 61—65m 以上都打到了中等电阻率（500—1 000Ω·m）的古生代沉积物（白云岩、砾岩和砂岩），往下则是低阻（80—200Ω·m）的古腐岩层．它是由前寒武系花岗岩和片麻岩风化形成的．它的电阻率与世界其它地区花岗岩上形成的腐岩电阻率没有什么不同（表 3.2.3）．未风化花岗岩是高阻的，电阻率在 2 000—15 000Ω·m 之间．该地区腐岩层的厚度为 10—15m，在 BC-81-2 孔的腐岩中有一高阻

夹层。

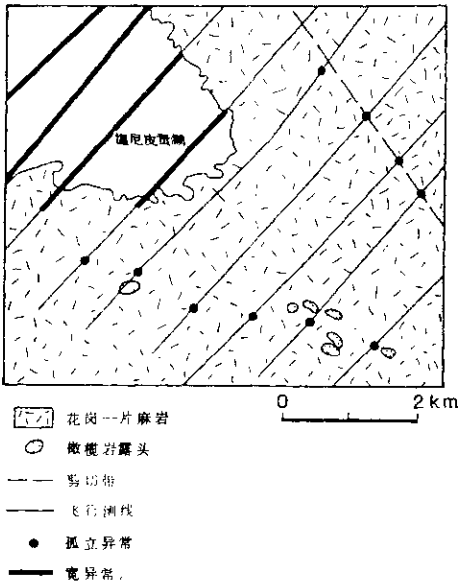


图 3.2.17　加拿大马尼托巴省赖斯湖绿岩带先驱者计划第 5 区部分地段地质图，
图中标出了因普特航空电磁测线和推断的低阻体（引自 Dyck 等，1975）

米勒编制了一幅在加拿大阿菲布期（距今 18—25Ga）岩石上形成的古风化层分布图（Miller，私人通信）（图 3.2.19）。萨斯喀彻温省的阿萨巴斯卡盆地、魁北克省的拉扎拉多地槽区以及安大略省几个地区的钻探资料证实，确实存在低阻的古腐层（当地称之为风化土——Regolith）。下一节还会讨论到这个问题。有人还对澳大利亚的近代腐岩和加拿大阿菲布期腐岩做过对比研究。

三、与不整合面有关的铀矿床

与阿菲布—海利克不整合面有关的铀矿床保有加拿大最大的铀储量。第一个这种类型的矿床，拉比特湖矿床，是在 1968 年发现的（Sibbald，1983）。该矿于 1975 年开始生产矿石，虽然储量很有限（18 140t，U_3O_8 的品位为 0.4%），却吸引了勘探专家对阿萨巴斯卡盆地的注意。随后，在 70 和 80 年代又相继有了新的发现。其中最重要的是麦可林矿床和西加湖矿床，储量分别为 353 730t（U_3O_8 品位 1.8%）和 110 000t（U_3O_8 品位 12.2%）。后者是世界上最大的高品位铀矿床（Ruzicka and LeChminant，1986）。这两个矿床都是航空电磁法发现的。目前在加拿大，电磁法对铀矿床的勘查如同对块状硫化矿

床的勘查一样重要。

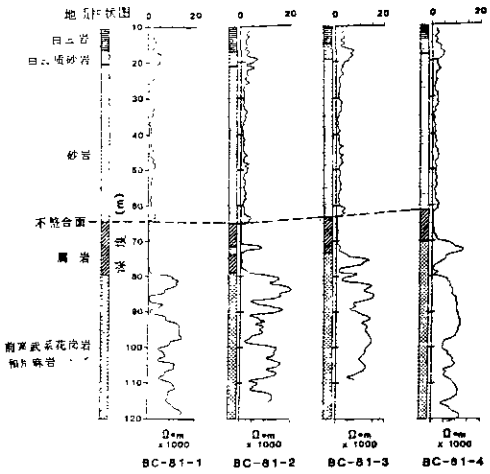


图 3.2.18　加拿大安大略省渥太华附近的贝尔斯角试验区内 4 个钻孔的地质柱状图和电阻率测井曲线（引自 Killeen，1986）

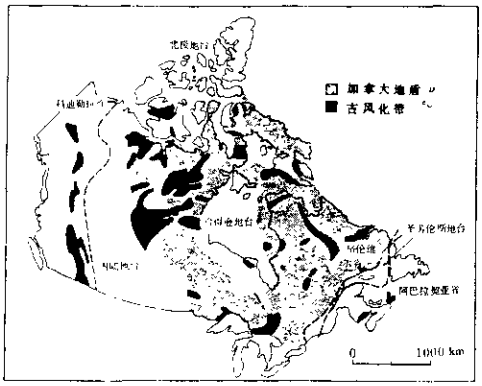


图 3.2.19　加拿大阿菲布群沉积岩下面的古风化层可能的分布范围（引自 A.R.Miller）

萨斯卡彻温省北部的铀矿床赋存于风化层（当地称之为风化土——Regolith）中，该

风化层形成于结晶基底的顶部和阿萨巴斯卡沉积岩中。基底的沃拉斯顿群属阿菲布期（18—25Ga），由三部分组成：（1）变泥质岩组，其中多含有石墨变泥质岩；（2）变质长石砂岩组，以及（3）由石英岩和角闪岩组成的上部岩组（Sibbald，1983）。基底岩石在16Ga前经历了一次强烈的蚀变作用（绿泥石化），结果产生了低阻粘土矿物，主要是伊利石和绿泥石。风化层的厚度与下伏的岩性有关：变质长石砂岩上的风化层厚度约为20m，变质半泥质岩上的风化层厚度约为40m，而在石墨变泥质岩上的风化层厚度则为100m（Wallis等，1984）。沿一些断裂这种风化蚀变带厚达220m。风化层分带现象清楚：上部（淋滤带）为紫红色带，富含高岭石；下部（腐岩）为绿色带，以伊利石和绿泥石为主要成分。有人提出，富含粘土的风化层不是由化学风化作用而是由热液蚀变作用形成的。但上述观察结果（分带性、生成年代、与岩性的关系）不支持这种解释。

在紧伏于不整合面之上的阿萨巴斯卡砂岩（海利克期、1.4Ga）中也赋存着有经济价值的铀矿矿化。储矿部位可能伸展在风化层和阿萨巴斯卡沉积岩两个层位中，即使对一单个矿化透镜体也可能如此。铀矿化与粘土矿物（主要为伊利石）有关，也与基岩中的石墨变泥质岩有关（Wallis等，1984）。由于富粘土带和石墨变质沉积岩都是低阻的，故而曾广泛采用了地面和航空电磁法（Saracoglu等，1983）。

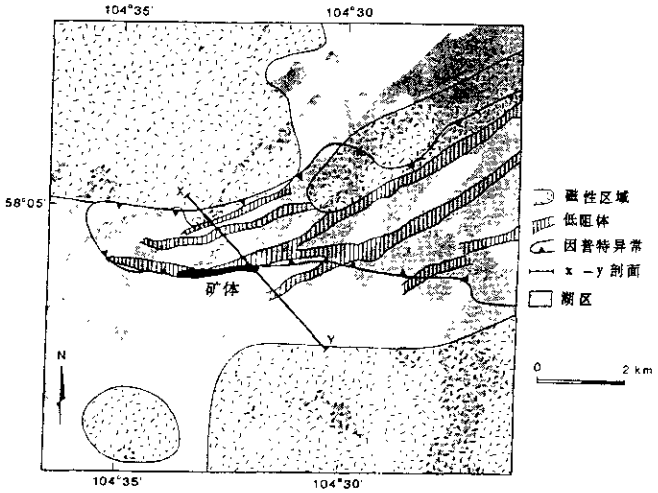


图 3.2.20　位于加拿大萨斯卡彻温盆地的西加湖铀矿床地质图
图中不仅示出了地表下415m深处的矿体，还示出了因普特航空电磁异常、磁性区域、以及深部电磁勘探圈定的低阻体（引自Fouques等，1986）

福奎斯等人的文章介绍了发现西加湖矿床的情形（Fouques等，1986）。他们先用航空电磁法圈定了阿萨巴斯卡群沉积岩盖层（400—450m厚）下的低阻风化层。图 3.2.20

示出了沃特伯里湖—西加湖地区因普特航空电磁异常的范围．图中的磁性区域与太古代花岗岩和沃拉斯顿群变质长石砂岩的分布相吻合．变泥质岩和石英岩组无磁性显示．花岗岩、石英岩和变质长石砂岩上的风化层呈高阻且厚度很小，而变泥质岩组上的风化层却非常发育．尽管石墨变泥质岩的风化深度很大，并且其石墨含量可能因之而减少（从 80% 减少到 10%），深部电磁勘查方法仍可成功地用来圈定它们的分布范围（图 3.2.20）．可惜，由于没有现场实测的电性资料，不能确定电磁异常是由风化层局部变厚引起、仰或由下伏的石墨变泥质岩引起的．图 3.2.21 示出了图 3.2.20 中 X—Y 剖面的地质断面图．图中的电阻率值是根据可控源音频大地电磁（CSAMT）资料推断的(Fouques等，1986)．在推断冰碛物、阿萨巴斯卡砂岩和花岗岩的电阻率时，参考了其它地区的经验；推断风化层和变泥质岩的电阻率，主要依据的是当地的资料．实际上，我们不可能把由粘土层变厚引起的电磁响应与因变泥质岩石墨含量增加引起的电磁响应区分开，因为这两种介质的电阻率非常接近．高品位矿体（U_3O_8 的含量为 12.2%）主要是由沥青铀矿取代高岭土基质而成的．除铀外，还有镍和钴矿化．

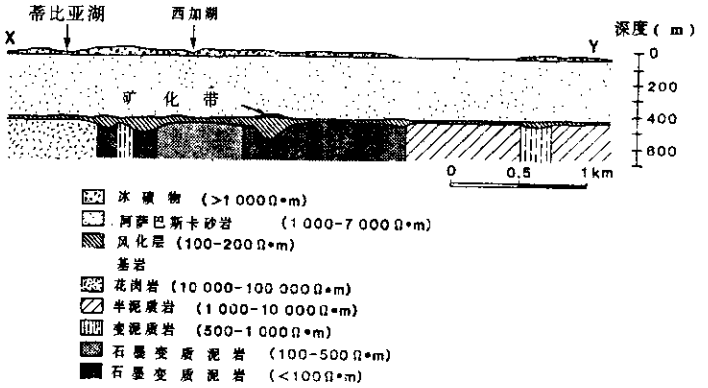


图 3.2.21 西加湖铀矿床X—Y剖面（见图3.2.20）的地质断面图，各主要岩组的电阻率值是根据可控源音频大地电磁资料和深部电磁勘探资料推断的（引自 Fouques 等，1986）

不少学者讨论过麦可林矿床的发现过程，以及它的地质环境和地球物理勘查工作(Saracoglu等,1983; Wallis 等，1984; Jagodits 等，1986)．有一本专辑专门介绍阿萨巴斯卡试验区（麦可林矿床位于该试验区的中心）的地球物理和地球化学勘查工作(Cameron，1983)．矿床由几个矿化透镜体组成，透镜体的储量从 135 500t（U_3O_8 品位 2.54%——1 号透镜体）到 5 600t（U_3O_8 品位 0.35%——坎地湖矿体)不等．这些透镜体排列成两个带，即南麦可林带和北麦可林带（图 3.2.22）．这两个带都引起了相应的航空电磁异常，进一步勘查时都广泛采用了地面电磁法（Jagodits 等，1986）．与西加湖深部矿床（420m 深）的情形不同，在这里地面电磁法可以区分风化层及断裂带中粘土（均为离

子导体）的电磁响应和石墨变泥质岩的电磁响应．图 3.2.22 中还给出了各主要岩组的典型电阻率值．麦可林矿床赋存于高阻阿萨巴斯卡砂岩（1 000—7 000Ω·m）下 150—180m 处．以上两个矿例说明，航空电磁系统的勘查深度比以前认为的要大．就西加湖矿床而言，勘查深度已超过 400m．这给了我们一个非常重要的启示，航空电磁法可以有效地圈定深埋的水平低阻体，比如高阻覆盖层下的古风化层．

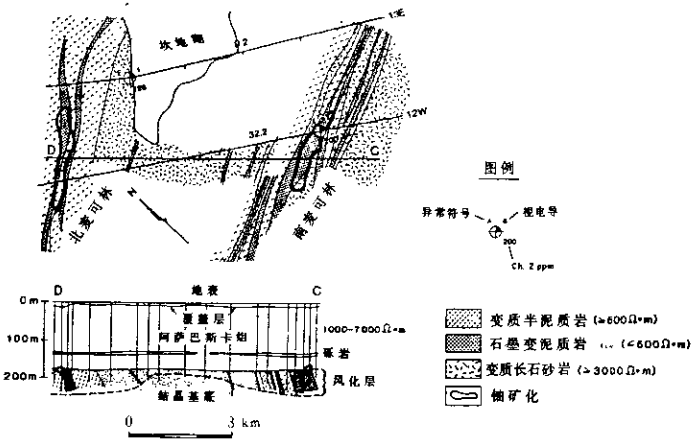


图 3.2.22　加拿大萨斯卡彻温省麦可林铀矿床地质图和断面图．主要岩组的电阻率是根据地面电磁法和电阻率法资料推断的（引自Questor Survey，1984）

四、铝土矿床

铝土矿是在热带气候条件下经强烈的化学风化作用和淋滤作用形成的一种矿床．潜水面逐渐降低以至腐岩中出现淋滤作用，这是形成铝土矿的一个重要条件（Butt，1982）．图 3.2.3 中的风化断面，示出了淋滤带逐渐发育的过程．随着淋滤带中氧化铝含量逐渐增高，铁和硅的含量逐渐降低，最终就形成了铝土矿．母岩对铝土矿的形成并不重要．多种不同类型的岩石上都可能赋存具有经济价值的铝土矿床．铝土矿体可以是坚硬的，也可以是松软的；可以是致密的，也可以是多孔的．虽然各地的铝土矿成分可以有很大的差异，但要成其为铝土矿床其主要成分必须符合以下限定条件：40—60%的 Al_2O_3，1—10%的 Fe_2O_3，以及 2—10%的 SiO_2．

铝土矿床有多种赋存形式（Greig，1970）：

（1）广延的地毯状或穹状矿体，多见于水系之间的高地形处．马来西亚、巴西和澳大利亚的铝土矿多属此类；

（2）岩溶发育的灰岩表面残留的铝土矿床（牙买加，南斯拉夫的伊斯特拉地区）；

(3) 前两类矿床受到剥蚀和再沉积后形成的次生铝土矿床（美国的阿肯色州和几内亚）；

(4) 埋藏的铝土矿床．它是上述三种矿床被新的沉积物覆盖后形成的，有些矿床被覆盖后可能还受到了构造变形作用．埋藏的矿床可能再次抬升并被部分地剥蚀掉（法国、匈牙利、南斯拉夫的达尔马提亚地区，以及圭亚那）．

电磁法的应用效果与矿床的类型有关．考虑到经济效益，第一类矿床不必应用电磁法，因为这类矿床实际上已出露地表．铝土矿的风化断面与非矿化岩石的风化断面之间没有明显的区别．一般说来，淋滤带的电阻率并不太低（n×100Ω·m）．在岩溶地区，铝土矿和灰岩之间存在着明显的物性差异．对于被沉积岩覆盖的铝土矿床（第4类矿床）来说，电磁法是一种有效的勘查手段，但在西方国家这种应用并不多见（Greig，1970）．

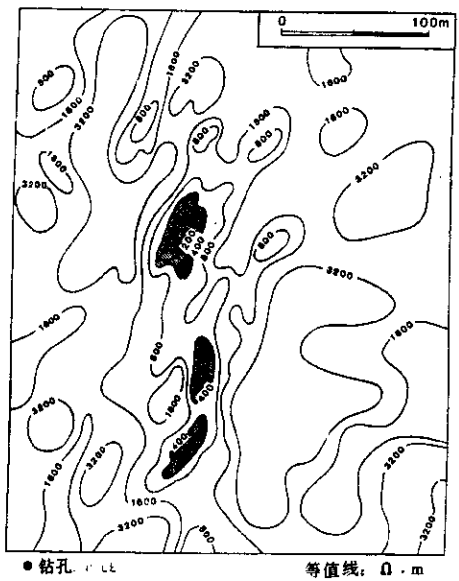


图 3.2.23 匈牙利帕帕瓦尔铝土矿 视电阻率分布图．视电阻率值是根据甚低频电磁法资料得出的。实心圆点是见到够品位铝土矿的钻孔（引自 Kilenyi and Szabo，1985）

在匈牙利，自 1933 年起地球物理方法就已用于铝土矿勘查（Kilényi and Szabó，1985）．铝土矿矿藏集中在巴拉顿湖以北的包科尼山区．矿床多赋存在三叠系地层中的岩溶洼地和岩溶坑内，其上覆盖着第三系和第四系沉积物．由于电阻率差异比较大（铝土矿 100—200Ω·m，白云岩 2 000—5 000Ω·m），即使是很小的铝土矿矿囊也可以被识别出来．选用什么样的方法依沉积盖层的厚度和电导率面定．如果盖层很薄，甚低频电磁法是最经济有效的方法．图 3.2.23 示出了杰尔以南 40km 的帕帕瓦尔铝土矿区甚低频电磁法视

电阻率分布．所有布置在低阻异常上的钻孔都打到了铝土矿体，尽管储量较小（通常每个矿体的储量约为 100 000t），开采却很方便．布置在高阻（约 800Ω·m）部位的钻孔均未见矿．

直接探测 50—200m 厚沉积盖层下的铝土矿是很困难的．但在匈牙利，使用穿透能力很强的电磁系统却获得了很好的勘查效果．利用综合地球物理方法可以有效地探测基岩起伏．我们知道，铝土矿体与地貌特征密切相关．比如，铝土矿常赋存于地堑和阶地等地貌区．图 3.2.24 是根据直流电阻率剖面法资料编绘的电导分布图．巴拉顿湖北面的包科尼亚科地垒，其周界为陡倾的断层，12.5S 的电导等值线准确地圈出了地垒的范围．在下降盘一侧，沉积岩的厚度超过 300m，即使在这里发现了铝土矿也难以开采．地垒上的高电导（10S）异常区是远景区．

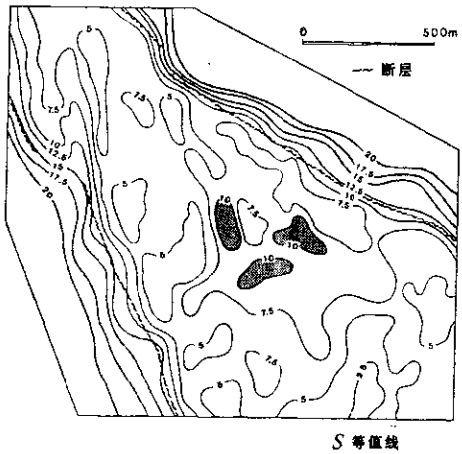


图 3.2.24 匈牙利包科尼亚科地垒区的电导分布．地垒呈高阻．地垒上的低阻区为铝土矿的远景区．此图是根据中间梯度装置电阻率资料编绘的（引自 Kilényi and Szabó，1985）

五、红土型镍矿床

世界上大约一半的镍产量来自红土型矿床．这类矿床是超镁铁质岩石受风化后镍元素在腐岩中富集而成的．正在开采的世界级镍矿分布在新喀里多尼亚①、印度尼西亚、古巴、哥伦比亚，以及多米尼加共和国．可惜，有关这些矿床的电性资料极少见发表．地球物理学家还不太留意这类矿床（Dowsett，1970）．

最近，皮瑞克讨论了电阻率法在布隆迪穆松加提镍矿床上的应用效果（Peric，

①太平洋中的法属岛屿——译者．

1981)．在前面的"风化层"一节中引用过他的资料．图 3.2.8 给出了该矿床的电阻率测井曲线和镍含量曲线，腐岩中的镍含量已达到开采品位．

识别低阻腐岩层是寻找镍富集带的关键．从地球物理资料看，高电导率（大于 400mS／m）区域一般富含镍（图 3.2.25)．注意电导大于 2S 的异常，它们是厚度超过 30m 的腐岩层的反应．有经济价值的镍富集区主要分布在边坡上．高原地区的风化层虽然很厚，但主要成分是铁铝土，它是含镍矿物淋滤后的产物．穆松加提镍矿的镍品位在 1—6%之间，探明储量 90Mt，平均镍品位为 I.5%（边界品位为 0.8%)．原则上，电磁法可用于勘查腐岩型镍矿床．但并不是所有的红土型镍矿床都赋存在腐岩中．正如布特指出的，在某些条件下，镍可以在淋滤带中富集（Butt，1982)．

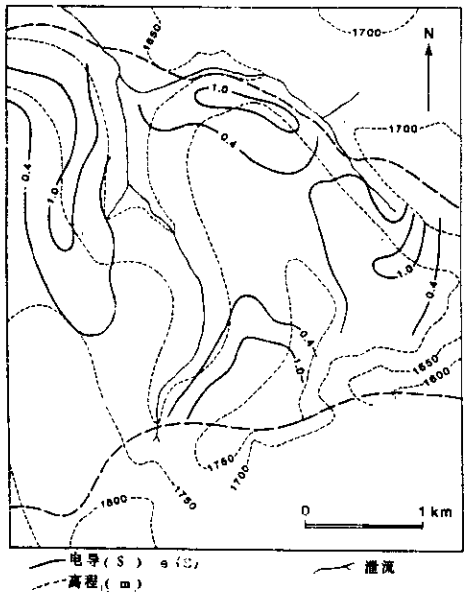


图 3.2.25　布隆迪穆松加提地块电导分布图．电导大于 0.4S 的等值线圈出了非常发育的腐岩层，是镍矿远景区．此图是根据电阻率测深资料编绘的（引自 Peric，1981）

六、金伯利岩

在南非、澳大利亚和苏联，金刚石资源主要来自金伯利岩筒．金伯利岩构造（多呈圆形、椭圆形、或线形）通常是在交错断裂或岩脉交汇处发生穿通爆发形成的．金伯利岩是一种超镁铁质火成岩，易于风化．在南非，人们把未风化的管岩称做"新鲜金伯利岩"，称上覆的风化带为"兰层"和"黄层"．黄层的上部富含粘土，尤以低阻蒙脱石居多，有不少文

章对地球物理方法在勘查金伯利岩上的应用做了评述（Gerryts，1970；Macnae，1979；Kamara，1981）。金伯利岩中通常含有磁铁矿和钛铁矿，因此磁法曾是应用得最广泛的勘查方法。但在风化作用强烈的南非和澳大利亚，磁法的效果却大为逊色，因为有不少金伯利岩筒没有磁性。在这种条件下，航空电磁法看来更好一些，因为它可以圈定出低阻的黄层。约翰森和西格尔的文章介绍了坦桑尼亚三个金伯利岩筒的电磁异常和磁异常（图3.2.26）。三个岩筒都引起了很强的航空电磁异常（电导率在160—320mS／m），引起磁异常的却只有两个岩筒（Johnson and Seigel，1986）。麦克纳讨论了南非的几个因普特系统和水平线圈系统的电磁响应实例（Macnae，1979）。他认为，综合利用航空电磁法和磁法是勘查风化地区金伯利岩的最经济有效的途径。

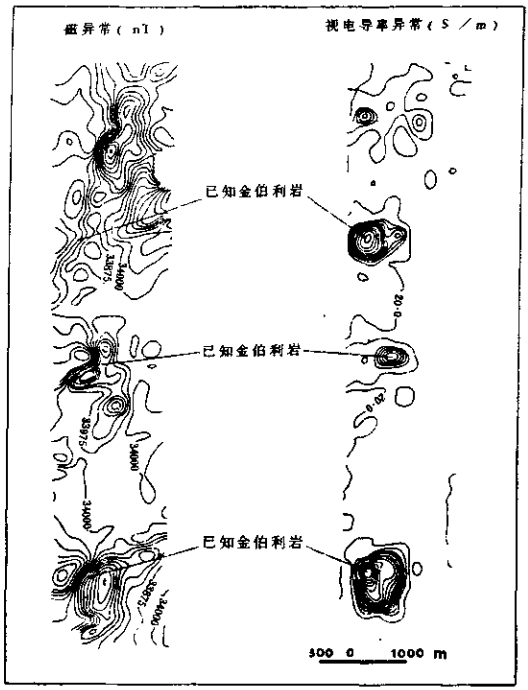


图 3.2.26　坦桑尼亚某地区的磁异常和视电导率异常图。区内有三个已知的金伯利岩筒。数据取自航空三频数字电磁系统勘查资料（引自 Johnson and Seigel，1986）

七、圈定线性构造

沿母岩脆弱带（如剪切带、断裂带、线性构造带等）的风化过程相对较快。假如风化

区内无岩性和地形变化，这种脆弱带用电阻率法和电磁法很容易圈定。在岩土工程调查以及地下水和矿产勘查中，了解掌握剪切带和断裂的发育和分布情况是很重要的。线性构造带之所以呈低阻，是因为其中充填了由风化作用或热液活动产生的水饱和粘土。破裂孔隙度的增加也会引起线性构造带电阻率的降低。

在西非的地盾区，剪切带和断裂带是重要的蓄水层。它们的出水量并不大，一般为0.5—5m^3/h，但就是这种蓄水层构成了萨赫勒半干旱地区及其周围草原仅有的水源。布基纳法索的几个用水平线圈电磁法、甚低频电磁法和电阻率法勘查地下水的成功实例已见发表（Palacky等，1981；de Jong等，1981）。一些援助计划已圆满完成，在现在的村镇附近找到了小含水层。为了寻找一些含有丰富地下水的地区以备建立新居民区，还拟订了一些新的援助计划。

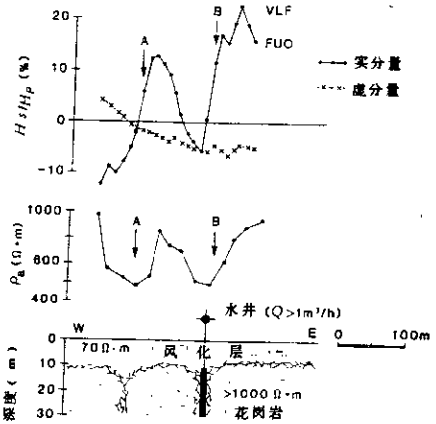


图 3.2.27　布基纳法索拉帕大玛附近的甚低频电磁法和电阻率剖面法探测结果。图中还示出了相应的地质断面和根据测深资料推断的电阻率断面，断面中标出了风化层和断裂带（引自 Palacky 等，1981）

图 3.2.27 示出的，是距布基纳法索首都瓦加杜古以东 50km 的拉帕大玛附近的勘查实例。基岩为花岗岩和片麻岩。风化层厚约 10m。根据大量电测深资料推算，风化层的平均电阻率约为 70Ω·m。沿剖面的视电阻率约为 1 000Ω·m，而在断裂带处风化层变厚，视电阻率降为小于 500Ω·m。这样的低阻带也可用甚低频电磁法探测；甚低频电磁法虚实分量曲线在线性构造上相交。

火山沉积层序上的电阻率和电磁响应与上述的不同。图 3.2.28 是角闪岩层序上的电阻率法和水平线圈电磁法的观测结果。尽管这里的风化层没有花岗岩上的风化层那么厚，但它的导电性好。根据电阻率测深资料估计，布基纳法索及近邻马里境内的角闪岩风化层电阻率在 5—15Ω·m 之间（Engalenc，1978）。构造软弱带的低阻层变厚；相应地，在电

阻率剖面上出现极小值，在水平线圈电磁法剖面上出现槽状异常。在图 3.2.27 和 3.2.28 中，都标出了水井的位置及其出水量。通过广泛的钻探验证，证实了地球物理资料解释结果的准确性，特别是证实了地球物理方法确定腐岩厚度和断裂带位置的准确性。

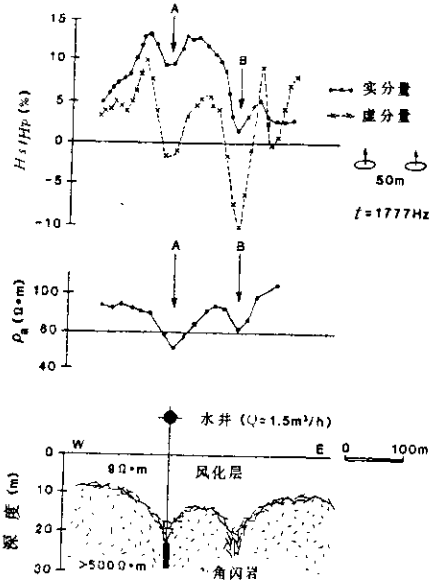


图 3.2.28　布基纳法索曼卡加地区水平线圈电磁法和电阻率剖面法探测结果。在根据测深资料推断的地质和电阻率断面中标出了风化层和断裂带（引自 de Jong 等，1981）

八、地热勘查

70 年代，美国和其它一些国家开展了大量的地热勘查工作（Keller，1978）。孔隙度增加、流体温度高、以及热液蚀变作用产生低阻粘土等因素，使电法和电磁法（包括大地电流法和音频大地电磁法——AMT）得以在地热勘查中大显身手。高矿化度卤水也是一个重要因素。罗斯福热泉区是一个曾用多种地球物理方法进行详细研究的地区（Ward 等，1978）。这个已知的地热资源区（KGRA）位于美国犹他州盆地山脉区的东缘，距米尔福德东北 19km。在最近的 30Ma 里，这里发生过多次火成活动。最新的几次大规模火成活动产生了两次流纹岩流（发生在 0.8Ma 前，3km 长，80m 厚）和 10 个流纹岩熔岩丘（发生在 0.6—0.5Ma 前，直径 300—1 000m，高 250m）。本区分布着几公里长的由硅华构成的水平层状热泉沉积物。

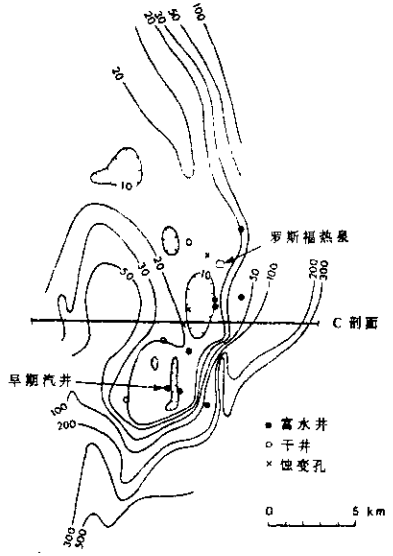


图 3.2.29 美国犹他州罗斯福热泉区视电阻率等值线图，根据偶极—偶极装置观测结果编绘（引自 Ward 等，1978）

为圈定热液蚀变的三叠纪花岗岩和冲积层，在热泉区内打了不少浅钻。粘土层分带现象明显：近地表（2—9m）以明矾石为主，往下依次为高岭石（9—18m）和蒙脱石（20—35m）。除明矾石外，这种分带与风化层中粘土的分带现象极其类似。热液蚀变与深断裂的关系密切。直至 500m 深处仍见有以蒙脱石为主的粘土矿物分布。再往下（500—2 000km）的蚀变组合包括：绿泥石、钾云母、钾长石、方解石、以及黄铁矿等（Ward 等，1978）。

特里普等人曾在罗斯福热泉区广泛开展了电阻率法和电磁法（包括大地电磁法和音频大地电磁法）勘查工作（Tripp 等，1978）。图 3.2.29 是根据偶极—偶极装置（偶极间距 100m）观测资料编绘的热泉区视电阻率等值线图。低阻（约 15Ω·m）等值线圈出了热泉的范围。早期的汽井和以后打出的富水井都位于低阻带内。图 3.2.30 是根据电阻率资料推断的东西向地质断面图（Tripp 等，1978）。引人注目的是，图中有两个低阻（5Ω·m）断裂带，其中充有高导电卤水饱和粘土（主要为蒙脱石）。蚀变带中的水饱和粘土也是低阻的（12Ω·m）。地热通道中卤水的渗漏是形成低阻的原因。相对高阻（300Ω·m）区为未蚀变的花岗岩（实际的电阻率可能更高一些）。近地表冲积层的电阻率为 30—100Ω·m。

在加里福尼亚州的因皮里尔峡谷，为了寻找地热也开展过电阻率法的勘查工作（Harthill，1978）。胡佛等人在美国西部和阿拉斯加的 40 个热田区进行过航空电磁法探测（Hoover 等，1978）。新近，胡佛和皮尔斯介绍了用航空电磁法在内华达州和加里福尼亚州进行水热系统填图的结果（Hoover and Pierce，1986）。图 3.2.31 是加里福尼亚州拉森国家公园地区视电阻率分布图，电阻率值是根据数字直升机航空电磁系统观测结果计算的，工作频率为 900Hz。图中有 4 个视电阻率小于 1 000Ω·m 的区域，其中的 3 个有热泉分布。热泉附近电阻率降低到 30Ω·m。该图清楚地圈出了与热液活动有关的构造。直升机航空电磁资料与音频大地电磁资料对应的很好。

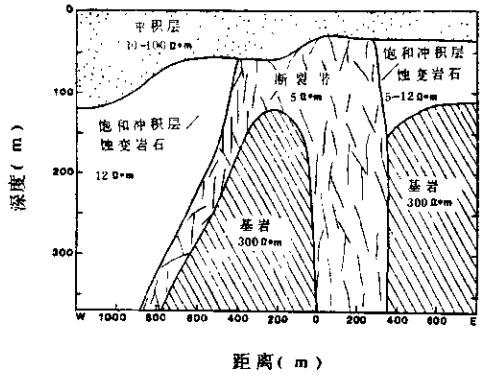


图 3.2.30 美国犹他州罗斯福热泉区内根据偶极一偶极装置电阻率资料推断的C剖面（见图3.2.29）地质断面图（引自 Tripp 等，1978）

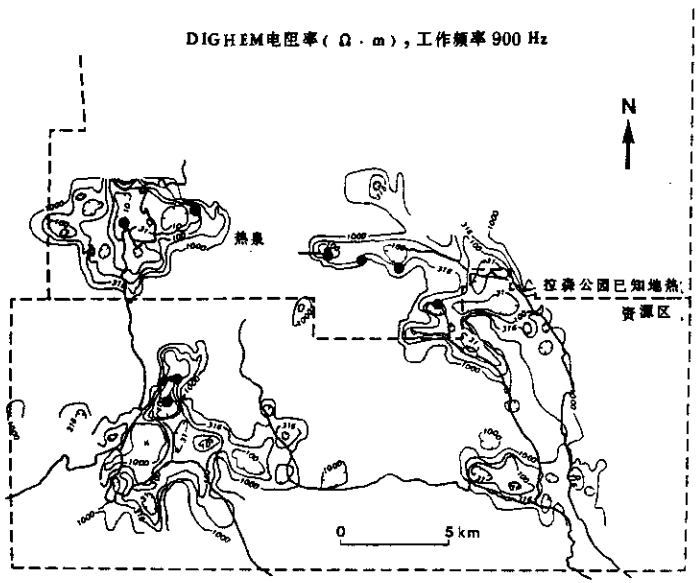


图 3.2.31 美国加里福尼亚州拉森国家公园地区视电阻率分布图．根据水平共面直升机航空电磁系统（DighemⅡ）观测资料编绘．图中只绘出了 1·000Ω·m 以下的电阻率等值线（引自 Hoover and Perie，1986）

第三节　松散沉积物和沉积岩

松散沉积物和沉积岩的电阻率主要与水和粘土的含量有关，变化范围为 0.5—100 000Ω·m 以上。松散沉积物的孔隙度较高，所以它的电阻率比沉积岩的低（表 3.3.1）。松散沉积物中的砂砾石层在水饱和度低或者孔隙液电阻率较高情况下可能呈高阻。由富含粘土的物质固结而成的泥质岩、页岩和板岩，其电阻率属中等。而砾岩、砂岩、杂砂岩、白云岩和灰岩等的电阻率则比较高（平均电阻率为 1 000Ω·m）。褐煤和煤的电阻率变化范围很大，实际上占有了整个沉积岩的电阻率谱（1—200 000Ω·m）。

表 3.3.1　沉积岩电阻率（引自 Angenheister，1982）

松　散	电阻率范围(Ω·m)	固　结	电阻率范围(Ω·m)
粘　土	5—150	泥质岩	74—840
砾石层	480—900	角砾岩	2 000—13 000
亚粘土	20—160	白云岩	700—2 500
黄　土	25—40	杂砂岩	400—1 200
泥灰土	12—70	灰　岩	350—6 000
砂（山谷）	360—1 500	砂　岩	1 000—4 000
砂（砂丘）	6 200—7 700	页　岩	20—2 000
冰川砂泥	13—20	板　岩	340—1 600
		煤	1—200 000

电磁法已在探测松散沉积层厚度上获得应用。大功率电磁测深和大地电磁法已用于勘查沉积盆地，虽然应用的规模目前还不算大。测井方法是我们了解野外实地岩石电阻率值的主要途径。砂岩和页岩频繁交替是许多沉积岩地区常见的层序，勘查石油时常常需要将它们区分开，而这个问题在地面上用电磁法很难解决。本节先讨论松散沉积物，它们常属冰川成因或冰湖成因。本节涉及的地名见图 3.3.1。

一、冰蚀阶地上的松散沉积物

北欧、亚洲和北美广泛的第四纪冰川作用造成了多种多样的松散沉积物。无分选、非层状的冰川沉积物称为冰碛物。冰碛物成分复杂（砾石、砂、粘土等），所以它的电阻率变化范围非常大，通常在 50—2 000Ω·m 之间。冰碛物遇有地表洼地就沉积，因此即使在很短的距离之内它的厚度也可能发生很大变化。由砾石和砂堆积而成的鼓丘、蛇丘和冰阜等高度可达 50m。鼓丘为非成层的，其长轴与冰川流平行。所谓冰阜，指在与冰川冰接触处由层状源积物形成的陡壁山丘。蛇丘有粗略分层现象，总的方向与冰川泄流方向一致。图 3.3.2 是冰川沉积断面示意图。广泛分布的粘土层是在冰川后退之后在湖区形成的。在现代间冰期，不少地区发育有土壤层。冰碛物和冰湖粘土层序可能多次重复，反映了不同冰期的交替。

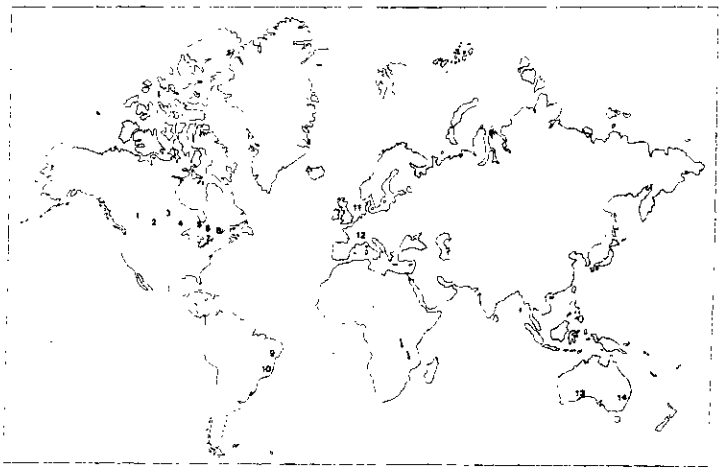


图 3.3.1 本节涉及的地名位置

加拿大：(1) 阿尔伯达省埃德蒙顿；(2) 萨斯喀彻温省瓦迪纳；(3) 马尼托巴省怀特谢尔；(4) 安大略省阿蒂科干；(5) 安大略省温加瓦那；(6) 安大略省瓦尔加尼；(7) 安大略省基奇纳；(8) 安大略省阿弗雷德和雷克斯伯里

巴西：(9) 巴伊亚州科科罗堡；(10) 巴伊亚州卡那威拉斯

欧洲：(11) 北海；(12) 法国森尼赛；

澳大利亚：(13) 西澳大利亚州埃斯佩兰斯；(14) 新南威尔士州悉尼盆地

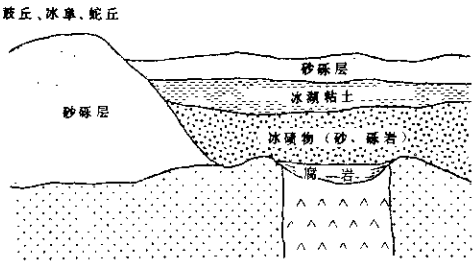


图 3.3.2 冰川沉积及其基底的地质断面图。冰湖粘土和腐岩是低阻的

局部堆积的砾石可做建筑材料。电阻率法和电磁法可用于探测这种砾石堆（Culley，1973）。在加拿大萨斯喀彻温省的南部和中部，砾石层上覆盖了 0.3—3m 厚的未分选冰碛物。冰碛物的野外实测电阻率一般在 20—100Ω·m 之间，砾石层的野外实测电阻率则大

于 1 000Ω·m，砾石层的下面为低阻的冰川沙泥和冰碛物。

帕拉奇和杰戈迪茨介绍了萨斯喀彻温省瓦迪纳附近电场相位法（E-Phase①）航空电阻率资料的解释结果，测区在萨斯卡通以东 260km 处（Palacky and Jagodits, 1975）。这个航空电磁系统观测的是 15kHz—1MHz 频率范围内的电场，曾用于探测高阻不均匀体。图 3.3.3 中的视电阻率是根据三个频段（VLF: 15—25kHz; LF: 200—400kHz; BCB: 500—1 000kHz）上的观测资料计算的，图中示出了 5 个钻孔柱状图和 2 个根据电阻率测井资料推断的电阻率柱状图。据推断，40Ω·m、1 000Ω·m 和 10Ω·m 电阻率段分别与冰碛覆盖层、砾石层和底部沙泥层对应。浅螺旋钻探结果与根据航空电磁资料解释的各层厚度对应的相当好。测区内部分区段的电阻率分布示于图 3.3.4，测区位于瓦迪纳附近。其中的 47 线就是图 3.3.3 中的剖面，该剖面通过一较宽的高视电阻率（大于 100Ω·m）区。图 3.3.4 是根据中等频率（368kHz）的航空电磁资料编绘的。LF 发射线圈设置在测区以西约 50km 处。图中还有一些孤立的高阻异常，但综观全测区，导电性属中等（小于 50Ω·m）。

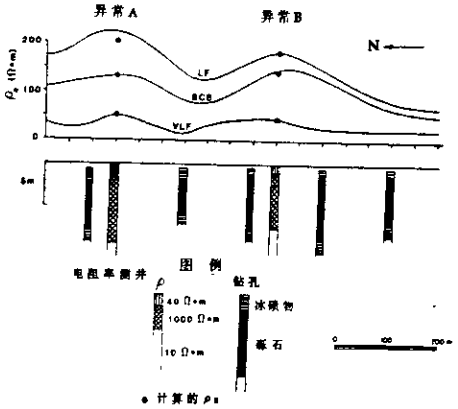


图 3.3.3 根据电场相位法航空电磁资料（三个工作频率：VLF—18.6kHz，LF—368 kHz，BCB—600 kHz）计算的 47 线电阻率剖面。测区位置：加拿大萨斯喀彻温省瓦迪纳附近。图中示出了异常 A 和 B 的钻孔柱状图和定量解释结果柱状图（引自 Palacky and Jagodits, 1975）

冰川后退之后，通常要形成湖泊，并且湖中沉积以粘土质冰川沉积物为主的沉积层。在加拿大，不少古湖区内沉积着低阻粘土层，如马尼托巴省的阿格西湖区、渥太华附近的尚普兰湖区、安大略省和魁北克省交界处的奥杰布维—巴洛湖区、以及其它一些湖区等都是。在宽频带电磁系统出现以前，在勘查阿比提比绿岩带远景区中的块状硫化矿床时，这种低阻粘土层是一个严重的障碍。冰碛物地球化学取样法是勘查贱金属贵金属的有效方

①巴林杰研究公司（Barringer Research Ltd.）的注册商标。

法，但这种方法能否取得成功取决于能否准确地识别古谷地．在条件合适时，电磁法可用于基岩起伏填图．

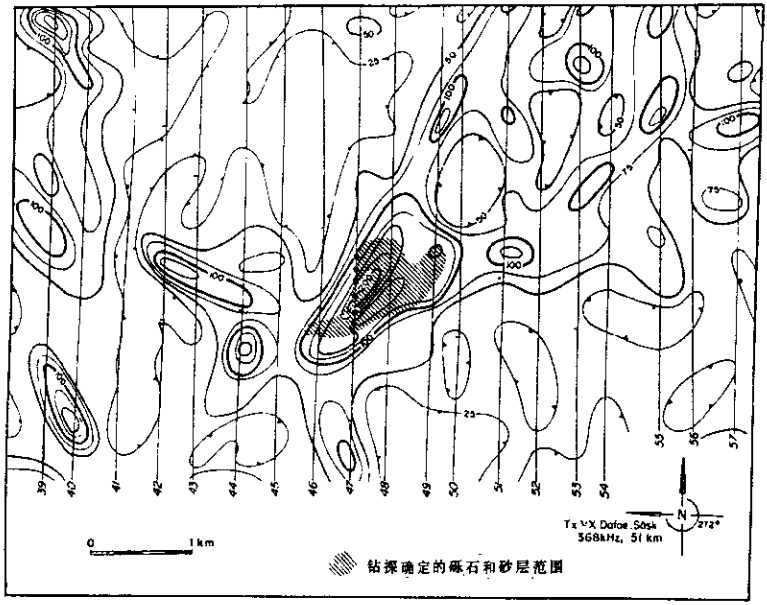


图 3.3.4　根据368 kHz电场相位法航空电磁资料编绘的视电阻率分布图．测区位置：加拿大萨斯喀彻温省瓦迪纳附近．阴影部分为砾石层范围（引自 Palacky and Jagodits, 1975）

在加拿大安大略省的麦迪逊附近，用航空电磁法探测埋藏的谷地获得了成功（Pitcher 等，1984）．测区伸延在西林顿（提敏斯以东 40km）和魁北克省省界之间，即所谓的黑河—麦迪逊地区．因普特覆盖面积为 3 550km^2，测线呈南北向、线距 200m．冰期系列由蛇丘、冰阜、三角洲和冰川后退形成的冰湖沉积物等构成，还包括纹泥和致密粉沙泥．对因普特异常做了详细的地面检查，这些异常是由冰湖粘土变厚引起的（Barlow and Krentz, 1984）．在试验区内，粘土的电导率相当稳定（平均为 37.2 ± 3.5mS / m），皮衡就是基于粘土电导率非常稳定这一点，计算了粘土盖层的厚度．计算结果与钻探资料大都相符（Pitcher, 1985）．

加拿大地质调查所的地球物理学家曾在安大略省的瓦尔加涅附近一地区开展了大量的电阻率测深工作．该测区已被选做航空电磁法试验基地．图 3.3.5 的电阻率断面图是对测深资料进行计算机反演得到的．从图上看，粘土的电阻率相当均匀（27—40Ω · m），这与巴洛和克伦兹的观测结果是一致的（Barlow and Krentz, 1984）．测区内粘土层的厚度为 15—30m，在埋藏谷地区厚度增大到 30—50m．注意钻孔 DH-84-39 的柱状图（见

图 3.3.5)，冰碛物和砂层在谷地的底部，由于冰碛层较薄，在电阻率断面上辨认不出粘土—冰碛物的界面。经钻探证实，粘土层厚度 36m，基岩埋深 44m。

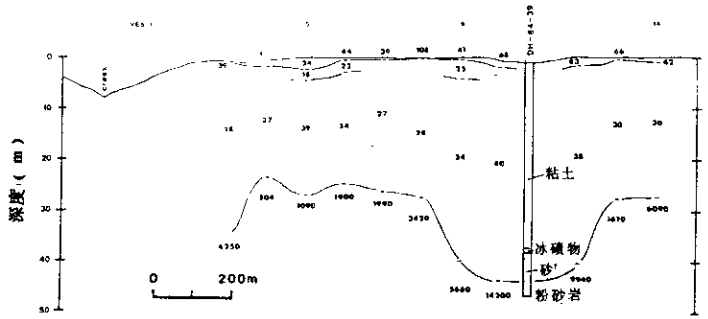


图 3.3.5 加拿大安大略省瓦勒加涅试验区电阻率断面图。电阻率值是根据测深资料计算的，DH-84-39 孔柱状图表明，低阻层为冰湖粘土。电阻率单位：Ω·m

加拿大在现场调查冰川沉积物电学性质和航空物探方法用于低阻粘土层填图两个方面做了不少工作。辛亚在安大略省阿弗雷德（距渥太华东 65km）附近一测区内的 62 个点上做了电阻率测深（Sinha，1980）。该测区表层为砂土层，厚度和电阻率分别为 0—25m 和 20—50Ω·m。表层下为第四系低阻尚普兰粘土层，厚度在 0—100m 之间变化，根据测深资料计算的电阻率相当稳定，约为 1—4Ω·m，比前述阿比提比粘土层电阻率大约小一个数量级。粘土层下面为高阻的古生界灰岩、页岩和砂岩。阿弗雷德—霍克斯博里地区被首选为航空电阻率填图的试验区（Dyck，1974；Seigel and Pitcher，1978）。根据航空三频电磁系统观测资料推断，粘土层的视电导率为 200—1 000mS／m（电阻率为 1—5Ω·m）。而根据因普特航空电磁资料计算，粘土层的平均电导率为 500mS／m。

加拿大原子能有限公司（AECL）曾用航空电磁法探测冰川沉积物的厚度和识别线性构造，这一工作是核废物管理计划的一部分。安大略省阿蒂科肯试验区、马西附近东布尔湖，以及马尼托巴省怀特谢尔试验区的探测结果已见发表（Peterson and Reford，1986；Soonawala and Hayles，1986）。

二、非冰川松散沉积物

探测松散沉积物的厚度和成分是土工调查和地下水勘查的重要内容。德莱蒂和雷克斯曼的文章中介绍了法国应用电阻率测深法和航空电磁法勘察核电站地基的实际效果（Deletie and Lakshmanan，1986）。图 3.3.6 是森尼赛站址地质图。该区位于第戎南 90km 的索恩峡谷。在布尔冈迪高地（在图 3.3.6 图幅的西侧）和向北方倾没的北北东向地垒区内有侏罗系灰岩和泥灰岩出露。根据沿剖面 B 和 C（见图 3.3.6）的测深资料，地垒处于高阻异常区。水平共面线圈直升机航空电磁系统的探测结果也清楚地圈出了这个高阻区。图 3.3.7 就是根据该系统 900Hz 的观测资料编绘的视电阻率平面图，该图表明，地

垒区、布尔冈迪高地和测区的南部的视电阻率偏高（大于 31Ω·m），在第三系和第四系索恩河冲积粘土上出现低阻响应。

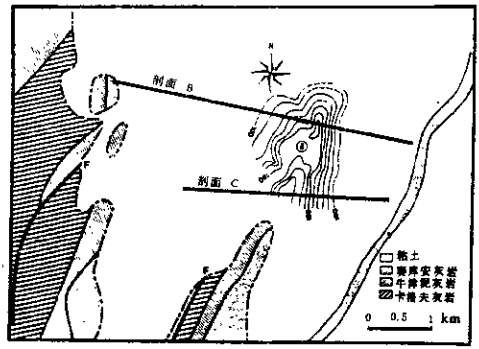


图 3.3.6 法国森尼赛试验区地质图。等值线为灰岩地垒的海拔高程，本区平均高程为200m。F—断层，A—地垒（引自 Delctic and Lakshmanan，1986）

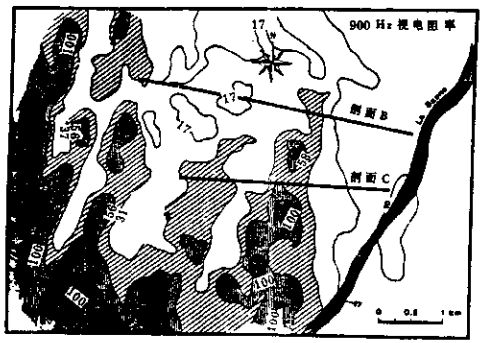


图 3.3.7 法国森尼赛试验区视电阻率分布图。视电阻率值是根据水平共面直升机航空电磁资料计算的（观测频率 900Hz）（引自 Delctic and Lakshmanan，1986）

图 3.3.8 示出了沿剖面 B 和 C 的两个地质断面。这两个断面是根据测区中 50 个钻孔的资料编绘的。索恩河附近（剖面 B 和 C 的东侧）有第四系粘土（QC）和第四系砾石（QG）出露。沿剖面大部分地段出露的是上第三系粘土（UTC）。剖面中的电阻率值是根据测深资料计算的。UTC 粘土层厚约 20m，呈低阻（15—30Ω·m），其下为厚 6—8m 的高阻砾石层（60—120Ω·m）。古地形凹陷区中充填了第三系粘土层，该粘土层在地垒和

布尔冈迪高地之间厚达 60m．在地垒东侧，中生代基底埋藏较深，低阻（小于 15Ω·m）粘土层的厚度大于 100m．灰岩和泥灰岩均呈高阻（大于 150Ω·m）．这个例子说明，航空电磁法可以在基底地形的定性填图上发挥作用．但是，由粘土和砾石组成的松散沉积物的不均匀性，是填图的干扰因素．

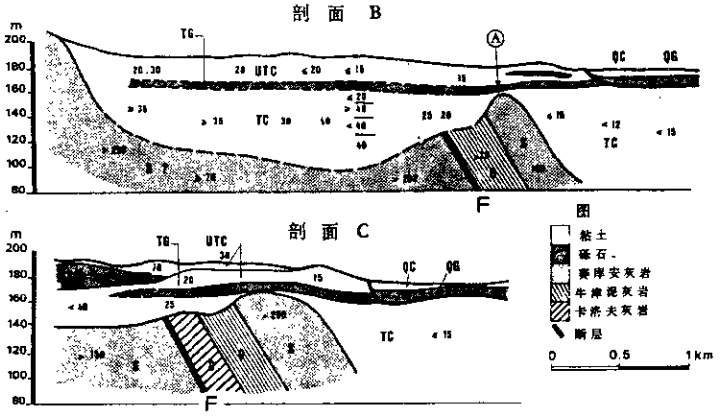


图 3.3.8 剖面B和C（见图3.3.7）的地质断面图．图中的字母表示粘土层的年代（QC——第四纪，UTC——上第三纪，TG——第三纪）．F——断层，A——地垒．图中的数字是根据测深资料计算的电阻率值（Ω·m）（引自 Deletic and Lakshmanan，1986）

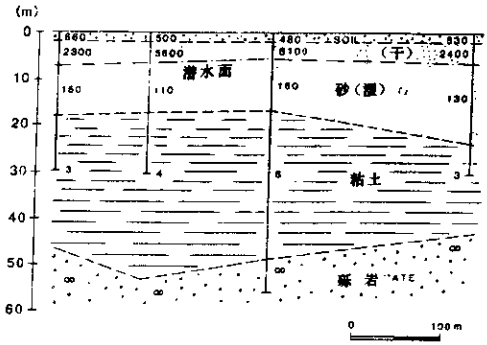


图 3.3.9 巴西巴伊亚州卡那威拉斯一含水层的地质和电阻率断面图．岩性和水文地质资料来自钻探．电阻率值是根据测深资料计算的（引自 Leite，1975）

在巴西巴伊亚州南部的卡那威拉斯，也曾用电阻率测深法探测过松散沉积物。这是个滨海地区，第三系砾岩上覆盖着第四系粘土和砂层。莱特的论文评述了地球物理方法在该地区勘查地下水的应用效果（Leite，1975）。在测区内做过电阻率和地震勘查的地段打了不少 30—60m 深的浅钻（见图 3.3.9）。该地区潜水面很浅（深度小于 8m），钻井出水量变化很大，最东部的一个孔出水量为 $40m^3/h$，最西部的一个孔仅为 $2m^3/h$，中央地段两个孔的出水量介于上两者之间。在电阻率剖面上显示不出出水量对电阻率有任何影响。只有一个钻孔打到了第三系高阻砾岩。第四系粘土层的厚度为 20—40m，电阻率很低（3—10Ω·m）。干砂和湿砂之间有一电阻率跳跃，低到 100—200Ω·m，高达几千 Ω·m。这个例子表明，用电阻率法和电磁法可以探测松散砂层中的潜水面。但电磁法很少应用于此，因为水文地质学家习惯上更愿意用直流电阻率法。

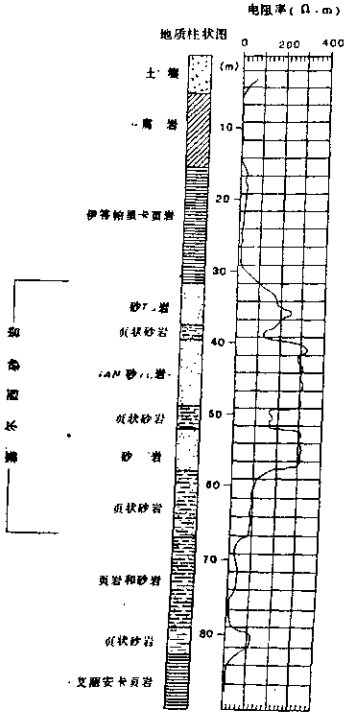


图3.3.10 巴西巴伊亚州科科罗堡地区一钻孔的地质柱状图和电阻率测井曲线。测井采用三级电极系（AM＝MN＝162.5cm）（引自 Lima，1979）

三、沉积岩

沉积盆地中各种岩性的电阻率资料，大都是在勘查油气过程中通过测井取得的，偶而也从地下水勘查资料中得到。利马曾在巴西土坎诺中生代盆地中的科科罗堡附近开展过电阻率测深和测井法水文地质调查（Lima，1979）。土坎诺中生代盆地从巴伊亚州首府萨尔瓦多向北延伸，使人感兴趣的是，利马观察到了中生代页岩（伊塔帕里卡组）上风化层的电性响应。腐岩层厚约 10m，其电阻率比导电性相当好的页岩的电阻率还低（两者的电阻率均低于 20Ω·m）。在测井剖面上，页岩总是与低阻相对应（见图 3.3.10），砂岩的电阻率居中（约 300Ω·m）。粘土含量属中等的沉积岩（页状砂岩），电阻率在 100—150Ω·m 之间。测井采用的是电位电极系，AM＝162.5cm（钻孔中置一个供电电极和一个测量电极）。注意图 3.3.10，电阻率明显的随岩性变化而不受深度的影响。在伊塔帕里卡页岩、塞尔西砂岩和艾丽安卡页岩三种岩性露头上做了电阻率测深（钻探打到了这三种岩性）。两种页岩的电阻率相近，都在 5—20Ω·m 之间，与测井结果一致。砂岩的情形有所不同，测深法得到的电阻率（约 1 200Ω·m）比测井得到的电阻率高。该地区未开展电磁探测。

石油天然气工业部门使用的测井方法要复杂的多，即使对它做简要的叙述也超出了本章的范围。这里只介绍一个与勘查石油有关的电

阻率测井的例子。萨奥和斯珀林的文章讨论了北海地区云母砂岩在测井曲线上的响应特征(Suau and Spurlin, 1982)。石油勘查测井的目的是区分岩性、计算孔隙度和水饱和度、以及估计粘土含量。格洛鲍尔(Global)①是一种新的计算机测井解释技术，适用于根据矿物成分(粘土、高岭石、长石、云母和砂等)区分岩性。图 3.3.11 示出了北海的一石油探井的地质柱状图。地层层序包括砂岩、页岩和页状砂岩。页岩的粘土含量高，砂岩的主要成分是砂。这两种岩性还可以根据其电性的差异加以区分：页岩的电阻率低(5Ω·m)，砂岩的电阻率属中等(50—100Ω·m)。从水饱和度测井曲线上可以看到，富含粘土的沉积岩(下面的两层页岩)其水饱和度达 100%。电阻率、水饱和度和粘土含量三者之间有明显的对应关系。粘土含量居中的页状砂岩，水饱和度仅为 60%，电阻率(15Ω·m)比页岩高。准确估算孔隙度对评价油储前景甚为重要。

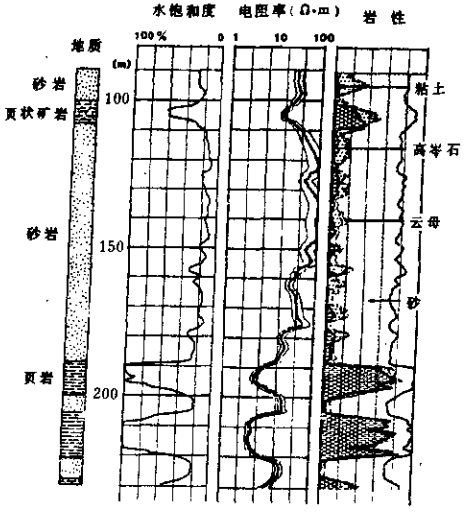


图 3.3.11 北海一石油探井的地质柱状图，以及电阻率和水饱和度测井曲线
(引自Suau and Spurlin, 1982)。岩性柱状图是用格洛鲍尔技术得到的

在过去的 20 年里，苏联已将深部的时间域电磁法测深技术成功地应用于勘查固体矿产和油气资源，最近美国也有获得成功的报道(Kaufman and Keller, 1983)。

斯特拉克评介了澳大利亚悉尼盆地时间域电磁测深技术的试验效果(Strack, 1984)。资料解释深度达 2.5km。上部 1km 为三叠系砂岩和页岩，平均电阻率为 32Ω·m，标准离差为 10Ω·m。尽管低阻页岩和高阻砂岩多次交替，这整套岩层的电磁测深响应却相当均匀。往下为 200m 厚的上二叠系伊莱瓦拉煤系群，因有煤层而得名。可能由于该群

①施伦贝尔热(Schlumberger)注册商标。

含有炭质页岩，故呈低阻（1.6Ω·m），电磁响应明显。再往下是由砂岩和页岩组成的二叠系绍尔海纹群，厚约 200m。根据电磁测深反演结果其电阻率为 53±3Ω·m。底部为格里塔煤系，虽然电磁测深法不能可靠地划分出该煤系地层，但可以确定它是低阻的（2.5Ω·m）。结论是，电磁测深法可以划分大的地层单元，但不能对由砂岩和页岩组成的典型沉积层序详细分层（考虑到测深工作的比例尺，也并不要求这样做）。在测深响应中，砂岩和页岩层序是以具有某一电阻率的整体出现，其电阻率值接近页岩（10Ω·m）和砂岩（100Ω·m）的平均值。

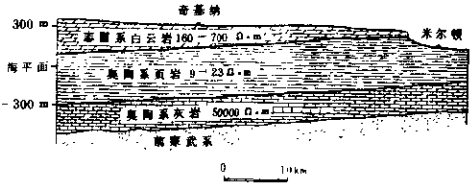


图3.3.12 加拿大安大略省南部奇基纳—米尔顿地质断面图，电阻率值是根据电磁测深资料计算的（引自 Sinha 等，1985）

辛亚等人曾在加拿大安大略省南部用时间域电磁法划分沉积地层。图 3.3.12 是基奇纳—米尔顿地质剖面，沿该剖面做了 7 个电磁测深点（Sinha 等，1985）。奥陶系的一套页岩层组——昆士顿页岩、米福德——邓达斯粉砂岩和兰山页岩——整体上呈低阻反应，但不能加以细分。它的整体电阻率为 9—23Ω·m，落在页岩电阻率的变化范围之内。该页岩组的盖层为高阻的志留系白云岩，电阻率为 160—700Ω·m；下伏地层是电阻率更高的奥陶系灰岩。只在米尔顿附近的一个测深点上观察到奥陶系灰岩的电阻率为 5 000Ω·m，该处低阻页岩的厚度小于 300m。在其它 6 个测深点上，能够可靠区分的最深的地层是昆士顿页岩。探测不到前寒武系基底，其深度资料来自钻探。同前面澳大利亚的例子一样，电磁测深法在这里也可以成功地区分主要地层单元，但不能区分其中的岩性变化。

四、煤和褐煤的勘查

介绍两个航空电磁法勘查褐煤的例子。这里所说的勘查主要是指间接勘查。第一个是加拿大温加瓦那的史例（Seigel and Pitcher，1978）。该区位于安大略省穆索尼以南 100km。在早先褐煤沉积的凹陷内沉积了第四系粘土。粘土和褐煤均呈低阻（30—50Ω·m），所以当其盖层为中等电阻率（100Ω·m）的冰碛物时，它们是可以探测到的。

第二个例子是用因普特航空电磁法圈定前寒武系基底中沉积有三叠系褐煤的凹陷（Whiting，1983）。矿床位于西澳大利亚州埃斯佩兰斯以北 45km 处。表层粘土层的电阻率只有 0.5Ω·m，厚度随前寒武系基底的起伏在 10—60m 之间变化。赋存于古峡谷底部的褐煤，其电阻率比粘土的高，但准确的电阻率值尚不得而知。

上面两个例子中航空电磁法所圈定的凹陷，底部都沉积着褐煤，上部为低阻松散的粘土。大量的实验室测定结果表明，褐煤、煤和无烟煤的电阻率范围分别为 9—200Ω·m、

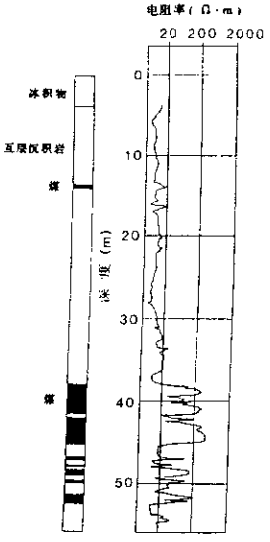


图 3.3.13 加拿大阿尔伯达省埃德蒙顿附近一钻孔的地质柱状图和电阻率测井曲线（引自Sartorelli, 1985）

160—150 000 Ω·m 和 1—200 000Ω·m（Angenheister, 1982）。褐煤的电阻率属低到中等，而无烟煤的电阻率则跨越各种岩石电阻率变化范围。根据煤的类型及其地质环境的不同，煤矿床既可以是低阻靶体，也可以是高阻靶体。一般说来，上述那些最高电阻率值都是在实验室中得到的，不一定代表野外的实际情况。

萨尔托瑞利等人的文章评述了各种地面和井中地球物理方法在加拿大阿尔伯达省煤田勘查中的效果（Sartorelli, 1985）。这里的煤层赋存于白垩系—第三系砂岩、粉砂岩和页岩地层中。典型的电阻率测井曲线示于图 3.3.13。不含煤沉积岩的电阻率低于20Ω·m，煤层的电阻率高于200Ω·m。可惜，我们没有无煤井段的岩性描述资料。为确定煤层的深度和厚度开展了电测深法和电剖面法。如图 3.3.14 所示，煤层为一厚约 15m 的高阻层。煤层夹在电阻率相当低（8—20Ω·m）的页岩和砂岩之中。地球物理资料的解释结果已被钻探所证实。

第四节 海水、含水层和永久冻土

很多大地介质的电阻率与它们的含水量有关。粘土，在水饱和状态下呈低阻，干燥时则是高阻的。在沉积环境中，大多数岩石的电阻率与岩石孔隙度和孔隙中液体的电阻率有关。淡水本身的电阻率属中等。

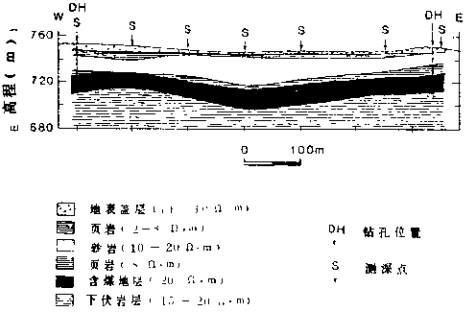


图 3.3.14 加拿大阿尔伯达省埃德蒙顿附近，根据电测深资料推断的地质断面图（引自Sartorelli等, 1985）

因此只有当淡水含水层的岩性与围岩岩性有明显差异时，电磁法探测才能奏效．在不少地区，某些类型的岩石上形成的腐岩是水饱和的．线性构造也可能是重要的局部含水层．

本节集中讨论水或水饱和大地介质的电阻率与地下水的化学成分和物理状态有关而与容水岩石无关的情形．它对海洋水深测图，以及对圈定咸一淡水分界面、化学污染区和永久冻土等有重要的实际意义．图 3.4.1 中标出了本节涉及的地名位置．

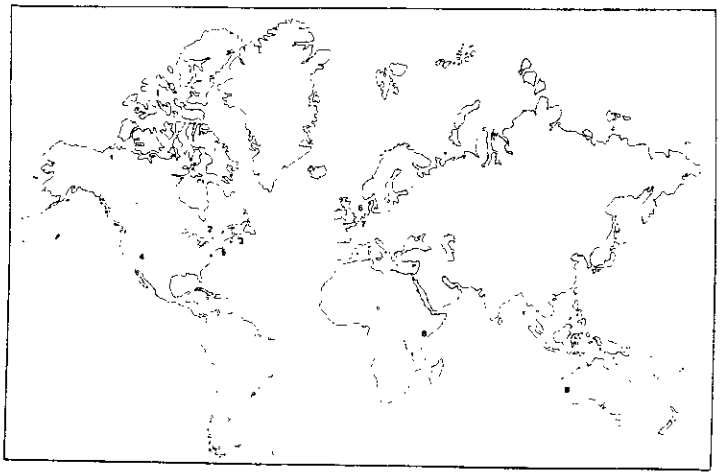


图 3.4.1　本节涉及的地名位置

加拿大：(1) 西北地区马更些三角洲；(2) 安大略省圣太华；(3) 新斯科舍省布雷顿角岛；

美国：(4) 内华达州拉斯维加斯；(5) 马萨诸塞州科德角；

欧洲：(6) 德国的斯皮科鲁格；(7) 荷兰的乌德勒支；

非洲：(8) 肯尼亚的蒙巴萨；

澳大利亚：(9) 西澳大利亚州佩伦乔里盆地

一、海洋水深测图

在零漂可以控制的精密多参数的航空电磁系统出现之后，航空电磁法应用于浅海水深测图现已成为可能，从而开辟了航空电磁法中的一个新的应用领域．勘测实例已渐有发表 (Zollinger，1987；Won and Smits，1986)．海水的电阻率与含盐度和温度有关．在海水温度为 15℃ 的条件下，当 NaCl 浓度从 0.5% 增加到 4% 时，电阻率将从 1.38Ω·m 减小到 0.21Ω·m．如果海水的 NaCl 重量含量为 3.5%，则 0℃ 时的电阻率为 0.34Ω·m，25℃ 时的电阻率就只有 0.19Ω·m 了 (Angenheister，1982)．不同海域的海水含盐度不同，波罗的海的低，红海的非常高，但对大多数海域而言，NaCl 的重量含量为 3.5%．

进行电磁法海洋水深测图时，一般是假定测区内海水的含盐度和温度均为常数．在有淡水注入的海域（如三角洲和河流入海口等），在很短的距离内海水含盐度会出现明显的变化，因此不能沿用上述假定．浅滩、三角洲或珊瑚礁海区的水温可能比开阔海域的水温

高 10℃，水温的这种变化将引起观测误差．如果海底为低阻沉积物，且其电阻率又不能在原地准确测定，也会给测量水深带来困难．在对航空电磁资料进行反演时，需要考虑这类厚度和电阻率均不清楚的低阻层．如果海面被冰覆盖，反演时还要加入一个顶部高阻层．霍拉威等人的文章讨论了复杂条件下航空电磁资料的反演问题（Holladay 等，1986）．

加拿大新斯科舍省布雷顿角岛外的一次因普特航空电磁法海水水深测量结果已见发表，测量沿一个 27km 长的测线进行（Zollinger，1987）．测区海底为高阻沉积物，海水电阻率假定为常数（0.25Ω·m），唯一的未知量——海水深度，是通过计算机拟合方法（将实测衰减曲线与二层模型诺模图拟合）确定的．图 3.4.2 示出了根据航空电磁资料推断的海底深度剖面（实线）．飞行高度为 210m．图中的黑点子是根据海岸警备队的海深图填绘的．两种资料吻合的很好，相差一般小于 2m．在 12km 标记处两者相差很大．因为这里是海运通道（伦诺克斯航道），海底沉积着松散沉积物，故而，以海底是高阻沉积物为假定前提的解释程序在航道范围内不再适用．

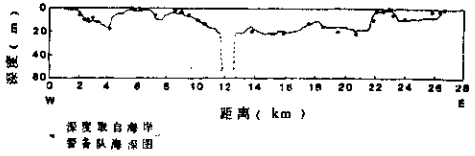


图 3.4.2　根据因普特航空电磁资料推断的海深剖面（实线）．黑点子的深度取自海岸警备队海深图．测线位于新斯科舍省布雷顿角岛附近（引自 Zollinger 等，1987）

在美国马萨诸塞州科德角湾开展过直升机航空电磁系统海深测图工作（Won and Smits，1986）．该系统配备有两对水平共面线圈，工作频率为 385Hz 和 7 200Hz．飞行中吊舱的平均高度保持在海面上 40—50m．共飞行了 13 条剖面，200 测线公里．用船载仪器在水下 3m 深处以点测方式测得海水的电阻率为 0.24—0.25Ω·m．图 3.4.3 中的海深剖面是反演航空电磁资料得到的．反演结果（实线）与声波测深结果（黑点）在浅海区域基本吻合．当深度超过 20m 时，航空电磁系统的分辨能力降低，两种结果的一致性也变差．据信，随着仪器装备和解释水平的提高，航空电磁法的海深测图能力可达 100m 深．（Won and Smits，1986）．物理上的限制因素是电磁波的穿透能力，它与工作频率和传播介质的电阻率有关．

二、探测咸水一淡水分界面

在滨海地区，用电测深法圈定咸水一淡水分界面已有几十年的历史．有关这方面的早期工作在弗拉思的文章中做过介绍（Flathe，1970）．咸水一淡水分界面可以是垂直的（含水层的含盐度随着接近海滨逐渐增加），也可以是水平的（淡水透镜体覆盖在咸水透镜体之上），两种分界面在滨海地区都属常见，都可以用电阻率法或电磁法进行探测．菲特

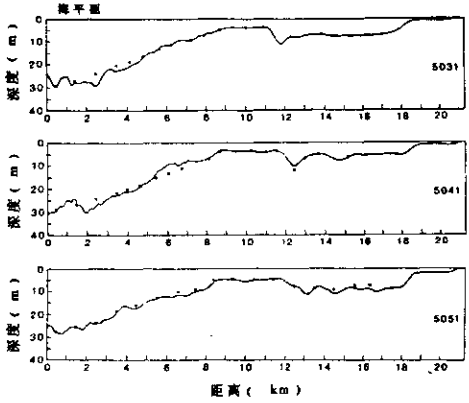


图 3.4.3　根据DIGHEM Ⅲ直升机航空电磁资料推断的3个海水水深剖面（实线）。航空电磁系统配备了两对水平共面线圈，工作频率为 385Hz 和 7 200Hz。图中的黑点子为声波测深结果。测线呈北北西向，间距 500m。测区位于美国马萨诸塞州科德角湾（引自 Won and Smits，1986）

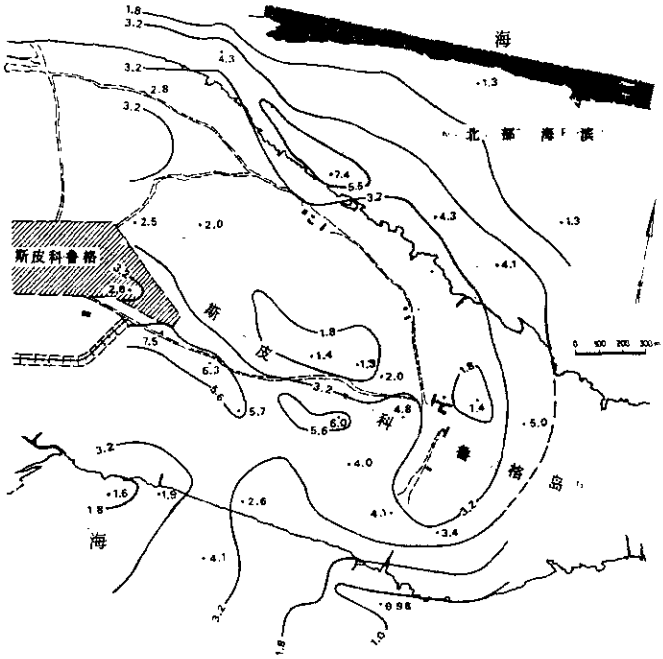


图 3.4.4　西德斯皮科鲁格岛视电阻率分布图。电阻率值是根据直升机航空电磁资料计算的。航空电磁系统配备的是水平共面线圈，工作频率 900Hz，测线距 100m（引自 Sengpiel，1986）

曼和斯特沃特在他们最近的一篇文章中，对时间域电磁法测深在地下水勘查上的应用做了总结（Fitterman and Stewart，1986），这是一篇有指导意义的文章。

在德国北部一个名叫斯皮科鲁格的小岛上用电测深和直升机航空电磁法探测淡水透镜体获得了成功（Sengpiel，1983）。该岛是由间或有粘土夹层的砂形成的。含淡水砂、含咸水砂和粘土层的电阻率分别为 100—500Ω·m、1—1.5Ω·m 和 10—20Ω·m。图 3.4.4 中的视电阻率平面图是根据航空电磁资料编绘的。航空电磁系统配备的是水平共面线圈，工作频率 900Hz，测线间距 100m。资料解释采用均匀半空间模型。淡水透镜体分布在该岛北部 2／3 的范围内，透镜体的北缘大致与海岸线一致，南缘距岛的南端大约 500m。图 3.4.5 的视深度图也是根据航空电磁资料编绘的，该图更清晰地表示了含水层的范围。视深度等值线给出的是低阻半空间表面的深度，也就是咸水透镜体上表面的深度。在该岛还广泛开展了电阻率测深工作，结果证实根据航空电磁资料推断的视深度是正确的。

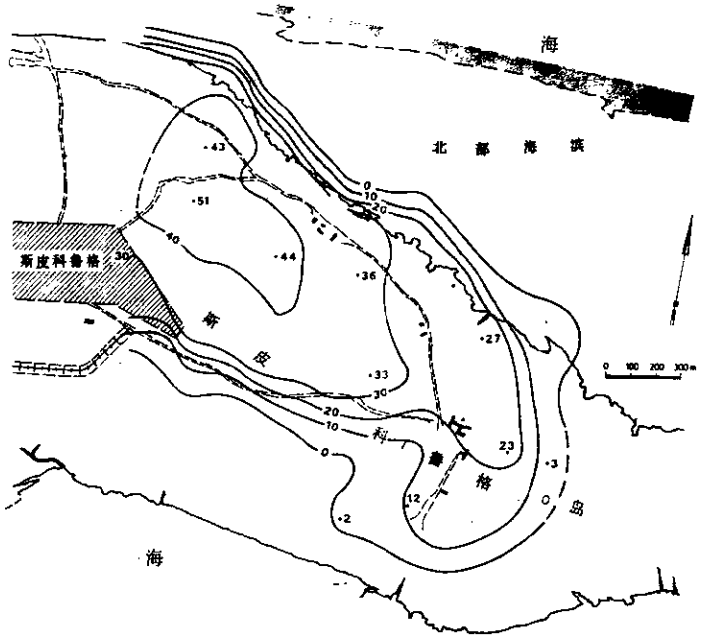


图 3.4.5 西德斯皮科鲁格岛低阻层（咸水含水层）视深度分布图。等深度线是根据直升机航空电磁资料的推断结果勾绘的。该图示出了淡水透镜体的范围和厚度（引自 Sengpiel，1986）

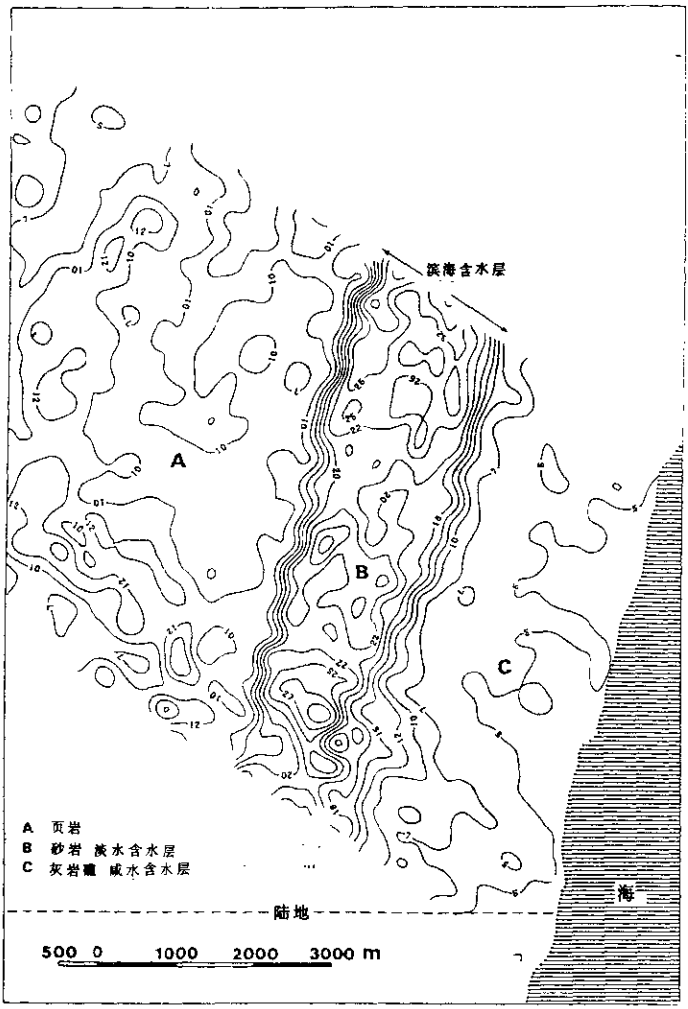


图 3.4.6 肯尼亚蒙巴萨附近一滨海地区的视电阻率 (Ω·m) 分布图。
根据TRIDEM航空电磁资料编绘 (引自Johnson and Seigel, 1986)

上面介绍的咸水一淡水分界面填图的例子，并非航空电磁法在这方面的首次应用。法国罗纳三角洲的阿尔勒附近早就有人用因普特航空电磁系统开展了这类填图工作(Baudoin，1970)。但在那时，对因普特航空电磁资料的解释仅仅是定性的，为提取有用信息还需做大量的地面检查。

肯尼亚蒙巴萨地区的航空电磁法含水层填图结果也相当好（Johnson and Seigel，1986)。图 3.4.6 的视电阻率分布图是根据航空三频数字电磁系统探测资料编绘的。工作频率 520Hz，测线距 250m。含海水的滨海灰岩礁与低阻区（3—10Ω·m）对应，与其毗邻的砂岩淡水含水层的平均电阻率为 25Ω·m。电阻率骤降（小于 12Ω·m）是淡水含水层向低渗透性页岩过渡的标志。

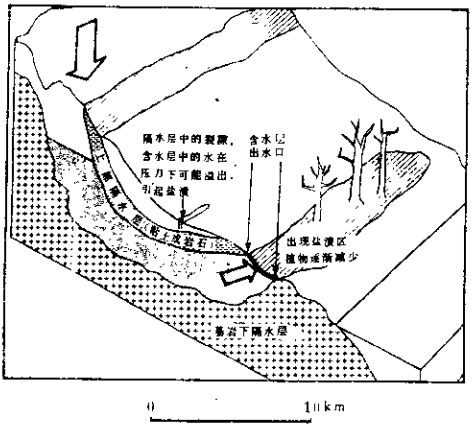


图 3.4.7　承压含水层盐渍或污染过程示意图（引自 Garland and Duff，1984)

咸水含水层不仅限于滨海地区，干旱地区也很常见（如澳大利亚、巴基斯坦、中东、非洲部分地区、以及巴西东北部等)。图 3.4.7 示意了承压含水层的盐渍化过程。这类含水层，高处有淡水进水口，山脚下或峡谷区有泄水区。由于蒸发速度快，峡谷中土壤的含盐量增高。高蒸发区的灌溉活动也会导致盐渍化。电阻率法和电磁法可用于圈定盐渍化波及区。西澳大利亚州东佩伦乔里汇水区的盐渍化区域填图结果很引人注意（Butt，1985；O' Connell and Nader，1986)。图 3.4.8 是佩伦乔里峡谷区的土壤分布图。峡谷中心分布着谷底砂壤土，是盐水赋集区。峡谷泄水口附近形成盐沼。根据因普特航空电磁资料编绘的该区视电阻率分布图示于图 3.4.9。航空电磁测量的测线呈东西向，线距 1.5km。求取视电阻率的方法是，将实测衰减曲线通过计算机与均匀半空间诺模图拟合。低阻异常区(小于 20Ω·m）与盐渍化波及区一致。盐沼区的电阻率非常低（小于 0.5Ω·m)。

上面的实例代表了地下水勘查中三种常见的情形：(1）滨海地区淡水透镜体覆盖在咸水含水层上，两种含水层的岩性相同（斯皮科鲁格)；(2）与岩性有关的咸水一淡水分界面（蒙巴萨)；以及 (3）干旱地区的盐沼和近地表盐渍层（东佩伦乔里)。

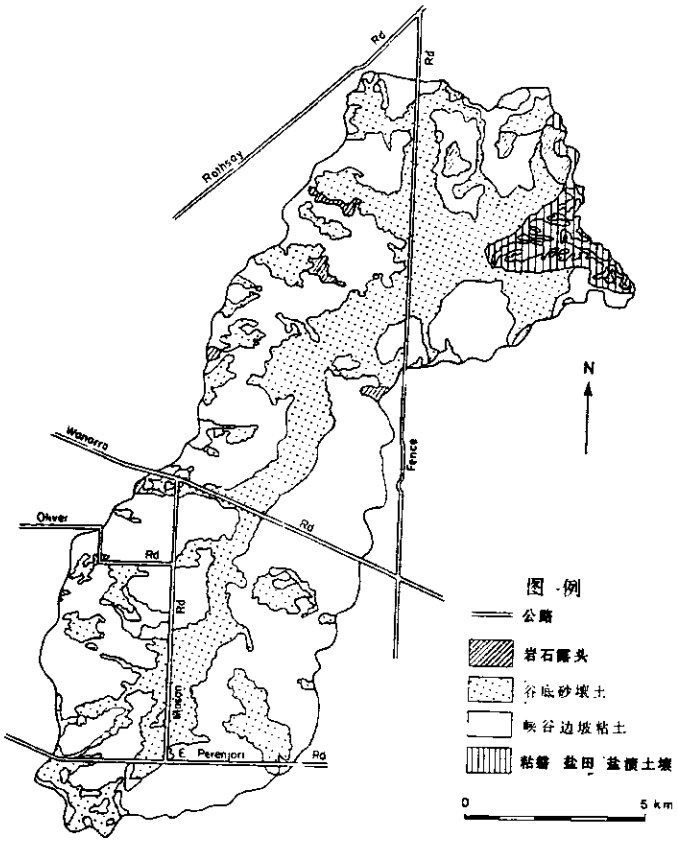


图 3.4.8 西澳大利亚州东佩伦乔里汇水区土壤分布图（引自 O′Connel and Nader，1986）

三、探测化学污染区

除 NaCl 以外，加入其它一些化学物质也能使水的电阻率下降。在世界范围内，含水层的化学污染已成为日益严重的问题。用电磁法和电阻率法可以快速经济地圈定低阻污染区。目前，只有荷兰、加拿大和美国做过少量野外试验①。

①我国也开展了这方面的试验工作——译者。

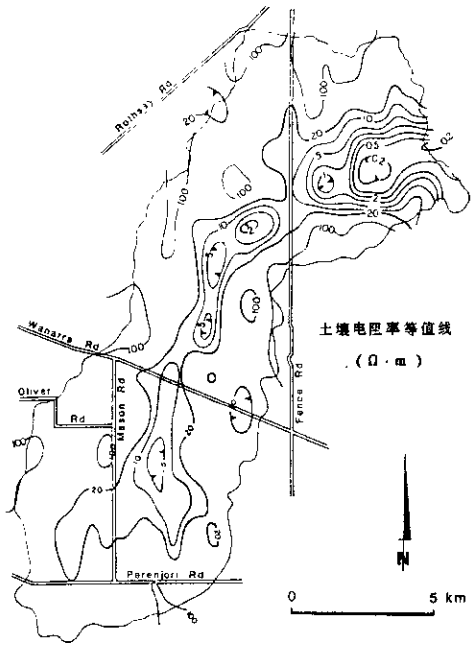


图 3.4.9　西澳大利亚州东佩伦乔里地区视电阻率（Ω·m）分布图，根据因普特航空电磁资料编绘（引自 Butt，1985）

里茨马曾对一废料处理场附近松散沉积物的导电性做过调查，该场位于荷兰乌得勒支市附近（Ritsema，1984）。沿着从处理场向外的测线，以 5m 和 10m 的点距做了电测深（图 3.4.10）。根据测深资料划分了几个明显的层位。从上到下：未污染砂层、污染砂层、不透水粘土层、未污染砂层、污染砂层、以及咸水含水层。未污染砂层的电阻率比较高（18—45Ω·m），含化学物质砂层的电阻率较低（5—14.5Ω·m）。被污染的水集中在两个含水层的下部，两个含水层被厚 2—3m 的粘土层隔开。广泛分布于荷兰的地下咸水，电阻率很低（约 2Ω·m）。除电测深外，还用一种可以测量高感应数电导率的电磁法仪器（Geonics EM—34）圈定了废物处理场的渗漏方向（图 3.4.11）。观测系统采用的线圈经过专门选择，以最大限度地压制低阻盐水含水层对观测数据的影响。

埃文斯和威韦策的文章介绍了探测某废物掩埋坑渗漏羽的效果（Evans and Schweitzer，1984）。该掩埋坑已有 30 年的历史，它的渗漏羽可能污染做为某大城市水源的非承压浅含水层。由于钠、钾、镁和氯化物溶液的渗入，渗漏羽的电阻率降低。曾用电阻率法和电磁法定期监测渗漏羽的浸移速度，发现它高达每天 0.5m。经探测，渗漏羽的视电阻

率低于 60Ω·m．复电阻率法曾被用来探测美国拉斯维加斯附近的一个氯化物渗漏羽（Zonge 等，1985）．这个来自某工业企业的氯化物渗漏羽污染了做为饮用水源的冲积砂砾层．低视电阻率范围（小于 5Ω·m）与已知氯化物渗漏的范围一致．

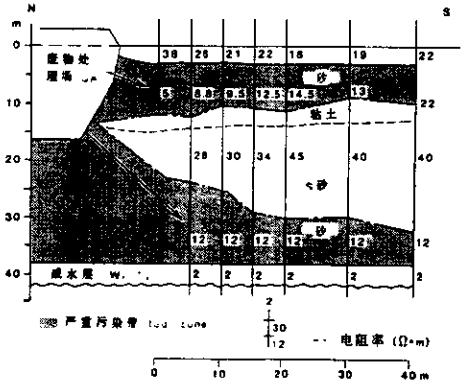


图 3.4.10　荷兰乌得勒支市附近一废料处理场邻近区域的电阻率断面图（引自 Ritsema，1984）

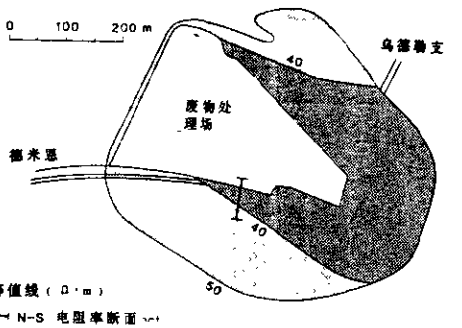


图 3.4.11　荷兰乌得勒支市附近一废料处理场的实测视电阻率图．图中标出了示于图3.4.10的电阻率断面的位置（引自 Ritsema，1984）

加拿大渥太华南 10km 处有一名叫格洛斯特的废物掩埋场，为圈定它的污染羽曾做过地球物理探测（Stephens and Graham，1985）．含有化学物质的废物掩埋在松散沉积物中，它滋生出两个渗漏羽，一个在近地表的砂层中，深度小于 10m，一个在较深的砂砾石层中，深度在 15—30m 之间．两个渗漏羽被一不透水粘土层隔开．深渗漏羽的底部被

一灰岩层封堵．曾用三种可测电导率的电磁法仪器进行探测．电导率大于 10mS／m（相当于电阻率低于 100Ω·m）的区域与渗漏羽的范围一致．还用井中测量方法现场测定了电阻率．监测结果表明，深部半承压含水层中渗漏羽的浸移速度较浅部的快．与渗漏羽无关的几个局部电磁异常是掩埋区中的金属异物引起的．沿所有冬天撒盐的道路也都观察到电导率的增高．人造掩埋物的复杂性给识别化学污染羽引起的异常造成了困难．

从电磁探测的角度，可将污染羽的特点概括如下：(a) 埋深较浅，一般小于 50m；(b) 不同掩埋场的废弃化学物质千差万别，所以不同地点污染羽的电阻率也有很大的不同；(c) 掩埋场中存在低阻干扰体，以及 (d) 污染羽的浸移速度快，可达每天 0.5m．

四、永冻层

上面讨论的电磁法的三种应用，都与水中化学成分的变化有关；现在要讨论的一种应用则与水物理状态的变化有关．水和水饱和大地介质冻结以后，电阻率会明显增高．极地冰川冰的电阻率范围为 20 000—200 000Ω·m．在加拿大北极区、格陵兰和南极洲，用电测深法得到的电阻率值都在这个范围之内．在阿尔卑斯和加拿大等地的温带冰川上，用类似的方法测得的电阻率值比前者要高出 3 个数量级，即 $10—100\times10^6\Omega\cdot m$（Angenheister，1982）．

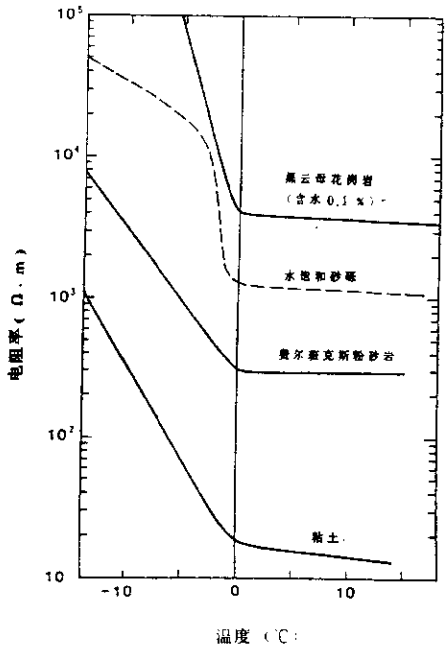


图 3.4.12　水饱和大地介质的电阻率随温度的变化（引自 Hoekstra，1975）

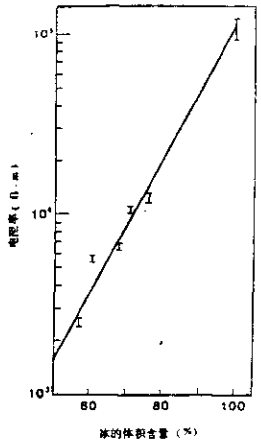


图 3.4.13 粉砂岩现场实测电阻率与冰的体积含量（%）的关系（阿拉斯加州福克斯）（引自 Hoekstra，1975）

图 3.4.12 说明了水饱和松散沉积物和黑云母花岗岩样品的电阻率随温度变化的情形（引自 Hoekstra，1975）。在温度降至-15℃以前仍存在未冻结的水，所以随温度的下降电阻率的增加是逐渐的。即使在冻结的情况下，粘土的电阻率仍比其它松散沉积物的低。永冻层的上部为厚 0.5—3m 的融冻层，夏天融化时的电阻率比冬天冻结时的电阻率低约 10 倍。

冻结沉积物的电阻率还与其中的冰体积含量有关。冰体积含量的变化范围为 30—100%。图 3.4.13 示出了在阿拉斯加的福克斯一巷道壁上的电阻率测量结果。巷道凿在费尔班克斯粉砂岩中。测量时岩石的温度为 -2.9℃ ± 0.2℃。结果表明，随冰含量的不同粉砂岩电阻率的变化可达二个数量级。由于粘土的结构紧密，当其由非冻结态变成冻结态时，电阻率增加的幅度很小（约 1.2 倍）（Hoskstra，1975）。总之，永冻层的电阻率与岩性、冰含量和冻结层温度等因素有关。奥尔霍夫特的文章详尽地讨论了永冻层的电学性质（Olhoeft，1975）。

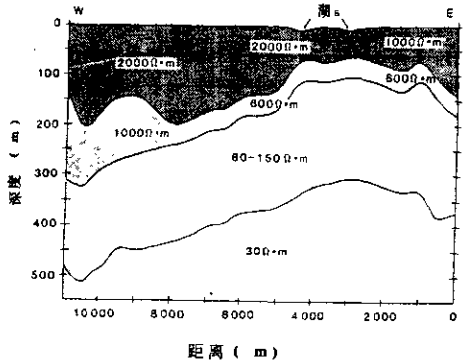


图 3.4.14 根据电磁测深资料推断的永冻层电阻率断面。
测区位于加拿大西北地区的马更些三角洲（引自Rozenberg，1985）

图 3.4.14 是加拿大北极区典型的永冻层断面。测区位于西北地区的马更些三角洲，图中的电阻率和深度是根据时间域电磁测深资料推断的，并用电阻率测井方法做了验证（Rozenberg，1985）。近地表的一层电阻率最高，厚度 80—200m。该层的底部边界据信就是永冻层的下部边界。但这个边界并非泾渭分明，从冻结态到非冻结态是渐变的。在过

渡带内，随温度的升高电阻率逐渐降低（参照图 3.4.12）。

为了研究永冻层的形成，有人曾在加拿大西北地区的马更些三角洲做了很有意思的试验。试验区在图克托亚图克以西 60km 的伊利萨维克。由于水温的影响，河底和湖底一般不冻结。为了研究永冻层的形成过程，于 1978 年 8 月排干了一个水深 4.7m、水面 300m × 600m 的小湖。在湖水排干前和排干后的若干年内，进行了多次地质、地球物理调查（Sinha and Stephens, 1983）。钻探和温度测井资料表明，顶部 37m 的沉积物最初并未冻结，它由 5m 厚的有机物质和 32m 厚夹有薄层粘土的砂层构成。根据湖水排干前在冻结的湖面上所做的电阻率测深资料，湖底顶部的电阻率属中等（35Ω·m、15m 厚）。永冻底层的电阻率很高（根据测深资料，电阻率超过 1 000Ω·m，埋深 35m）。中间层的电阻率较低（5Ω·m）。1980 年 9 月的探测结果显示，地面已冻结至 16m 深，成为高阻层。次年春天，即 1981 年 4 月，冻结深度延至 28m，这时的地面探测结果在排干湖区的中心部分显示了清楚的电导率异常（约 60mS／m）（Sinha and Stephens, 1983）。据推断，在冻结地表和永冻层上界面之间仍存在一低阻（未冻结）层。看来，对电阻率法和电磁法来说，在冻结和非冻结地层之间总是存在着电性差异。

加拿大、美国和苏联等三国在永冻层的研究中广泛使用了地球物理方法。三个国家在这方面有着密切的接触，并定期地举行国际讨论会。斯科特等人的文章对各种地球物理方法在永冻层填图上的应用效果做了评述（Scott, 1978）。

结 束 语

电磁法的应用范围远不止勘查块状硫化矿床。最合乎逻辑的新应用是地质填图，在缺少露头的地区这种应用尤其有吸引力。多参数航空地球物理探测系统扫面可为地面地质普查和矿产勘查提供极有价值的基础资料。这些资料对地下水勘查和区域规划（包括未开发区中的新居民区和大规模工程的规划设计）也相当宝贵。

电磁法在诸如测量浅海水深、圈定污染范围和研究永冻层等一些新的领域，也有应用前景。开拓电磁法新应用领域的最大障碍，是地球物理学界与非传统用户之间缺少沟通。

参 考 文 献

Acworth, R. I., and Griffiths, D. M., 1985, Simple data processing of tripotential apparent resistivity measurements as an aid to the interpretation of subsurface structure: Geophys. Prosp., **33**, 861–887.

Adams, R. L., and Schmidt, B. L., 1980, Geology of the Elura Zn-Pb-Ag deposit: Bull. Austral. Soc Expl. Geophys., **11**, 143–146.

Agostini, A., Wootton, T. C., and Cifali, G., 1981, Ground magnetic surveys at Woodlawn, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 475–483.

Angenheister, G., Ed., 1982, Physical properties of rocks, *in* Landolt-Börnstein, New series: **1b**, Springer-Verlag.

Archie, G. E., 1942, The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics: Trans. Am. Inst. Min. Metallurg., Petr. Eng., **146**, 54–62.

Barlow, R. B., and Krentz, D. H., 1984, Electromagnetic depth soundings of Quaternary sequences in parts of Walker and Taylor Townships, Black River-Matheson (BRIM) Area, District of Cochrane. *in* J. Wood, O. L. White, R. B. Barlow, and A. C. Colvine, Eds., Summary of field work and other activities 1984: Ontario Geol. Surv. Misc. Paper 119, 133–138.

Baudoin, P., Durozoy, G., and Utard, M., 1970, Étude par prospection électromagnétique aérienne d'un contact eau douce-eau salée dans le delta du Rhône, *in* L. W. Morley, Ed., Mining and groundwater geophysics 1967: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 26, 626–637.
Birkett, N. E., 1981, Report on geophysical field work conducted at Kangaroo Hills, North Queensland: B.Sc. thesis, Univ. of New England.
Boldy, J., 1979, Exploration discoveries, Noranda district, Quebec, *in* P. J. Hood, Ed., Geophysics and geochemistry in the search for metallic ores: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. **31**, 593–603.
Brant, A. A., Dolan, W. N., and Elliott, C. L., 1966, Coplanar and coaxial EM tests in Bathurst area, New Brunswick, Canada, 1956, *in* Mining Geophysics I: Soc. Explor. Geophys., 130–141.
Buselli, G., McCracken, K. G., and Thorbum, M., 1986, Transient electromagnetic response of the Teutonic Bore orebody: Geophysics, **51**, 957–963.
Butt, C. R. M., 1982, History and characteristics of weathering in Australia, *in* R. E. Smith, Ed., Geochemical exploration in deeply weathered terrain: Comm. Sci. Ind. Res. Org., Inst. Energy and Earth Resour., 9–18.
Butt, G. R., 1985, Case histories showing various applications of a combined Input-magnetometer-spectrometer airborne geophysical system in Australia: Explor. Geophys., **16**, 180–183.
Cameron, E. M., Ed. 1983, Uranium exploration in Athabasca Basin, Saskatchewan, Canada: Geol. Surv. Can. Paper 82-11, 310.
Collett, L. S., 1986, Development of the airborne electromagnetic technique, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 9–18.
Culley, R. W., 1973, Use of airborne resistivity for gravel location: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., **66**(733), 70–74.
DeJong, S. J., Dirks, F. J. H., Kikietta, A., Palacky, G. J., and Ritsema, I. L., 1981, Experimentations de méthodes électromagnétiques appliquées à la recherche des eaux souterraines en terrain de socle cristallin en Haute Volta: Bull. Comité interafricain d'études hydrauliques (C.I.E.H.), série hydrogéologie, **44**, 17–26.
Deletie, P., and Lakshmanan, J., 1986, Airborne resistivity surveying applied to nuclear power plant site investigation in France, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 145–152.
Dowsett, J. S., 1970, Geophysical exploration methods for nickel, *in* L. W. Morley, Ed., Mining and groundwater geophysics 1967: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 26, 310–321.
Dyck, A. V., Becker A., and Collett, L. S., 1974, Surficial conductivity mapping with the airborne Input system: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., **67**(744), 104–109.
———, 1975, Input AEM results from Project Pioneer, Manitoba: Can. J. Earth Sci., **12**, 971–981.
Eadie, E. T., Silic, J., and Jack, D. J., 1985, The application of geophysics to the discovery of the Hellyer ore deposit, Tasmania: Explor. Geophys., **16**, 207–209.
Eckstrand, O. R., 1984, Magmatic nickel, copper, platinum group elements, *in* O. R. Eckstrand, Ed., Canadian mineral deposit types: A geological synopsis: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 36, 39–42.
Elliott, P. J., and Staltari, G., 1985, The Mt. Keith South nickel sulphide deposits—a TEM case study: Explor. Geophys., **16**, 210–216.
Emerson, D. W., Ed., 1980, The geophysics of the Elura orebody, Cobar, New South Wales: Bull. Austral. Soc. Expl. Geophys., **11**, 143–347.
Engalenc, M., 1978, Méthode d'étude et de recherche de l'eau souterraine des roches cristallines de l'Afrique de l'ouest: Bull. Comité interafricain d'études hydrauliques (C.I.E.H.), série hydrogéologie, **41**.
Evans, R. B., and Schweitzer, G. E., 1984, Assessing hazardous waste problems: Environ. Sci. Technol., **18**(11), 330A–338A.
Fitterman, D. V., and Stewart, M. T., 1986, Transient electromagnetic sounding for groundwater: Geophysics, **51**, 995–1005.
Flathe, H., 1970, Interpretation of geoelectrical resistivity measurements for solving hydrogeological problems, *in* L. W. Morley, Ed., Mining and groundwater geophysics 1967: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 26, 580–597.
Fox, J., 1984, Besshi-type volcanogenic sulphide deposits—a review: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., 77(864), 57–68.
Fouques, J. P., Fowler, M., Knipping, H. P., and Schimann, K., 1986, Le gisement d'uranium de Cigar Lake: découverte et caractéristiques générales: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., **79**(886), 70–82.
Francheteau, J., Needham, H. D., Choukroune, P., Juteau, T., Seguret, M., Ballard, R. D , Fox, P. J., Normark, W. R., Carranza, A., Cordoba, D., Guerro, J., Rangin, C . Bougault, H., Cambon, P., and Hekinian, R., 1979, Massive deep-sea sulfide ore deposits discovered on the East Pacific Rise: Nature, **277**, 523–528.
Franklin, J. M., Lydon, J. W., and Sangster, D. F., 1981, Volcanic-associated massive sulphide deposits, *in* B. J. Skinner, Ed., Economic Geology: 75th Anniversary Vol., 1905–1980, 485–627.
Fraser, D. C., 1973, Magnetite ore tonnage estimates from an aerial electromagnetic survey: Geoexplor., **11**, 97–105.
———, 1981, Response of the Woodlawn orebody to the Dighem II system, *in* R. J. Whiteley, Ed.,

Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 137–146.
Fritz, F. P., and Sheehan, G. M., 1984, The geophysical signature of the Teutonic Bore Cu-Zn-Ag massive sulphide deposit, Western Australia: Explor. Geophys., **15**, 127–142.
Garland, K., and Duff, J. S., 1984, Saltland in Victoria: Victoria Irrigation Res. and Promotion Org.
Gaucher, E., 1983, Estimation of sulphide content of a potential orebody from surface observations and its role in optimising exploration programmes, *in* A. A. Fitch, Ed., Developments in geophysical exploration methods: Applied Sci. Publ. Ltd., 1–37.
Gerryts, E., 1970, Diamond prospecting by geophysical methods—a review of current practice, *in* L. W. Morley, Ed., Mining and groundwater geophysics 1967: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 26, 439–446.
Ghosh, M. K., 1972, Interpretation of airborne EM measurements based on thin sheet models: Res. Appl. Geophys. 4, Univ. of Toronto.
Goldich, S. S., 1938, A study in rock weathering: J. Geol., **46**, 17–23.
Grant, F. S., and West, G. F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics: McGraw-Hill Co.
Greig, E. W., 1970, The application of geophysical methods in the exploration for bauxite deposits, *in* L. W. Morley, Ed., Mining and groundwater geophysics 1967: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 26, 470–475.
Gross, G. A., 1984, Iron-rich sedimentary strata, *in* O. R. Eckstrand, Ed., Canadian mineral deposit types: A geological synopsis: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 36, 16–19.
Gunn, P. J., and Chisholm, J., 1984, Non-conductive volcanogenic massive sulphide mineralization in the Pilbara area of Western Australia, Explor: Geophysics., **15**, 143–153.
Gustafson, L. B., and Williams, N., 1981, Sediment-hosted stratiform deposits of copper, lead, and zinc. *in* B. J. Skinner, Ed., Economic Geology 75th Anniversary Vol., 1905–1980: 139–178.
Harthill, N., 1978, A quadripole resistivity survey of the Imperal Valley, California: Geophysics, **43**, 1485–1500.
Hoekstra, P., Tellmann, P. V., and Delaney, A., 1975 Ground and airborne resistivity surveys of permafrost near Fairbanks, Alaska: Geophysics, **40**, 641–656.
Holladay, J. S., Valleau, N., and Morrison, E., 1986, Application of multifrequency helicopter EM surveys to mapping of sea-ice thickness and shallow-water bathymetry, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 91–98.
Hone, I. G., 1980, Geoelectric properties of the Elura prospect, Cobar, N.S.W.: Bull. Austral. Soc. Explor. Geophys., **11**, 178–183.
Hoover, D. B., Long, C. L., and Senterfit, R. M., 1978, Some results from audiomagnetotelluric investigations in geothermal area: Geophysics, **43**, 1501–1514.
Hoover, D. B., and Pierce, H. A., 1986, Airborne EM mapping of geothermal systems in the Basin and Range and Cascade provinces, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 139–144.
Irvine, R. J., Hartley, J. S., and Mourot, A., 1985, The geophysical characteristics of the Thalanga volcanogenic sulphide deposit, Queensland: Explor. Geophys., **16**, 231–234.
Jagodits, F. L., Betz, J. E., Krause, B. R., Saracoglu, N., and Wallis, R. H., 1986, Ground geophysical surveys over the McClean uranium deposits, northern Saskatchewan: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., **79**(886), 35–50.
Johnson, I. M., and Seigel, H. O., 1986, Tridem resistivity mapping for natural resources development, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 125–129.
Kamara, A. Y. S., 1981, Review: Geophysical methods for kimberlite prospecting: Austral. Soc. Expl., Geophys. Bull., **12**, 43–51.
Kanehira, K., 1970, Conformable copper-pyrite deposits in the Iimori Mining district, *in* T. Tatsumi, Ed., Volcanism and ore genesis: Tokyo Univ. Press, 93–104.
Kaufman, A. A., and Keller, G. V., 1983, Frequency and transient soundings: Elsevier.
Keller, G. V., Ed. 1978, Special geothermal section—Introduction: Geophysics, **43**, 1449–1542.
———, 1987, Rock and mineral properties: This volume.
Kilényi, É., and Szabó, Z., 1985, History and present state of the art of geophysics in Hungary: First Break, **3**, No. 5, 9–23.
Killeen, P. G., 1986, A system of deep test holes and calibration facilites for developing and testing new borehole geophysical techniques, *in* P. G. Killeen, Ed., Borehole geophysics for mining and geotechnical applications: Geol. Surv. Can. Paper 85-27, 29–46.
Konings, M. H., and DeCarle, R. J., 1985, Helicopter Input in British Columbia: Presented at Ann. Mtg. Can. Inst. Min. Metallurg.
Lefebvre, D. L., Dion, D. J., and Keating P., 1986, La couverture en levé électromagnétique aéroporté de la province de Québec, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 169–173.
Leite, J. L., 1975, Estudo geofísico dos aquíferos costeiros nas áreas de Canavieiras e Belmonte, Bahia: M.Sc. thesis, Federal Univ. of Bahia.
Lima, O. A. L., 1979, Estudo de utilização de reservatórios subterrâneos naturais para armazenamento de água numa área experimental na região semi-árida do Nordeste Brasileiro: Ph.D. thesis, Federal Univ. of Bahia.
Lydon, J. W., Franklin, J. M., and Sangster, D. F., 1984, Volcanic-associated massive sulphide, *in* O. R. Eckstrand, Ed., Canadian mineral deposit types: A geological synopsis: Geol. Surv. Can.

Econ. Geol. Rept. 36, 33–34.
Lydon, J. W., and Sangster, D. F., 1984, Sediment-hosted sulphide, *in* O. R. Eckstrand, Ed., Canadian mineral deposit types: A geological synopsis: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 36, 35.
Macnae, J. C., 1979, Kimberlites and exploration geophysics, Geophysics, **44,** 1395–1416.
Makowiecki, L. Z., King, A. J., and Cratchley, C. R., 1965, A comparison of three airborne electromagnetic methods of mineral prospecting—Results of test surveys in East Africa: Geol. Surv. Can. Paper 65-6, 63–83.
Malone, E. J., 1981, Geology, geochemistry and setting of the Woodlawn deposit, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 49–75.
Malone, E. J., and Whiteley, R. J., 1981, Regional mineralization and geophysics of the Eastern Lachlan Fold Belt, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 23–47.
McCracken, K. G., Hohmann, G. W., and Oristaglio, M. L., 1980, Why time domain?: Bull. Austral. Soc. Explor. Geophys., **11,** 318–321.
McNeill, J. D., 1980, Electrical conductivity of soils and rocks: Geonics Ltd., 22.
Miller, L. J., and Gair, H. S., 1975, Mons Cupri copper-lead-zinc-silver deposit, *in* C. L. Knight, Ed., Economic geology of Australia and Papua New Guinea, v.1., Metals: Austral. Inst. Min. Metallurg., 195–202.
O'Connell, M. D., and Nader, G. L., 1986, Conductive layer mapping by computer processing of airborne electromagnetic measurements, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 111–124.
Olhoeft, G. R., 1975, The electrical properties of permafrost: Ph.D. thesis, Univ. of Toronto.
Ollier, C. D., 1969, Weathering: American Elsevier.
Palacky, G. J., 1975, Interpretation of Input AEM measurements in areas of conductive overburden: Geophysics, **40,** 490–502.
———, 1976, Use of decay patterns for the classification of anomalies in time-domain AEM measurements: Geophysics, **41,** 1031–1041.
———, 1978, Selection of a suitable model for quantitative interpretation of towed-bird AEM measurements: Geophysics, **43,** 576–587.
———, 1981, The airborne electromagnetic method as a tool of geological mapping: Geophys. Prosp., **29,** 60–88.
———, 1983, Tutorial: Research, applications, and publications in electrical and electromagnetic methods: Geophys. Prosp., **31,** 861–872.
———, 1986, Geological background to resistivity mapping, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 19–27.
———, 1987, Clay mapping using electromagnetic methods: First Break **5,** 295–306.
Palacky, G. J., and Jagodits, F. L., 1975, Computer data processing and quantitative interpretation of airborne resistivity surveys: Geophysics, **40,** 818–830.
Palacky, G. J., and Kadekaru, K., 1979, Effect of tropical weathering on electrical and electromagnetic measurements: Geophysics, **44,** 69–88.
Palacky, G. J., Ritsema, I. L., and de Jong, S. J., 1981, Electromagnetic prospecting for groundwater in Precambrian terrains in the Republic of Upper Volta: Geophys. Prosp., **29,** 932–955.
Palacky, G. J., and Sena, F. O., 1979, Conductor identification in tropical terrains—Case histories from the Itapicuru greenstone belt, Bahia, Brazil: Geophysics, **44,** 1941–1962.
Palacky, G. J., and West, G. F., 1973, Quantitative interpretation of Input AEM measurements: Geophysics, **38,** 1145–1158.
Paterson, N. R., 1966, Mattagami Lake Mines—A discovery by geophysics, *in* Mining Geophysics I, Soc. Explor. Geophys., 185–196.
———, 1970, Exploration for massive sulphides in the Canadian Shield, *in* L. W. Morley, Mining and groundwater geophysics 1967: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 26, 275–289.
Paterson, N. R., and Reford, S. W., 1986, Inversion of airborne electromagnetic data for overburden mapping and groundwater exploration, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 39–48.
Pederson, R. N., 1981, Input results over Woodlawn, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 123–136.
Pelton, W. R., Ward, S. H., Mallof, P. G., Sill, W. R., and Nelson, P. H., 1978, Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP: Geophysics, **43,** 588–609.
Peltoniemi, M., 1982, Characteristics and results of an airborne electromagnetic method of geophysical surveying: Geol. Surv. Finland Bull. 321.
Peredery, W. V., 1982, Geology and nickel sulphide deposits of the Thompson belt in Manitoba, *in* R. W. Hutchinson, C. D. Spence and J. M. Franklin, Eds., Geol. Assoc. Can., Spec. Paper 25, 165–209.
Peric, M., 1981, Exploration of Burundi nickeliferous laterities by electrical methods: Geophys. Prosp., 29, 274–287.
Pitcher, D. H., 1985, A correlation of airborne and ground electomagnetics with sonic drilling results in the Black River-Matheson (BRIM) area, District of Cochrane, *in* J. Wood, O. L. White, R. B.

Barlow, and A. C. Colvine, Eds., Summary of field work and other activities 1985: Ontario Geol. Surv., Misc. Paper 126, 334–340.
Pitcher, D. H., Barlow, R..B., and McNeill, J. D., 1984, Mapping the overburden in the Black River-Matheson (BRIM) area, District of Cochrane, employing an airborne time-domain system, *in* J. Wood, O. L. White, R. B. Barlow, and A. C. Colvine, Eds., Summary of field work and other activities 1984 Ontario Geol. Surv. Misc. Paper 119, 299–307.
Poddar, M., and Rathor, B. S., 1983, VLF survey of the weathered layer in southern India: Geophys. Prosp., 31, 524–537.
Podolsky, G., 1966, An evaluation of an airborne electromagnetic anomaly in northwestern Quebec, *in* Mining Geophysics, I, Soc. Explor. Geophys., 197–205.
Potter, R. R., 1985, New Brunswick's mineral industry—past, present and future: Can. Inst. Min. Metallurg. Direct., 81–108.
Questor Surveys, 1984, Input—Case histories and interpretation: privately published sales literature.
Reed, L. E., 1981, The airborne electromagnetic discovery of the Detour zinc-copper-silver deposit, northwestern Québec: Geophysics, 46, 1278–1290.
Ritsema, I. L., 1984, Toepassing van geofysische meetmethoden bij milieuonderzoek (Bodem- en grondwaterverontreiniging): Dienst Grondwaterverkenning TNO, Delft, 1–18.
Rozenberg, G., Henderson, J., and MacDonald, J. C., 1985, The use of transient electromagnetic data on permafrost distribution for CDP static correction: Exp. Abstr. 55th Ann. Mtg., Soc Expl. Geophys., Washington, 16.
Ruzicka, V., and LeCheminant, G. M., 1986, Developments in uranium geology in Canada, 1985, *in* Current Research, Part A: Geol. Surv. Can. Paper 86-1A, 531–540.
Salt, D. J., 1966, Tests of drill hole methods of geophysical prospecting on the property of Lake Dufault Mines Limited, Dufresnay Township, Quebec, *in* Mining Geophysics I, Soc. Explor. Geophys., 206–226.
Sangster, D. F., 1984, Mississippi Valley lead-zinc, *in* O. R. Eckstrand, ed., Canadian mineral deposit types: A geological synopsis: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 36, 25.
Saracoglu, N., Wallis, R. H., Brumner, J. J., and Golightly, J. P., 1983, The McClean uranium deposits, northern Saskatchewan—Discovery: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., 76(852), 63–79.
Sartorelli, A. N., Henderson, J. P., Rozenberg, G. S., and Pesowski, M., 1985, An overview of the uses of surface geophysical methods in Western Canadian Prairies coal mining areas: Exp. Abstr. 55th Ann. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Washington, 9–10.
Scott, W. J., Seilmann, P. V., and Hunter, J. A., 1978, Geophysics in the study of permafrost: Proc. 3rd. Int. Conf. on Permafrost, Edmonton, 93–115.
Seguin, M. K., 1975, Quantitative interpretation of a combined EM and magnetic heliported survey for the search of economic magnetic taconite: Geophys. Prosp., **23**, 471–491.
Seigel, H. O., 1966, Three recent Irish discovery case histories using pulse-type induced polarization, *in* Mining Geophysics I, 341–349.
Seigel, H. O., and Pitcher, D. H., 1978, Mapping earth conductivites using a multifrequency airborne EM system: Geophysics, **43**, 563–575.
Seigel, H. O., Winkler, H. A., and Boniwell, J. B., 1957, Discovery of the Mobrun Copper Ltd. sulphide deposit, Noranda mining district, Quebec, *in* J. P. de Wet, Ed., Methods and case histories in mining geophysics: 6th Comm. Min. Metallurg. Congr., 237–245.
Sengpiel, K. P., 1983, Resistivity/depth mapping with airborne electromagnetic survey data: Geophysics, **48**, 181–196.
———, 1986, Groundwater prospecting by multifrequency airborne electromagnetic techniques, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 131–138.
Sibbald, T. I. I., 1983, Geology of the crystalline basement, NEA/IAEA Athabasca test area, *in* E. M. Cameron, Ed., Uranium exploration in Athabasca Basin, Saskatchewan, Canada: Geol. Surv. Can. Paper 82-11, 1–14.
Sinha, A. K., 1980, Overburden characteristics in the Alfred-Hawkesbury area, Ontario, obtained by d.c. electrical soundings, *in* Current Research, Part C: Geol. Surv. Can. Paper 80-1C, 1–12.
Sinha, A. K., Gresham, D. C., and Stephens, L. E., 1985, Deep electromagnetic mapping of sedimentary formations in southern Ontario, *in* Current Research, Part B: Geol. Surv. Can. Paper 85-1B, 199–207.
Sinha, A. K., and Stephens, L. E., 1983, Permafrost mapping over a drained lake by electromagnetic induction methods, *in* Current Research, Part A: Geol. Surv. Can. Paper 83-1A, 213–220.
Soonawala, N. M., and Hayles, J. G., 1986, Airborne electromagnetic methods in the concept assessment phase of the Canadian Nuclear Fuel Waste Management Program, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 153–158.
Staltari, G., and Rutter, H., 1980, The Elura Dighem II survey: Bull. Austral. Soc. Explor. Geophys., 11, 240–244.
Staples, P., 1984, Detection of massive sulphides beneath conductive overburden using the Geonics EM-37: Explor. Geophys., **15**, 33–36.
Stephens, L. E., and Graham, B. W., 1985, An electromagnetic survey over the Gloucester Landfill Site for the detection of contaminated groundwater, *in* Current Research, Part A: Geol. Surv. Can. Paper 85-1A, 431–440.

Strack, K. M., 1984, The deep transient electromagnetic sounding technique: First field test in Australia: Explor. Geophys., **15**, 251–259.
Suau, J., and Spurlin, J., 1982, Interpretation of micaceous sandstones in the North Sea: Proc. Soc. Prof. Well Log Analysts, 23rd Ann. Mtg., 1–32.
Telford, W. M., and Becker, A., 1979, Exploration case histories of the Iso and New Insco orebodies, *in* P. J. Hood, Ed., Geophysics and geochemistry in the search for metallic ores: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 31, 605–629.
Templeton, R. J., 1981, Gravity surveys at Woodlawn, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 485–494.
Tripp, A. C., Ward, S. H., Sill, W. R., Swift, Jr., C. M., and Petrick, W. R., 1978, Electromagnetic and Schlumberger resistivity soundings in the Roosevelt Hot Springs KGRA: Geophysics, **43**, 1450–1469.
Tyne, E. D., 1981, Drill hole resistivity and induced polarization logging at Woodlawn, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical case study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 531–555.
Tyne, E. D., Idnurm, M., and Malone, E. J., 1981, The physical properties of the Woodlawn orebody and surrounding rocks, *in* R. J. Whiteley, Ed., Geophysical base study of the Woodlawn orebody, N.S.W., Australia: Pergamon Press, 99–111.
Veillette, J. J., and Nixon, F. M., 1982, Saprolite in the Big Bald Mountain area, New Brunswick, *in* Current Research, Part B: Geol. Surv. Can. Paper 82-1B, 63–70.
Verma, R. K., and Bandyopadhyay, T. K., 1983, Use of resistivity method in geological mapping—Case histories from Raniganj Coalfield, India: Geophys. Prosp., **31**, 490–507.
Wallis, R. H., Saracoglu, N., Brumner, J. J., and Golightly, J. P., 1984, Geology of the McClean uranium deposits, Northern Saskatchewan: Can. Inst. Min. Metallurg. Bull., 77(864), 57–68.
Ward, S. H., 1957, The role of geophysics in exploration in New Brunswick, *in* J. P. de Wet, Ed., Methods and case histories in mining geophysics: 6th Comm. Min. Metallurg. Congr., 221–226.
———, 1966, The search for massive sulphides—Introduction, *in* Mining Geophysics I, 117–129.
Ward, S. H. and Hohmann, W. G., 1987, Electromagnetic theory for geophysical applications: This volume.
Ward, S. H., Parry, W. T., Nash, W. P., Sill, W. R., Cook, K. L., Smith, R. B., Chapman, D. S., Brown, F. H., Whelan, J. A., and Bowman, J. R., 1978, A summary of the geology, geochemistry, and geophysics of Roosevelt Hot Springs thermal area, Utah: Geophysics, **43**, 1515–1542.
Webster, S. S., and Skey, E. H., 1979, Geophysical and geochemical case history of the Que River deposit, Tasmania, Australia, *in* P. J. Hood, Ed., Geophysics and geochemistry in the search for metallic roes: Geol. Surv. Can. Econ. Geol. Rept. 31, 697–720.
Whiteley, R. J., Ed., 1981, Geophysical case study of the Woodlawn orebody, New South Wales, Australia: Pergamon Press.
Whiting, T. H., 1983, Surficial conductivity mapping with Input AEM system and its application to coal exploration: presented at 4th Int. Coal Explor. Symp., Sydney.
Won, I. J., and Smits, K., 1986, Application of the airborne electromagnetic method for bathymetric charting in shallow oceans, *in* G. J. Palacky, Ed., Airborne resistivity mapping: Geol. Surv. Can. Paper 86-22, 99–104.
Zollinger, R., Morrison, H. F., Lazenby, P. G., and Becker, A., 1987, Airborne electromagnetic bathymetry: Geophysics, **52**, 1127–1137.
Zonge, K. L., Figgins, S. J., and Hughes, L. J., 1985, Use of electrical geophysics to detect sources of groundwater contamination: Exp. Abst. 55th Ann. Mtg., Soc. Explor. Geophys., Washington, 147–149.

第四章　地球物理用电磁理论

斯坦利 H·沃德　　杰拉尔德 W·霍曼
(Stanley H. Ward)　(Gerald W. Hohmann)

第一节　基本电磁学

要深入理解勘查地球物理中电法的基本原理和解释方法，掌握电磁理论是首要的一环．学习电磁理论的目的是培养解边值问题的能力．所有的电磁现象都可以用经验的麦克斯韦方程来描述．因此，我们的讨论也必须从麦克斯韦方程出发．麦克斯韦方程是一组互相独立的线性微分方程；然而，通过经验的基本关系式可以把这组方程联系起来，从而可把基本矢量场函数的个数从5个减少到2个．当然，在选择基本关系式的形式的时候，必须考虑大地介质的特点．对于大多数地学问题，我们可以做这样的假定：大地介质各个局部区域的电学参数是均匀、各向同性和线性的，与温度、时间和压力无关．复杂的大地模型可由这种局部区域拼接而成．

磁极化和电极化是电学和磁学中的基本概念．我们在对称的意义上引入极化矢量．为此，至少在理论上应承认存在磁流密度和磁单极，以及电流密度和电单极．麦克斯韦方程因标量势和矢量势的引入而更具对称性，并因此适用于更广泛的问题①．采用总矢量极化函数（感应极化矢量和源极化矢量的代数和）简化了对物理问题的描述．

很多边值问题可用矢量电场强度函数和矢量磁场强度函数来解．对于由多个均匀各向同性的线性区域拼接起来的大地模型来说，每一个区域都需要有一个波动方程的解．根据预先设定的关于两个矢量场函数或势函数的边界条件，在每个区域的边界上这些解必须相互一致．每一个区域的波动方程都是从麦克斯韦方程组直接推导出来的，是麦克斯韦方程组的简洁表达形式．无源的区域用齐次波动方程描述，有源的区域用非齐次波动方程描述．

利用矢量场函数解边值问题常常是很困难的，而如果利用矢量势和(或)标量势来解就会容易的多．从势函数可以推出矢量场函数．出现在文献中的势函数有很多种，我们采用的是谢昆诺夫势，因为它具有对称性，并易于同TE和TM激发模式建立关系．均匀无源区域的电磁场总是可以分解成两部分：一部分的电场分量垂直于某一轴线（TE模式），而另一部分的磁场分量垂直于这同一个轴线（TM模式）．模式分解简化了边界值问题的解．

积分形式麦克斯韦方程的直接应用，导致了一系列矢量场边界条件，以及矢量和标量势函数边界条件的出现．边界值问题的对称性规定了求解的途径，所以构造边界条件时强

①可以证明，如果适当地改变标量势和矢量势的定义，甚至在可变场的普遍情形下，可用这些势去解麦克斯韦方程——译者．

调对称性应在情理之中.

求解麦克斯韦方程引出了种类繁多的边界条件. 为了同应用地球物理学家阅读的大多数文献保持一致，本章也采用 SI（国际）单位和 $e^{i\omega t}$ 时间因子. 选择这种谐变时间因子是与下列傅立叶变换对相适应的.

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t}dt \tag{4.1.1}$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)e^{i\omega t}d\omega \tag{4.1.2}$$

这里用大写字母表示频率域中的函数，用小写字母表示时间域中的函数. 采用上述的变换对，使我们得以充分借鉴工程文献对这类变换的应用. 对入射波（ingoing wave）和出射波（outgoing wave）的处理，本章沿用哈林顿的做法（Harrington，1961）. 在讨论理论问题时，可以采用斯特拉顿的物理学方法（Stratton，1941），"金属矿地球物理"第二卷（Mining Geophysics vol.Ⅱ）所用的就是这种方法. 也可以采用哈林顿的更为灵活的方法（Harrington，1961）. 根据我们近来的学术经验，后者更可取，故为本章所采用.

一、时间域麦克斯韦方程

一个电磁场可用定义域中的 4 个矢量函数 **e**、**b**、**d**、**h** 来确定. 这里

e = 电场强度，单位为 V / m；

b = 磁感应强度，单位为 Wb / m^2 或特斯拉；

d = 电位移，单位为 C / m^2；

h = 磁场强度，单位为 A / m.

实验表明，所有的电磁现象都服从麦克斯韦方程. 在时间域中，麦克斯韦方程有如下形式

$$\nabla \times \mathbf{e} + \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.3}$$

$$\nabla \times \mathbf{h} - \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} = \mathbf{j} \tag{4.1.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0 \tag{4.1.5}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = \rho \tag{4.1.6}$$

式中 **j** = 电流密度，单位为 A / m^2；

ρ = 电荷密度，单位为 C / m^3.

在电导率等于或大于 10^{-4}S / m 的均匀大地介质中，自由电荷 ρ_e 会在 10^{-6}s 内消散掉（Stratton，1941，P.15）. 因此，对于工作频率低于 10^5Hz 的地球物理勘查问题来说，$\partial\rho_e / \partial t \sim 0$，这时对方程（4.1.4）取散度，有

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \tag{4.1.7}$$

上式不适用于非均匀区间；在不同介质的分界面会产生面电荷．这一点我们将在后面讨论．

方程（4.1.3）到（4.1.6）是麦克斯韦方程的传统表达形式．它们是在诸如法拉第试验和安培试验等试验结果的基础上建立起来的．尽管它们是经验的，但确能描述大多数宏观电磁现象．下面将要指出，如果在方程（4.1.3）的右手端加入磁流源项，在方程（4.1.5）的右手端加入磁荷源的时间微分项，可使这组方程具有对称性．这种泛化处理给解某些边值问题带来了明显的便利．

二、基本关系式——状态方程

方程（4.1.3）到（4.1.6）是一组关于5个矢量 **e**、**b**、**d**、**h** 和 **j** 的互相独立的微分方程．通过下述的频率域基本关系式（亦即场基本矢量之间关系的状态方程——译者）可把这些方程联系起来，

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega, \mathbf{E}, \mathbf{r}, t, T, P, \ldots)\cdot\mathbf{E} \tag{4.1.8}$$

$$\mathbf{B} = \mu(\omega, \mathbf{H}, \mathbf{r}, t, T, P, \ldots)\cdot\mathbf{H} \tag{4.1.9}$$

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega, \mathbf{E}, \mathbf{r}, t, T, P, \ldots)\cdot\mathbf{E} \tag{4.1.10}$$

式中张量 ε、μ 和 σ 分别为介电常数、磁导率和电导率；它们都是角频率 ω、电场强度 **E** 或磁感应强度 **B**、空间坐标 **r**、时间 t、温度 T 以及压强 P 的函数．一般地说，这3个张量都是复量，因此在 **D** 和 **E** 之间、**H** 和 **B** 之间，以及 **J** 和 **E** 之间存在相位差．为简化分析，在讨论地学中大多数基本电磁问题时，均做如下假定：

（1）介质是线性和均匀各向同性的，介质的电学性质与时间、温度和压强无关；

（2）介质的磁导率 μ 与自由空间磁导率 μ_0 相同，即 $\mu = \mu_0$．

但在有些应用中，不采用上述的假定，比如：

（1）有人曾试图开发利用 σ 和 μ 的微弱非线性，但迄今尚未研究出有实用价值的新方法；

（2）为提高解释水平，在某些简单的电磁边值问题中考虑介质的各向异性因素；

（3）在电磁边值问题中讨论的介质不均匀性有：一维不均匀性（平面一层状介质），二维不均匀性（任意截面的无限柱体）和三维不均匀性．三维不均匀性是最一般的情形，它的边值问题直到不久前才有了解决办法；

（4）在地热勘查中，有人曾试图根据电导率的测量结果确定温度．但是，由于孔隙水的含盐度等因素对电导率的影响比温度的影响大，所以这些尝试未获成功；

（5）在研究深部地壳时，必须考虑温度和压力的影响；

（6）在某些浅部岩土工程调查中，不能忽略由地表土壤温度的变化引起的电导率随时间的改变．

为展开下面的讨论，引入基本矢量间的三个状态关系式：

$$\mathbf{D} = [\varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)]\mathbf{E} = \varepsilon\mathbf{E} \tag{4.1.11}$$

$$\mathbf{J} = [\sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)]\mathbf{E} = \sigma\mathbf{E} \tag{4.1.12}$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \tag{4.1.13}$$

式中介电常数 ε 和电导率 σ 都是角频率的复函数，磁导率 μ 一般可看做为与频率无关的实量。对于某些问题，比如研究超顺磁效应（Buselli，1982），μ 的虚部不容忽略。

三、频率域麦克斯韦方程

对方程（4.1.3）和（4.1.4）做一维傅氏变换，并利用状态方程（4.1.11）、（4.1.12）和（4.1.13），得到频率域麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{E} + i\mu\omega\mathbf{H} = 0 \tag{4.1.14}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - (\sigma + i\varepsilon\omega)\mathbf{E} = 0 \tag{4.1.15}$$

引入阻抗率 $\hat{z} = i\mu\omega$ 和导纳率 $\hat{y} = \sigma + i\varepsilon\omega$（Harrington，1961），方程（4.1.14）和（4.1.15）可重写为

$$\nabla \times \mathbf{E} + \hat{z}\mathbf{H} = 0 \tag{4.1.16}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \hat{y}\mathbf{E} = 0 \tag{4.1.17}$$

四、波动方程

对方程（4.1.3）和（4.1.4）取旋度，有

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{e}) + \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}\right) = 0 \tag{4.1.18}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{h}) - \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t}\right) = \nabla \times \mathbf{j} \tag{4.1.19}$$

在 μ、ε 和 σ 与时间无关且无频散情况下，时间域的状态方程为

$$\mathbf{d} = \varepsilon\mathbf{e}$$

$$\mathbf{b} = \mu\mathbf{h}$$

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{e}$$

将上述三式代入方程（4.1.18）和（4.1.19），有

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial t}(\mu\mathbf{h})\right] = 0 \tag{4.1.20}$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} - \nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\mathbf{e})\right] = \nabla \times (\sigma\mathbf{e}) \tag{4.1.21}$$

再做简化，得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \mu \nabla \times \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.22}$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} - \varepsilon \nabla \times \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = \sigma \nabla \times \mathbf{e} \tag{4.1.23}$$

只要矢量函数 **h** 和 **e** 是分段连续的，并存在连续一阶和二阶导数，（$\nabla \times$）和（$\partial / \partial t$）两个算子的次序就可以互换，故（4.1.22）和（4.1.23）式可写为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \mu \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{h}) = 0 \tag{4.1.24}$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{e}) = \sigma \nabla \times \mathbf{e} \tag{4.1.25}$$

量 $\nabla \cdot \mathbf{h}$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{e}$ 可分别由方程（4.1.4）和（4.1.3）求出，所以，可以很容易地把方程（4.1.24）和（4.1.25）变为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.26}$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.27}$$

利用矢量恒等式

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} \equiv \nabla \nabla \cdot \mathbf{a} - \nabla^2 \mathbf{a} \tag{4.1.28}$$

可把方程（4.1.26）和（4.1.27）中的第一项展开，对于均匀区间有 $\nabla \cdot \mathbf{e} = 0$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{h} = 0$，所以方程（4.1.26）和（4.1.27）变成

$$\nabla^2 \mathbf{e} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.29}$$

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.30}$$

这就是时间域中电场和磁场的波动方程，将方程（4.1.29）和（4.1.30）相对时间做傅氏变换，得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (\mu \varepsilon \omega^2 - i \mu \sigma \omega)\mathbf{E} = 0 \tag{4.1.31}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + (\mu \varepsilon \omega^2 - i \mu \sigma \omega)\mathbf{H} = 0 \tag{4.1.32}$$

或者

$$\nabla^2\mathbf{E} + k^2\mathbf{E} = 0 \tag{4.1.33}$$

$$\nabla^2\mathbf{H} + k^2\mathbf{H} = 0 \tag{4.1.34}$$

式中

$$k^2 = \mu\varepsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega = -\hat{z}\hat{y} \tag{4.1.35}$$

方程（4.1.31）到（4.1.35）就是频率域中的波动方程，亦即通常所称 **E** 和 **H** 的赫姆霍兹方程．在推导方程（4.1.22）和（4.1.23）的时候，曾假定 μ、ε 和 σ 为与时间无关的常数；但在这里，这些参数可以是频率的函数．在方程（4.1.31）和（4.1.32）中，当频率小于 10^5Hz 时，对大地介质有 $\mu\varepsilon\omega^2 \ll \mu\sigma\omega$，即位移电流远小于传导电流．因此，方程（4.1.29）到（4.1.32）可改写为

$$\nabla^2\mathbf{e} - \mu\sigma\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.36}$$

$$\nabla^2\mathbf{h} - \mu\sigma\frac{\partial\mathbf{h}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.37}$$

$$\nabla^2\mathbf{E} - i\mu\sigma\omega\mathbf{E} = 0 \tag{4.1.38}$$

$$\nabla^2\mathbf{H} - i\mu\sigma\omega\,\mathbf{H} = 0 \tag{4.1.39}$$

这时，波数可由下式给出

$$k = (-i\mu\sigma\omega)^{1/2} \tag{4.1.40}$$

方程（4.1.36）到（4.1.39）是一组扩散方程．需要指出的是，扩散方程适用于实际的大地介质，正因为如此，电磁勘查方法的分辨能力不会太高．在一维的情况下，上述扩散方程变为

$$\frac{\partial^2\mathbf{e}}{\partial z^2} - \mu\sigma\frac{\partial\mathbf{e}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.41}$$

$$\frac{\partial^2\mathbf{h}}{\partial z^2} - \mu\sigma\frac{\partial\mathbf{h}}{\partial t} = 0 \tag{4.1.42}$$

$$\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial z^2} - i\mu\sigma\omega\mathbf{E} = 0 \tag{4.1.43}$$

$$\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial z^2} - i\mu\sigma\omega\mathbf{H} = 0 \tag{4.1.44}$$

五、波动方程的解

方程（4.1.41）到（4.1.44）是二阶线性微分方程．我们对两种基本解感兴趣．首先，对于正弦型时间因子 $e^{i\omega t}$，有

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_0^+ e^{-i(kz-\omega t)} + \mathbf{e}_0^- e^{i(kz+\omega t)} \tag{4.1.45}$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0^+ e^{-i(kz-\omega t)} + \mathbf{h}_0^- e^{i(kz+\omega t)} \tag{4.1.46}$$

因为 k 为复量，故有

$$k = \alpha - i\beta \tag{4.1.47}$$

式中 α 和 β 均为实量．一般地说，α 和 β 可由下式给出（Stratton，1941）

$$\alpha = \omega \left\{ \frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2\omega^2} \right)^{1/2} + 1 \right] \right\}^{1/2} \tag{4.1.48}$$

$$\beta = \omega \left\{ \frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2\omega^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}^{1/2} \tag{4.1.49}$$

对于电法勘查中最通常的情形，即传导电流远大于位移电流，α 和 β 为两个相等的实量

$$\alpha = \beta = \left(\frac{\omega\mu\sigma}{2} \right)^{1/2} \tag{4.1.50}$$

于是，式（4.1.45）和（4.1.46）中沿 z 的正向衰减的解可写为

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_0^+ e^{-i\alpha z} e^{-\beta z} e^{i\omega t} \tag{4.1.51}$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_0^+ e^{-i\alpha z} e^{-\beta z} e^{i\omega t} \tag{4.1.52}$$

从式（4.1.51）和（4.1.52）可以得出以下结论：

（1）由于 β 为实量，故 $e^{-\beta z}$ 随 z 的增大而减小．因此，这一项表示衰减．在一种介质中，电磁波的振幅衰减 $1/e$ 时的传播距离，称为趋肤深度（δ），它由下式给出

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega\mu\sigma} \right)^{1/2} = 503 \left(\frac{1}{f\sigma} \right)^{1/2} \tag{4.1.53}$$

（2）$e^{-i\alpha z} = \cos(\alpha z) - i\sin(\alpha z)$ (4.1.54)

该式表明，电磁波随距离 z 做正弦变化；

（3）$e^{i\omega t} = \cos(\omega t) + i\sin(\omega t)$ (4.1.55)

该式表明，电磁波随时间 t 做正弦变化；

（4）在空间的某一平面上，$\mathbf{e}$ 和 $\mathbf{h}$ 随时间做如图 4.1.1（a）所示的变化；

（5）若波沿 z 方向传播，$\mathbf{e}$ 和 $\mathbf{h}$ 随 z 做如图 4.1.1（b）所示的正弦变化．

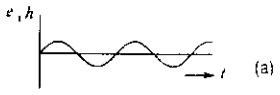
我们怎么知道波在传播呢？论证如下：

(1) $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$表明，在一与 z 垂直的平面上，e_x 和 h_y 的振幅不变．如图 4.1.1 (c) 所示，这是一个均匀平面波；

(2) 沿 z 方向不同距离处的垂直平面上，波的振幅互不相同．注意图 4.1.1 (b)，①和③处e_x 和 h_y 的振幅最大，面②处e_x 和 h_y 的振幅为零；

(3) 在任一垂直 z 的平面上，**e** 或 **h** 具有相同的相位．也就是说，在该平面的每一点上，**e** 或 **h** 达到正峰值、负峰值、或过零点的时间完全相同．因此，任何这种平面都可视为等相位面；

(4) **e** 和 **h** 在 $t=0$ 和 $z=0$ 处的峰值将在"下游"的 $t=t_1$ 和 $z=z_1$ 处再次出现．亦即，如果将 $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$ 作为均匀平面波的条件，波的等相位面将沿 z 方向传播；

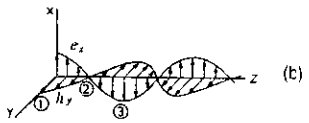


(a)

(5) 等相位面由下式描述

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_0^+ e^{-i(\alpha z-\omega t)} = \mathbf{e}_0^+ e^{-ic} \qquad (4.1.56)$$

式中 c 是相位，它规定了正弦波的振幅是 z 和 t 的函数．



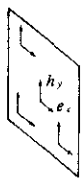
(b)

如果令

$$\alpha z - \omega t = c \qquad (4.1.57)$$

那么

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\alpha} = V_{ph} \qquad (4.1.58)$$



(c)

即为正相速度．类似地，

$$e = \mathbf{e}_0^- e^{i(\alpha z+\omega t)} = \mathbf{e}_0^- e^{ic} \qquad (4.1.59)$$

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{\omega}{\alpha} = V_{ph} \qquad (4.1.60)$$

图4.1.1 (a) **e**和**h**随时间做正弦变化；(b) e_x和h_y随传播距离z做正弦变化；(c) 表示e_x和h_y的均匀平面波特性

就是负相速度．它也说明了为什么我们用 $\mathbf{e}_0^+$ 和 $\mathbf{e}_0^-$ 分别表示正向和负向传播的电磁波的振幅．

如果某种介质中的相速度是频率的函数，即 $V_{ph}=V_{ph}(\omega)$，则称该介质为频散性介质．地球物理中电磁问题所涉及的介质多属此类，类似地，波数$(\mu\varepsilon\omega^2-i\mu\sigma\omega)^{1/2}$是频率的函数，即 $k=k(\omega)$；从这个关系式还可以反推出作为波数 k 的函数的 ω，即 $\omega=\omega(k)$．$k=k(\omega)$和 $\omega=\omega(k)$ 是描述介质频散性的较通用的表达式．需注意的是，纵然忽略位移电流，即 $\partial\rho_e/\partial t=0$，从而根据式 (4.1.58) 和 (4.1.50) 可得到准静态近似 $V_{ph}\sim(2\omega/\mu\sigma)^{1/2}$，也可以看出常见的大地介质都具有频散性，既使介质的 μ 和 σ 与频率无关

也是如此①。

方程（4.1.41）和（4.1.42）的第二种基本解适用于 $z=0$ 处的脉冲电场和磁场。如果忽略位移电流。这种解——可通过对（4.1.45）和（4.1.46）式做反傅氏变换求得——与(4.2.28)式给出的标量格林函数类似。瞬态解主要对有限源有实际意义，故放在第二节中讨论。依方程（4.2.28）类推，对脉冲电场或磁场来说，在 $z=0$ 平面上方程（4.1.41）和（4.1.42）的正向解是

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e} \\ \mathbf{h} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_0^+ \\ \mathbf{h}_0^+ \end{pmatrix} \frac{(\mu\sigma)^{1/2} z}{2\pi^{1/2} t^{3/2}} e^{-\mu\sigma z^2/4t} \tag{4.1.61}$$

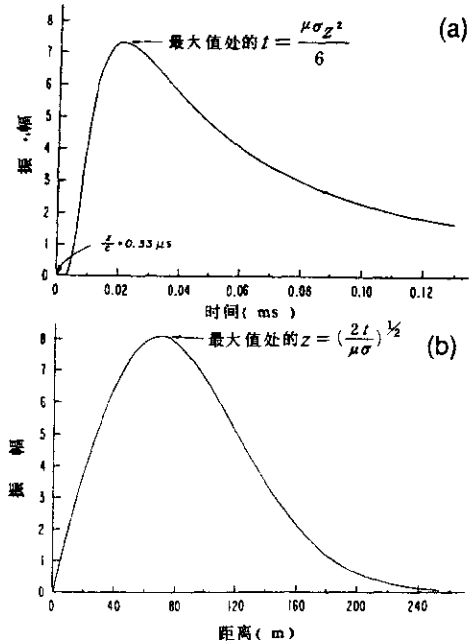


图 4.1.2 （a）在电导率为0.01S／m的全空间中，距一维脉冲场源100m处电场（或磁场）随时间的变化。如果是在自由空间中，它们将是在 $t=jz/c=3.3\times10^{-4}$ms 时出现的一个脉冲；（b）在 $t=0.03$ms 时，电场（或磁场）随离开脉冲场源的距离而变化的情形。

图 4.1.2a 示出了在某一距离 z 处场强随时间的变化。曲线出现一个峰值并拖着一个长尾巴。出现峰值的时间是

①此处原文不妥，已做订正——译者。

$$t_{\max} = \frac{\mu\sigma z^2}{6} \tag{4.1.62}$$

令（4.1.61）式对时间的微商等于零，就可得到上式。

图 4.1.2b 示出的是在某一时刻场强随距离 z 的变化。令（4.1.61）式对 z 的微商等于零，就可得到场达到极大值时的距离

$$z_{\max} = \left(\frac{2t}{\mu\sigma}\right)^{1/2} \tag{4.1.63}$$

这里 $z_{\max}$ 就是穿透深度。该极大值以速度 V 传播，

$$V = \frac{dz_{\max}}{dt} = \frac{1}{(2\mu\sigma t)^{1/2}} \tag{4.1.64}$$

请读者注意穿透深度与趋肤深度之间的相似性，前者与 $t^{1/2}$ 成正比，后者与 $\omega^{-1/2}$ 成正比。

在 $z=0$ 处的阶跃磁场引起的扩散电场也有类似的瞬态特性（Nabighian，本卷）。

六、频散电参数

方程（4.1.15）中的总电流密度 $\nabla \times \mathbf{H}$ 由两部分组成：一部分为传导电流 $\sigma\mathbf{E}$，在 σ 为实量时它与电场强度同相位；另一部分为位移电流 $i\varepsilon\omega\mathbf{E}$，在 ε 为实量时它与电场强度有 90° 的相位差。若 σ 和 ε 均为复量，传导电流与电场强度相位不再相同，位移电流与电场强度之间的相位差也不再是 90°。因此，对于一般的大地介质，可有

$$k = \{-i\mu\omega[\sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)]\}^{1/2}$$

或者

$$k = \{-i\mu\omega|\sigma(\omega)|e^{i\phi(\omega)}\}^{1/2} \tag{4.1.65}$$

在此，可以认为介电常数的实部和虚部已分别归并到电导率的虚部和实部中去了。(4.1.65) 式适用于一般的大地介质，式中的 $|\sigma(\omega)|$ 和 $\varphi(\omega)$ 分别是电导率的幅值和相位。

相对介电常数是一个无量纲的量，由下式表示

$$K_e = \varepsilon/\varepsilon_0 \tag{4.1.66}$$

相对磁导率也没有量纲，由下式给出

$$K_m = \mu/\mu_0 \tag{4.1.67}$$

自由空间的介电常数 ε_0 和磁导率 μ_0 分别为 8.85×10^{-12}F/m 和 $4\pi\times10^{-7}$H/m。

在讨论与干燥大地介质有关的问题时，我们常采用相对介电常数 K_e 和损耗角正切 $\tan\delta$。这里，损耗角正切是将电导率的实部和虚部分别归并到介电常数的虚部和实部中去而求得的，为此，我们将波数 k 写为

$$k^2 = \mu\varepsilon\omega^2\left[1 - i\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right] = \mu\varepsilon\omega^2[1 - i\tan\delta] \tag{4.1.68}$$

式中 $\tan\delta = \sigma / \varepsilon\omega$. 当 σ 和 ε 都是实量时，它是传导电流（实分量）和位移电流（虚分量）之比；如果 σ 和 ε 都是复量，$\tan\delta$ 应定义为总实分量电流与总虚分量电流之比，

$$\tan\delta = \frac{\sigma' + \varepsilon''\omega}{\sigma'' + \varepsilon'\omega} \tag{4.1.69}$$

频率为零时，式 (4.1.69) 变为 $\tan\delta = \sigma' / \sigma''$；而当频率为无穷大时，$\tan\delta = \varepsilon'' / \varepsilon'$. 对于一般的大地介质，频率低于 10^5Hz 时 $\tan\delta$ 远大于 1. 也就是说，在这种情况下传导电流远大于位移电流. 在 σ 和 ε 都是复量时，情形就不再这么简单了.

对于有耗介质，在频率很高时有 $\varepsilon''\omega \gg \sigma'$ 和 $\varepsilon'\omega \gg \sigma''$，式 (4.1.69) 变为

$$\tan\delta \approx \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{4.1.70}$$

用雷达探测冰和干燥土壤时，采用该近似公式很方便. 这时，电场和磁场可由方程 (4.1.51) 和 (4.1.52) 给出，其中

$$\alpha = \omega\left\{\frac{\mu\varepsilon}{2}[(1 + \tan^2\delta)^{1/2} + 1]\right\}^{1/2} \tag{4.1.71}$$

$$\beta = \omega\left\{\frac{\mu\varepsilon}{2}[(1 + \tan^2\delta)^{1/2} - 1]\right\}^{1/2} \tag{4.1.72}$$

如果 ε 是复量，那么 α 和 β 也是复量. 这时就必须根据 $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ 和 $\beta = \beta' + i\beta''$ 来考虑波的传播和衰减.

七、极化矢量

引入极化矢量 $\mathbf{p}$ 和 $\mathbf{m}$，其定义为

$$\mathbf{p} \equiv \mathbf{d} - \varepsilon_0\mathbf{e} \tag{4.1.73}$$

$$\mathbf{m} \equiv \frac{1}{\mu_0}\mathbf{b} - \mathbf{h} \tag{4.1.74}$$

显然，自由空间不存在这两个矢量，它们是针对介质的，$\mathbf{p}$ 用于描述介质的感应电极化，$\mathbf{m}$ 用于描述介质的感应磁极化.

在各向同性的线性大地介质中，感应的 $\mathbf{p}$ 与 $\mathbf{e}$ 平行且与其成正比，感应的 $\mathbf{m}$ 与 $\mathbf{h}$ 平行且与其成正比，因此，习惯上常通过下面两个定义方程引入电极化率 χ_e 和磁极化率 χ_m

$$\mathbf{p} \equiv \chi_e\varepsilon_0\mathbf{e} \tag{4.1.75}$$

$$\mathbf{m} \equiv \chi_m \mathbf{h} \tag{4.1.76}$$

将方程（4.1.75）和（4.1.76）分别与方程（4.1.73）和（4.1.74）相比较，可得到

$$\chi_e = K_e - 1 \tag{4.1.77}$$

$$\chi_m = K_m - 1 \tag{4.1.78}$$

根据上二式有

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \tag{4.1.79}$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m) \tag{4.1.80}$$

习惯上，常用 CgS 单位表示岩石的极化率，故有 $k = (\mu^c - 1) / 4\pi$，其中 μ^c 为 CgS 单位磁导率，k 为 CgS 单位极化率，将该关系式与（4.1.78）式比较，有 $\chi_m = 4\pi k$ 和 $\mu^c = K_m$。

实测的总极化矢量由源极化（S）和感应极化（I）两部分组成，即

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}^I + \mathbf{p}^S \tag{4.1.81}$$

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}^I + \mathbf{m}^S \tag{4.1.82}$$

因此，方程（4.1.73）和（4.1.74）变为

$$\mathbf{d} = [\varepsilon_0 \mathbf{e} + \mathbf{p}^I] + \mathbf{p}^S = [\varepsilon_0(1 + \chi_e)\mathbf{e}] + \mathbf{p}^S = \varepsilon \mathbf{e} + \mathbf{p}^S \tag{4.1.83}$$

$$\mathbf{b} = [\mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}^I)] + \mu_0 \mathbf{m}^S = [\mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{h}] + \mu_0 \mathbf{m}^S = \mu \mathbf{h} + \mu_0 \mathbf{m}^S \tag{4.1.84}$$

如果介质的 μ 和 ε 是非频散的、且与位置无关，利用方程（4.1.83）和（4.1.84）可将麦克斯韦方程（4.1.3）到（4.1.6）中的 $\mathbf{d}$ 和 $\mathbf{b}$ 消去，得

$$\nabla \times \mathbf{e} + \mu \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{m}^S}{\partial t} = 0 \tag{4.1.85}$$

$$\nabla \times \mathbf{h} - \varepsilon \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{p}^S}{\partial t} = \mathbf{j}_e \tag{4.1.86}$$

$$K_m \nabla \cdot \mathbf{h} + \nabla \cdot \mathbf{m}^S = 0 \tag{4.1.87}$$

$$\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{e} + \nabla \cdot \mathbf{p}^S = \rho_e \tag{4.1.88}$$

如果将方程（4.1.86）中的 $\mathbf{j}_e$ 只当做感应电流密度，源电流密度则由下式给出

$$\mathbf{j}_e^S = \frac{\partial \mathbf{p}^S}{\partial t} = i\omega \mathbf{P}^S \tag{4.1.89}$$

同样地，根据方程（4.1.88），源对电荷密度的贡献是

$$\rho^S = \nabla \cdot \mathbf{p}^S \tag{4.1.90}$$

在频率域中，$\mathbf{J}_e^I = i\omega \mathbf{P}^S$ 是源电流密度，$\mathbf{J}_m^I = i\mu_0 \omega \mathbf{M}^S$ 是源磁流密度。

八、谢昆诺夫势

频率域麦克斯韦方程 (4.1.16) 和 (4.1.17) 是齐次方程，适用于无源区域．在有源区域它们必须用下面的非齐次方程代替

$$\nabla \times \mathbf{E} + \hat{z}\mathbf{H} = -\mathbf{J}_m^S = -i\mu_0\omega\mathbf{M}^S \tag{4.1.91}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \hat{y}\mathbf{E} = \mathbf{J}_e^S = i\omega\mathbf{P}^S \tag{4.1.92}$$

式中 $\mathbf{J}_m^i$ 是磁流密度，$\mathbf{J}_e^i$ 是电流密度．$\mathbf{J}_m^i$ 是为了讨论的方便而引入的一个量．为了建立关于磁荷的连续性方程，还要引入磁单极的概念．磁荷的连续性方程是

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_m + \frac{\partial \rho_m}{\partial t} = 0 \tag{4.1.93}$$

只要能明确的表示出 $\mathbf{J}_m^i$ 和 $\mathbf{J}_e^i$，在无限均匀空间中求解方程 (4.1.91) 和 (4.1.92) 并不困难，在第二节中我们还要讨论这个问题．借助势来表示 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 是求解麦克斯韦方程的一个有效的途径；也就是说，引入一种势函数，对它求导即可得到 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$．解势函数方程比解场强的方程容易．

谢昆诺夫引入了一组势函数，为在由多个均匀区段组成的空间中求解波动方程提供了便利．下面讨论这组势函数的引入和定义．

在每一个均匀区段，可把电场和磁场看做是电源和磁源造成的场的叠加，即

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m + \mathbf{E}_e \tag{4.1.94}$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_m + \mathbf{H}_e \tag{4.1.95}$$

这样，由两对矢量函数 $\mathbf{E}_m$、$\mathbf{H}_m$ 和 $\mathbf{E}_e$、$\mathbf{H}_e$ 确定的电磁场可依次写为〔$\mathbf{E}_m$，$\mathbf{H}_m$〕和〔$\mathbf{E}_e$，$\mathbf{H}_e$〕．对于〔$\mathbf{E}_m$，$\mathbf{H}_m$〕我们假定 $\mathbf{J}_e^i$ 为零，而对于〔$\mathbf{E}_e$，$\mathbf{H}_e$〕我们假定 $\mathbf{J}_m^i$ 为零．于是，〔$\mathbf{E}_m$，$\mathbf{H}_m$〕就是方程

$$\nabla \times \mathbf{E}_m = -\mathbf{J}_m^S - \hat{z}\mathbf{H}_m \tag{4.1.96}$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_m = \hat{y}\mathbf{E}_m \tag{4.1.97}$$

的解．而〔$\mathbf{E}_e$，$\mathbf{H}_e$〕则是方程

$$\nabla \times \mathbf{E}_e = -\hat{z}\mathbf{H}_e \tag{4.1.98}$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_e = \mathbf{J}_e^S + \hat{y}\mathbf{E}_e \tag{4.1.99}$$

的解．也就是说，〔$\mathbf{E}_e$，$\mathbf{H}_e$〕是由电流产生的，〔$\mathbf{E}_m$，$\mathbf{H}_m$〕是由磁流产生的．这时总场〔$\mathbf{E}$，$\mathbf{H}$〕＝〔$\mathbf{E}_e$，$\mathbf{H}_e$〕＋〔$\mathbf{E}_m$，$\mathbf{H}_m$〕满足方程 (4.1.91) 和 (4.1.92)．

对方程 (4.1.96)、(4.1.97)、(4.1.98) 和 (4.1.99) 取散度，得

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_m = -\frac{\nabla \cdot \mathbf{J}_m^S}{\hat{z}} \tag{4.1.100}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_m = 0 \tag{4.1.101}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_e = 0 \tag{4.1.102}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_e = -\frac{\nabla \cdot \mathbf{J}_e^S}{\hat{y}} \tag{4.1.103}$$

在计算方程（4.1.100）和（4.1.103）中的微商时，必须注意源函数 $\mathbf{J}_m^e$ 和 $\mathbf{J}_e^e$ 中的奇点．随着讨论的深入，我们将逐步研究这个问题．

从方程（4.1.101）和（4.1.102）可知，必定存在两个矢量函数，其旋度分别为 $\mathbf{E}_m$ 和 $\mathbf{H}_e$，即

$$\mathbf{E}_m \equiv -\nabla \times \mathbf{F} \tag{4.1.104}$$

$$\mathbf{H}_e \equiv \nabla \times \mathbf{A} \tag{4.1.105}$$

式中的正负号是任意取的．

现在将方程（4.1.104）和（4.1.105）分别代入方程（4.1.97）和（4.1.98），有

$$\mathbf{H}_m = -\hat{y}\mathbf{F} - \nabla U \tag{4.1.106}$$

$$\mathbf{E}_e = -\hat{z}\mathbf{A} - \nabla V \tag{4.1.107}$$

式中 U和V 是新引入的两个任意标量函数，因为两个矢量的旋度相等并不要求这两个矢量必须恒等．

借助方程（4.1.104）和（4.1.106），方程（4.1.96）变为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{F} = \mathbf{J}_m^S - \hat{y}\hat{z}\mathbf{F} - \hat{z}\nabla U \tag{4.1.108}$$

同样地，借助方程（4.1.105）和（4.1.107），方程（4.1.99）变为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_e^S - \hat{y}\hat{z}\mathbf{A} - \hat{y}\nabla V \tag{4.1.109}$$

利用（4.1.28）式将方程（4.1.108）和（4.1.109）的左端展开，

$$\nabla\nabla \cdot \mathbf{F} - \nabla^2\mathbf{F} = \mathbf{J}_m^S - \hat{y}\hat{z}\mathbf{F} - \hat{z}\nabla U \tag{4.1.110}$$

$$\nabla\nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2\mathbf{A} = \mathbf{J}_e^S - \hat{y}\hat{z}\mathbf{A} - \hat{y}\nabla V \tag{4.1.111}$$

直到现在标量 U和V 还是任意的，可以随意地对它们加一些限定条件．用下述洛伦兹条件限定 U和V 会带来方便，

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = -\hat{z}U \tag{4.1.112}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -\hat{y}V \tag{4.1.113}$$

方程（4.1.110）和（4.1.111）可因此简化为只含有 F 或 A 的方程

$$\nabla^2\mathbf{F} + k^2\mathbf{F} = -\mathbf{J}_m^S \tag{4.1.114}$$

$$\nabla^2\mathbf{A} + k^2\mathbf{A} = -\mathbf{J}_e^S \tag{4.1.115}$$

方程（4.1.114）和（4.1.115）是分别关于 F 和 A 的非齐次赫姆霍兹方程，适用于含有源 $\mathbf{J}_m^e$ 或 $\mathbf{J}_e^e$ 的均匀区段．请注意，矢量势 F 和 A 与源的方向一致，这就是这两个方程比关于

场的方程容易解的原因．对方程（4.1.114）和（4.1.115）取散度，再利用式（4.1.112）和（4.1.113）的洛伦兹条件和连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_e + \frac{\partial \rho_e}{\partial t} = 0 \tag{4.1.116}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_m + \frac{\partial \rho_m}{\partial t} = 0 \tag{4.1.117}$$

可得到关于 U和V 的赫姆霍兹方程①

$$\nabla^2 U + k^2 U = -\frac{1}{\mu}\rho_m^S \tag{4.1.118}$$

$$\nabla^2 V + k^2 V = \frac{-i\omega}{\hat{y}}\rho_e^S \tag{4.1.119}$$

将方程（4.1.104）和（4.1.105）分别与方程（4.1.107）和（4.1.106）相加，得到由 J_m^S 和J_e^S产生的总电场和总磁场

$$\mathbf{E} = -\hat{z}\mathbf{A} - \nabla V - \nabla \times \mathbf{F} = -\hat{z}\mathbf{A} + \frac{1}{\hat{y}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \times \mathbf{F} \tag{4.1.120}$$

$$\mathbf{H} = -\hat{y}\mathbf{F} - \nabla U + \nabla \times \mathbf{A} = -\hat{y}\mathbf{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) + \nabla \times \mathbf{A} \tag{4.1.121}$$

假如在某一时刻只存在一个源，方程（4.1.120）和（4.1.121）可分别写为

电　源　　磁　源

$$\mathbf{E}_e = -\hat{z}\mathbf{A} + \frac{1}{\hat{y}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}), \qquad \mathbf{E}_m = -\nabla \times \mathbf{F} \tag{4.1.122}$$

$$\mathbf{H}_e = \nabla \times \mathbf{A}, \qquad \mathbf{H}_m = -\hat{y}\mathbf{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) \tag{4.1.123}$$

在无源区域，非齐次方程（4.1.114）、（4.1.115）、（4.1.118）和（4.1.119）变成了相应的齐次方程

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = 0 \tag{4.1.124}$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = 0 \tag{4.1.125}$$

①注意式（4.1.116）和（4.1.117）左端的ρ是时域的量，式（4.1.118）和（4.1.119）右端的ρ是频域的量——译者。

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \tag{4.1.126}$$

$$\nabla^2 V + k^2 V = 0 \tag{4.1.127}$$

在很多电磁理论问题中，常常限定 **F** 和 **A** 各自只含有一个分量，比如只含有 z 分量，那么

$$\mathbf{A} = A_z \mathbf{u}_z, \quad \mathbf{F} = F_z \mathbf{u}_z \tag{4.1.128}$$

式 $\mathbf{u}_z$ 是 z 方向的单位矢量，A_z 和 F_z 是 x、y 和 z 的标量函数．将方程 (4.1.128) 代入方程 (4.1.122) 和 (4.1.123)，电场和磁场的各分量可分别表示为

TM_z	TE_z
$E_x = \dfrac{1}{\hat{y}} \dfrac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z}$	$E_x = -\dfrac{\partial F_z}{\partial y}$
$E_y = \dfrac{1}{\hat{y}} \dfrac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z}$	$E_y = \dfrac{\partial F_z}{\partial x}$
$E_z = \dfrac{1}{\hat{y}} \left(\dfrac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) A_z$	$E_z = 0$
TM_z	TE_z
$H_x = \dfrac{\partial A_z}{\partial y}$	$H_x = \dfrac{1}{\hat{z}} \dfrac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial z}$
$H_y = -\dfrac{\partial A_z}{\partial x}$	$H_y = \dfrac{1}{\hat{z}} \dfrac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z}$
$H_z = 0$	$H_z = \dfrac{1}{\hat{z}} \left(\dfrac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) F_z$

(4.1.129)

(4.1.130)

为方便计，在方程 (4.1.129) 和 (4.1.130) 中将场强的脚标 e 和 m 去掉了．方程 (4.1.129) 和 (4.1.130) 左端的一组为 $\mathbf{H}_z$ 为零时的各场强分量，它描述的是磁分量垂直于 z 的场(TM_z 极化)；右端的一组为 $\mathbf{E}_z$ 为零时的各场强分量，它描述的是电分量垂直于 z 的场 (TE_z 极化)．均匀无源区域中的任意场均可表示为 TM_z 和 TE_z 两种极化场的和．

也可以做这样的选择：**A** 和 **F** 只具有 x 或 y 的分量，而不是如上所述的只具有 z 分量．相应的极化模式则可能变为 TE_x、TM_x、TE_y 和 TM_y．在直角坐标系中，见有"TE 极化"或"TM 极化"应理解为极化参考轴是 z．

九、边界条件

固体地球物理学中的电磁问题所涉及的主要是在外加场（一次场）作用下产生的电流、场强或势．一次场造成电流和电荷的二次分布，从而产生二次场．总场是一次场和二次场的和．无论一次场或二次场都必需满足麦克斯韦方程或其导出方程，还要满足适当的边界条件．这些边界条件是根据问题的性质，在所涉及的各分区均匀介质分界处（比如空气—大地分界面）设定的．我们最常碰到的问题都可归属于所谓的边值问题．本节将介绍所有常见的边值问题，以方便读者查阅．

从积分形式的麦克斯韦方程可以很容易地推导出边界条件（Stratton，1941，P.34），以下我们只介绍这些边界条件，详细推导见附录 A.1.2．

法向的 B

在通过介质 1 和介质 2 的分界面时，B 的法向分量 B_n 是连续的，即

$$B_{n_1} = B_{n_2} \tag{4.1.131}$$

法向的 D

在两种介质的分界而处，由于堆积有密度为 ρ_s 的面电荷，D 的法向分量 D_n 不连续，即

$$D_{n_2} - D_{n_1} = \rho_s \tag{4.1.132}$$

切向的 E

E 的切向分量 E_t 在通过分界面时是连续的，即

$$E_{t_1} = E_{t_2} \tag{4.1.133}$$

切向的 H

如果不存在而电流，H 的切向分量 H_t 在通过分界而时是连续的，即

$$H_{t_1} = H_{t_2} \tag{4.1.134}$$

电流密度 J

J 的法向分量 J_n 在通过分界面时是连续的，即

$$J_{n_1} = J_{n_2} \tag{4.1.135}$$

严格地说，这个条件只适用于直流的情形．不过，对大地介质来说，频率高至 10^5Hz 也可以应用这个条件，因为这时的位移电流仍可忽略．

标量势

由下面方程定义的静态场标量势 V 和 U

$$\mathbf{E} = -\nabla V \tag{4.1.136}$$

$$\mathbf{H} = -\nabla U \tag{4.1.137}$$

通过界面时是连续的，即

$$V_1 = V_2 \tag{4.1.138}$$

$$U = U_2 \tag{4.1.139}$$

从以上叙述可以看到，只有一个量通过界面时不连续．研究不同介质分界面处的这个不连续性很重要．为此，将（4.1.132）和（4.1.135）式分别改写为

$$E_{n_2} - E_{n_1} = \rho_s/\varepsilon_0 \tag{4.1.140}$$

$$E_{n_2} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} E_{n_1} \tag{4.1.141}$$

合并上二式，得

$$\rho_s = \varepsilon_0\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1}\right)E_{n_2} = \varepsilon_0 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}(E_{n_1} + E_{n_2}) \tag{4.1.142}$$

上式表明，在电导率为 σ_1 和 σ_2 的两种介质分界面上存在密度为 ρ_s 的面电荷．虽然，由于 $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$F／m 故而面电荷密度很小，但它的电场 E 却不一定很小．该电场由下式给出

$$\mathbf{E} = -\nabla V = -\nabla \int_s \frac{\rho_s}{4\pi\varepsilon_0|\mathbf{r}'|} ds \tag{4.1.143}$$

式中 ds 是存在面电荷的表面上的积分元．如果有两个相邻的界面把电导率为 σ_2 的区间与两侧电导率为 σ_1 的无限背景区分开，就会产生如图 4.1.3 所示的电荷积累，图中 $\sigma_2 > \sigma_1$．

考夫曼曾对导电性介质中的电荷分布做过深入的讨论（Kaufman，1985）．他指出，方程（4.1.142）也适用于随时间变化的场，这时 E 指的是电场瞬时值．

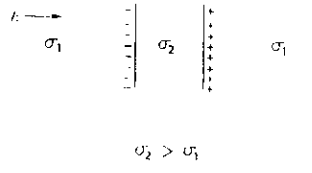


图 4.1.3 在均匀电场E中，两个相邻分界面上的电荷分布．分界面两侧介质的电导率不同

谢昆诺夫矢量势

出于谢昆诺夫势边界条件的需要，势的一个分量要与源的方向一致、一个分量与电性变化的方向一致．在讨论各种不同对称条件下的边界条件时将考虑这个原则．

1．谢昆诺夫矢量势 F

（a）单轴对称、分界面垂直 z（磁偶极垂直于层状大地），根据方程（4.1.122）和（4.1.123），磁性源引起的场为

$$\mathbf{E}_m = -\nabla \times \mathbf{F} \tag{4.1.144}$$

$$\mathbf{H}_m = -\gamma\mathbf{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) \tag{4.1.145}$$

由于对称的原因，只需有 F 的一个分量，即 F_z 分量．这时，在柱坐标中 $\mathbf{E}_m$ 和 $\mathbf{H}_m$ 沿分界面的切向分量为

$$\mathbf{E}_m^t = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial F_z}{\partial \theta}\mathbf{u}_\rho + \frac{\partial F_z}{\partial \rho}\mathbf{u}_\theta \tag{4.1.146}$$

$$\mathbf{H}_m^t = \frac{1}{\hat{z}}\left[\frac{\partial^2 F_z}{\partial \rho \partial z}\mathbf{u}_\rho + \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 F_z}{\partial \theta \partial z}\mathbf{u}_\theta\right] \tag{4.1.147}$$

式中 $\mathbf{u}_\rho$、$\mathbf{u}_\theta$ 和 $\mathbf{u}_z$ 分别是 ρ、θ 和 z 方向的单位矢量．

由于关于 z 轴对称，故有 $\partial/\partial\theta = 0$，方程 (4.1.146) 和 (4.1.147) 变为

$$\mathbf{E}_m^t = \frac{\partial F_z}{\partial \rho}\mathbf{u}_\theta \tag{4.1.148}$$

$$\mathbf{H}_m^t = \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2 F_z}{\partial \rho \partial z}\mathbf{u}_\rho \tag{4.1.149}$$

在介质 1 和介质 2 分界处 $(z=h)$，用矢量势表示的切向 **E** 和切向 **H** 的连续性边界条件变为

$$\frac{\partial F_{z1}}{\partial \rho} = \frac{\partial F_{z2}}{\partial \rho} \tag{4.1.150}$$

$$\frac{1}{\hat{z}_1}\frac{\partial^2 F_{z1}}{\partial \rho \partial z} = \frac{1}{\hat{z}_2}\frac{\partial^2 F_{z2}}{\partial \rho \partial z} \tag{4.1.151}$$

方程 (4.1.150) 和 (4.1.151) 表示的边界条件对所有 ρ 值都成立，故可对 ρ 积分．如果函数 F_{z1} 和 F_{z2} 的性质很好，当 $\rho \to \infty$ 它们应趋于零，因此积分常数必需是零．于是在 $z=h$ 处的边界条件可化为

$$F_{z1} = F_{z2} \tag{4.1.152}$$

$$\frac{1}{\mu_1}\frac{\partial F_{z1}}{\partial z} = \frac{1}{\mu_2}\frac{\partial F_{z2}}{\partial z} \tag{4.1.153}$$

方程 (4.1.152) 表示，矢量势的法向分量是连续的．由于洛伦兹条件

$$U = -\frac{1}{\hat{z}}\nabla \cdot \mathbf{F} \tag{4.1.154}$$

故可以说，方程 (4.1.153) 与标量势的连续性条件是等价的．

(b) 单轴对称、柱状分界面（无限圆柱体置于均匀一次磁场中）．在这类对称性问题中，分界面是以 z 轴为中心的圆柱面，并且通常假设场强与 z 和 θ 无关，故有 $\partial/\partial z =$

$\partial/\partial\theta=0$，**E** 和 **H** 的切向分量是

$$\mathbf{E}_m^t = \frac{\partial F_z}{\partial \rho}\mathbf{u}_\theta \tag{4.1.155}$$

$$\mathbf{H}_m^t = -\hat{y}F_z\mathbf{u}_z \tag{4.1.156}$$

这里我们仍认为只有一个 F_z 分量。

在 $\rho=R$ 处，以矢量势表示的切向 **E** 和切向 **H** 的连续性边界条件是

$$\frac{\partial F_{z1}}{\partial \rho} = \frac{\partial F_{z2}}{\partial \rho} \tag{4.1.157}$$

$$\hat{y}_1 F_{z1} = \hat{y}_2 F_{z2} \tag{4.1.158}$$

(c) 单轴对称、球状分界面（球体置于均匀一次磁场中），在这类对称性问题中，分界面是以原点为中心的球面。常见的情形是势函数关于 z 轴对称，故有 $\partial/\partial\varphi=0$。因此，需用球柱混合坐标系来描述。萨默菲尔德指出（Sommerfeld，1952），对于 $\mathbf{F}=\mathbf{F}_z\mathbf{u}_z$，有

$$\nabla_r\nabla\cdot\mathbf{F} = \cos\theta\frac{\partial^2 F_z}{\partial r^2} \tag{4.1.159}$$

$$\nabla_\theta\nabla\cdot\mathbf{F} = -\frac{\sin\theta}{r}\frac{\partial F_z}{\partial r} \tag{4.1.160}$$

$$\nabla_\phi\nabla\cdot\mathbf{F} = 0 \tag{4.1.161}$$

式中 θ 是 r 和 z 之间的夹角。

借助方程（4.1.160），可以从方程（4.1.123）求出 **H** 的切向分量

$$H_\theta = \hat{y}\sin\theta F_z - \frac{1}{\hat{z}}\frac{\sin\theta}{r}\frac{\partial F_z}{\partial r} \tag{4.1.162}$$

于是切向 **H** 在 $r=R$ 处的边界条件变为

$$\hat{y}_1 F_{z1} - \frac{1}{\hat{z}_1}\frac{1}{r}\frac{\partial F_{z1}}{\partial r} = \hat{y}_2 F_{z2} - \frac{1}{\hat{z}_2}\frac{1}{r}\frac{\partial F_{z2}}{\partial r} \tag{4.1.163}$$

由于必须以混合坐标系计算方程（4.1.122）中的 $\nabla\cdot\mathbf{F}$，所以利用切向 **E** 的连续性边界条件很不方便，为此，我们可以转而利用法向 **B** 的连续性边界条件。将方程（4.1.123）乘以 μ_1，并利用方程（4.1.159），可以很容易地推导出法向 **B** 在 $r=R$ 处的连续性边界条件

$$\mu_1\left(\hat{y}_1 F_{z1} - \frac{1}{\hat{z}_1}\frac{\partial^2 F_{z1}}{\partial r^2}\right) = \mu_2\left(\hat{y}_2 F_{z2} - \frac{1}{\hat{z}_2}\frac{\partial^2 F_{z2}}{\partial r^2}\right)$$

或者

$$\frac{\partial^2 F_{z1}}{\partial r^2} + k_1^2 F_{z1} = \frac{\partial^2 F_{z2}}{\partial r^2} + k_2^2 F_{z2} \tag{4.1.164}$$

我们将会看到，对解电磁理论中的一个边值问题而言，只要有两个互补的边界条件就足够了，在讨论具体的边值问题时，"互补"的含义会变得很清楚。

(d) 两个正交对称轴、直角坐标系（水平磁偶极）。假如待研究问题中只包含 F 的两个分量，比如 F_x 和 F_z，直角坐标场分量则为①

$$E_x = -\frac{\partial F_z}{\partial y} \qquad H_x = -\hat{y}F_z + \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_z}{\partial z}\right)$$

$$E_y = \frac{\partial F_z}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial z} \qquad H_y = \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_z}{\partial z}\right)$$

$$E_z = \frac{\partial F_x}{\partial y} \qquad H_z = -\hat{y}F_z + \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_z}{\partial z}\right) \tag{4.1.165}$$

从方程 (4.1.165) 可以推演出两种介质分界面处 ($z=h$) 的边界条件：

从 H_x 得

$$\hat{y}_1 F_{x1} - \frac{1}{\hat{z}_1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial F_{x1}}{\partial x} + \frac{\partial F_{z1}}{\partial z}\right) = \hat{y}_2 F_{x2} - \frac{1}{\hat{z}_2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial F_{x2}}{\partial x} + \frac{\partial F_{z2}}{\partial z}\right) \tag{4.1.166}$$

从 H_y 得

$$\frac{1}{\hat{z}_1}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial F_{x1}}{\partial x} + \frac{\partial F_{z1}}{\partial z}\right) = \frac{1}{\hat{z}_2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial F_{x2}}{\partial x} + \frac{\partial F_{z2}}{\partial z}\right) \tag{4.1.167}$$

从 E_x 得

$$\frac{\partial F_{z1}}{\partial y} = \frac{\partial F_{z2}}{\partial y} \tag{4.1.168}$$

从 E_y 得

$$\frac{\partial F_{z1}}{\partial x} - \frac{\partial F_{x1}}{\partial z} = \frac{\partial F_{z2}}{\partial x} - \frac{\partial F_{x2}}{\partial z} \tag{4.1.169}$$

关系式 (4.1.166) 到 (4.1.169) 对所有的 x 和 y 都成立，因此可以对 x 或 y 求积分。如

①原文 (4.1.165) 式中的第一式少一负号，已改正——译者。

果函数 F_x 和 F_z 及其导数性质很好，在 $x\to\infty$ 和 $y\to\infty$ 时它们将趋于零，因此积分常数必需为零．于是在 $z=h$ 处的边界条件（4.1.167）和（4.1.168）式可简化

从 H_y 得

$$\frac{1}{\hat{z}_1}\left(\frac{\partial F_{x1}}{\partial x}+\frac{\partial F_{z1}}{\partial z}\right)=\frac{1}{\hat{z}_2}\left(\frac{\partial F_{x2}}{\partial x}+\frac{\partial F_{z2}}{\partial z}\right) \tag{4.1.170}$$

从 E_x 得

$$F_{z1}=F_{z2} \tag{4.1.171}$$

利用上二式，方程（4.1.166）和（4.1.169）又可简化

从 H_x 得

$$\hat{y}_1F_{x1}=\hat{y}_2F_{x2} \tag{4.1.172}$$

从 E_y 得

$$\frac{\partial F_{z1}}{\partial z}=\frac{\partial F_{x2}}{\partial z} \tag{4.1.173}$$

方程（4.1.170）到（4.1.173）就是关于 F_x 和 F_z 的边界条件．其中方程（4.1.170）和（4.1.171）是从 H_y 和 E_x 推导出来的互补的一组，而方程（4.1.172）和（4.1.173）则是从 H_x 和 E_y 推导出来的互补的一组．显然，如果只存在 F_y 分量，这些边界条件还可进一步简化为

$$\frac{1}{\mu_1}\frac{\partial F_{z1}}{\partial z}=\frac{1}{\mu_2}\frac{\partial F_{z2}}{\partial z} \tag{4.1.174}$$

$$F_{z1}=F_{z2} \tag{4.1.175}$$

正如所预期的那样，上二式与方程（4.1.152）和（4.1.153）是一致的．

2. 谢昆诺夫矢量势 A

(a) 单轴对称，分界面与 z 垂直（电偶极垂直于层状大地）．根据方程（4.1.122）和(4.1.123)，电性源产生的场为

$$\mathbf{E}_e=\frac{1}{\hat{y}}\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A})-\hat{z}\mathbf{A} \tag{4.1.176}$$

$$\mathbf{H}_e=\nabla\times\mathbf{A} \tag{4.1.177}$$

如果 A 只有一个分量 $\mathbf{A}_z$，并且存在柱对称($\partial/\partial\theta=0$)，$\mathbf{E}_e$ 和 $\mathbf{H}_e$ 沿 z 的切向分量为

$$\mathbf{E}_e^t=\frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2A_z}{\partial\rho\partial z}\mathbf{u}_\rho \tag{4.1.178}$$

$$H_e^t = -\frac{\partial A_z}{\partial \rho}\mathbf{u}_\theta \tag{4.1.179}$$

那么，切向 E 和切向 H 在 $z=h$ 处的连续性边界条件变为

$$\frac{1}{\hat{y}_1}\frac{\partial^2 A_{z1}}{\partial \rho \partial z} = \frac{1}{\hat{y}_2}\frac{\partial^2 A_{z2}}{\partial \rho \partial z} \tag{4.1.180}$$

$$\frac{\partial A_{z1}}{\partial \rho} = \frac{\partial A_{z2}}{\partial \rho} \tag{4.1.181}$$

将上二式对 ρ 积分并利用无穷远边界条件，得到 $z=h$ 的关系式

$$\frac{1}{\hat{y}_1}\frac{\partial A_{z1}}{\partial z} = \frac{1}{\hat{y}_2}\frac{\partial A_{z2}}{\partial z} \tag{4.1.182}$$

$$A_{z1} = A_{z2} \tag{4.1.183}$$

不难看出，如果用 F_z 和 $\hat{z}$ 分别代替 A_z 和 $\hat{y}$，边界条件 (4.1.182) 和 (4.1.183) 与式 (4.1.153) 和 (4.1.152) 完全一致。

(b) 单轴对称、柱状分界面(无限圆柱体置于均匀电场中)。对于径向对称且与 z 无关的场，我们有 $\partial/\partial z = \partial/\partial\theta = 0$，只用 A_z 可以从方程 (4.1.122) 和 (4.1.123) 导出 E 和 H 的切向分量

$$\mathbf{E}_e^t = -\hat{z}A_z\mathbf{u}_z \tag{4.1.184}$$

$$\mathbf{H}_e^t = -\frac{\partial A_z}{\partial \rho}\mathbf{u}_\theta \tag{4.1.185}$$

切向 E 和切向 H 在 $\rho=R$ 处的边界条件变为

$$\hat{z}_1 A_{z1} = \hat{z}_2 A_{z2} \tag{4.1.186}$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho}A_{z1} = \frac{\partial}{\partial \rho}A_{z2} \tag{4.1.187}$$

将 F_z 和 $\hat{y}$ 分别与 A_z 和 $\hat{z}$ 交换，方程 (4.1.186) 和 (4.1.187) 与方程 (4.1.158) 和 (4.1.157) 完全一致。

(c) 单轴对称、球状分界面（均匀电场中的球体）。只要把方程 (4.1.164) 和 (4.1.163) 中的 H_m 换成 E_e、F 换成 A，并把式中的 $\hat{y}$ 和 $\hat{z}$ 互换，沿用推导 F_z 边界条件的方法，可得到关于 A_z 的边界条件。切向 E 在 $r=R$ 处的连续性边界条件为

$$\hat{z}_1 A_{z1} - \frac{1}{\hat{y}_1}\frac{1}{r}\frac{\partial A_{z1}}{\partial r} = \hat{z}_2 A_{z2} - \frac{1}{\hat{y}_2}\frac{1}{r}\frac{\partial A_{z2}}{\partial r} \tag{4.1.188}$$

同样地，因为按混合坐标系计算旋度极不方便，所以我们从法向总电流的连续性推导关于 A_z 的第二个边界条件．在 $r = R$ 处有

$$\hat{y}_1 E_{r1} = \hat{y}_2 E_{r2} \tag{4.1.189}$$

以及

$$\hat{y}_1\left(-\hat{z}_1 A_{z1} + \frac{1}{y_1}\frac{\partial^2 A_{z1}}{\partial r^2}\right) = \hat{y}_2\left(-\hat{z}_2 A_{z2} + \frac{1}{\hat{y}_2}\frac{\partial^2 A_{z2}}{\partial r^2}\right) \tag{4.1.190}$$

或者

$$k_1^2 A_{z1} + \frac{\partial^2 A_{z1}}{\partial r^2} = k_2^2 A_{z2} + \frac{\partial^2 A_{z2}}{\partial r} \tag{4.1.191}$$

(d)两个正交对称轴、直角坐标系（水平电偶极置于层状大地上）．如果待研究问题中只涉及 A 的两个分量，比如 A_x 和 A_z，直角坐标的场分量可写为

$$E_x = -\hat{z}A_x + \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial z}\right) \qquad H_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} \tag{4.1.192}$$

$$E_y = \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial z}\right) \qquad H_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \tag{4.1.193}$$

$$E_z = -\hat{z}A_z + \frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial z}\right) \qquad H_z = -\frac{\partial A_x}{\partial y} \tag{4.1.193a}$$

上述方程是从方程 (4.1.122) 和 (4.1.123) 导出的．从方程 (4.1.192) 和 (4.1.193) 可以导出介质分界面处 ($z = h$) 的边界条件：

从 E_x 得

$$-\hat{z}_1 A_{x1} + \frac{1}{\hat{y}_1}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial A_{x1}}{\partial x} + \frac{\partial A_{z1}}{\partial z}\right) = -\hat{z}_2 A_{x2} + \frac{1}{\hat{y}_2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{A_{x2}}{\partial x} + \frac{A_{z2}}{\partial z}\right) \tag{4.1.194}$$

从 E_y 得

$$\frac{1}{\hat{y}_1}\frac{\partial}{\partial \hat{y}}\left(\frac{\partial A_{x1}}{\partial x} + \frac{\partial A_{z1}}{\partial z}\right) = \frac{1}{\hat{y}_2}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial A_{x2}}{\partial x} + \frac{\partial A_{z2}}{\partial z}\right) \tag{4.1.195}$$

从 H_x 得

$$\frac{\partial A_{z1}}{\partial y} = \frac{\partial A_{z2}}{\partial y} \tag{4.1.196}$$

从 H_x 得

$$\frac{\partial A_{x1}}{\partial z}-\frac{\partial A_{z1}}{\partial x}=\frac{\partial A_{x2}}{\partial z}-\frac{\partial A_{z2}}{\partial x} \tag{4.1.197}$$

只要把 F_x、F_z 和 $\hat{z}$ 分别与 A_x、A_z 和 $\hat{y}$ 互换，上述 4 个方程就与方程 (4.1.166) 到 (4.1.169) 完全一致．沿用对方程 (4.1.166) 到 (4.1.169) 的做法，可把在 $z=h$ 处的边界条件 (4.1.194) 到 (4.1.197) 简化为

$$\frac{1}{\hat{y}_1}\left(\frac{\partial A_{x1}}{\partial x}+\frac{\partial A_{z1}}{\partial z}\right)=\frac{1}{\hat{y}_2}\left(\frac{\partial A_{x2}}{\partial x}+\frac{\partial A_{z2}}{\partial z}\right) \tag{4.1.198}$$

$$A_{z1}=A_{z2} \tag{4.1.199}$$

$$\hat{z}_1 A_{x1}=\hat{z}_2 A_{x2} \tag{4.1.200}$$

$$\frac{\partial A_{z1}}{\partial z}=\frac{\partial A_{x2}}{\partial z} \tag{4.1.201}$$

显然，式 (4.1.198) 和 (4.1.199) 是一组互补方程，式 (4.1.200) 和 (4.1.201) 也是一组互补方程．每一组互补方程都是从一对正交的 (E，H) 推导出来的．

静态场

根据方程 (4.1.106) 和 (4.1.107)，静态场为

$$\mathbf{E}=-\nabla V \tag{4.1.202}$$

$$\mathbf{H}=-\nabla U \tag{4.1.203}$$

方程 (4.1.203) 只适用于非导电介质，于是有

$$(\mathbf{B}_1-\mathbf{B}_2)\cdot\mathbf{n}=0 \tag{4.1.204}$$

$$(\mathbf{D}_1-\mathbf{D}_2)\cdot\mathbf{n}=\rho_s \tag{4.1.205}$$

$$\mathbf{n}\times(\mathbf{E}_1-\mathbf{E}_2)=0 \tag{4.1.206}$$

$$\mathbf{n}\times(\mathbf{H}_1-\mathbf{H}_2)=0 \tag{4.1.207}$$

$$(\mathbf{J}_1-\mathbf{J}_2)\cdot\mathbf{n}=0 \tag{4.1.208}$$

进而

$$\mu_1\left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_1-\mu_2\left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_2=0 \tag{4.1.209}$$

$$\varepsilon_1\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1-\varepsilon_2\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2=-\rho_s \tag{4.1.210}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)^{1} - \left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_{2} = 0 \tag{4.1.211}$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)^{1} - \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_{2} = 0 \tag{4.1.212}$$

$$\sigma_1\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)^{1} - \sigma_2\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_{2} = 0 \tag{4.1.213}$$

式中 $\partial/\partial n$ 和 $\partial/\partial t$ 分别是法向和切向微商。

在无源的情况下，将一小电荷（或小磁极）从无穷远处分别移到介质分界面两侧紧相邻的两点上所做的功必定相同。因此，V 和 U 通过介面时必定连续，即

$$V_1 = V_2 \tag{4.1.214}$$

$$U_1 = U_2 \tag{4.1.215}$$

附录 4.1.1　三种坐标系中的算子表达式

在电磁边值问题中要进行大量的矢量运算，因而需要迅速查找直角坐标、柱坐标和球坐标中各种算子表达式．下面介绍与标量函数 ψ 和矢量函数 A 有关的一些算子表达式．

矢量算子

直角坐标系

令 $\mathbf{u}_x$、$\mathbf{u}_y$ 和 $\mathbf{u}_z$ 分别为 x、y 和 z 方向的单位矢量，则有

$$\nabla\psi = \frac{\partial\psi}{\partial x}\mathbf{u}_x + \frac{\partial\psi}{\partial y}\mathbf{u}_y + \frac{\partial\psi}{\partial z}\mathbf{u}_z \tag{A4.1.1}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \tag{A4.1.2}$$

$$\nabla\times\mathbf{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}\right)\mathbf{u}_x + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}\right)\mathbf{u}_y + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right)\mathbf{u}_z \tag{A4.1.3}$$

$$\nabla^2\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \tag{A4.1.4}$$

柱坐标系

令 $\mathbf{u}_\rho$、$\mathbf{u}_\theta$ 和 $\mathbf{u}_z$ 分别为 ρ、θ 和 z 方向的单位矢量，则有

$$\nabla\psi = \frac{\partial\psi}{\partial\rho}\mathbf{u}_\rho + \frac{1}{\rho}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\mathbf{u}_\theta + \frac{\partial\psi}{\partial z}\mathbf{u}_z \tag{A4.1.5}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{A} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho A_\rho) + \frac{1}{\rho}\frac{\partial A_\theta}{\partial\theta} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \tag{A4.1.6}$$

$$\nabla\times\mathbf{A} = \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial A_z}{\partial\theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z}\right]\mathbf{u}_\rho + \left[\frac{\partial A_\rho}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial\rho}\right]\mathbf{u}_\theta + \frac{1}{\rho}\left[\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho A_\theta) - \frac{\partial A_\rho}{\partial\theta}\right]\mathbf{u}_z \tag{A4.1.7}$$

$$\nabla^2\psi = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\psi}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \tag{A4.1.8}$$

球坐标系

令 $\mathbf{u}_r$、$\mathbf{u}_\theta$ 和 $\mathbf{u}_\varphi$ 分别为 r、θ 和 φ 方向的单位矢量，则有

$$\nabla\psi = \frac{\partial\psi}{\partial r}\mathbf{u}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\mathbf{u}_\theta + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}\mathbf{u}_\varphi \tag{A4.1.9}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{A} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2A_r) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta A_\theta) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial A_\varphi}{\partial\varphi} \tag{A4.1.10}$$

$$\nabla\mathbf{x}\mathbf{A} = \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta A_\varphi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial\varphi}\right]\mathbf{u}_r + \frac{1}{r}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial A_r}{\partial\varphi} - \frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi)\right]\mathbf{u}_\theta + \frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial r}(rA_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial\theta}\right]\mathbf{u}_\varphi \tag{A4.1.11}$$

$$\nabla^2\psi = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} \tag{A4.1.12}$$

麦克斯韦方程

直角坐标系

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\hat{z}H_x \qquad \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \hat{y}E_x \tag{A4.1.13}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\hat{z}H_y \qquad \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \hat{y}E_y \tag{A4.1.14}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\hat{z}H_z \qquad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \hat{y}E_z \tag{A4.1.15}$$

柱坐标系

$$\frac{\partial E_z}{\partial\theta} - \rho\frac{\partial E_\theta}{\partial z} = -\hat{z}\rho H_\rho \qquad \frac{\partial H_z}{\partial\theta} - \rho\frac{\partial H_\theta}{\partial z} = \hat{y}\rho E_\rho \tag{A4.1.16}$$

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial\rho} = -\hat{z}H_\theta \qquad \frac{\partial H_\rho}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial\rho} = \hat{y}E_\theta \tag{A4.1.17}$$

$$\frac{\partial}{\partial\rho}(\rho E_\theta) - \frac{\partial E_\rho}{\partial\theta} = -\hat{z}\rho H_z \qquad \frac{\partial}{\partial\rho}(\rho H_\theta) - \frac{\partial H_\rho}{\partial\theta} = \hat{y}\rho E_z \tag{A4.1.18}$$

球坐标系

$$\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta E_\varphi)-\frac{\partial E_\theta}{\partial\varphi}=-\hat{z}r\sin\theta H_r \qquad \frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta H_\varphi)-\frac{\partial H_\theta}{\partial\varphi}=\hat{y}r\sin\theta E_r \qquad \text{(A4.1.19)}$$

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial E_r}{\partial\varphi}-\frac{\partial}{\partial r}(rE_\varphi)=-\hat{z}rH_\theta \qquad \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial H_r}{\partial\varphi}-\frac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi)=\hat{y}rE_\theta \qquad \text{(A4.1.20)}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(rE_\theta)-\frac{\partial E_r}{\partial\theta}=-\hat{z}rH_\varphi \qquad \frac{\partial}{\partial r}(rH_\theta)-\frac{\partial H_r}{\partial\theta}=\hat{y}rE_\varphi \qquad \text{(A4.1.21)}$$

极化模式分解

方程（4.1.129）和（4.1.130）给出了 TM_z 和 TE_z 极化模式电场和磁场各分量的表达式。对于 TM_z 极化，只需要与电性源相联系的矢量势的 A_z 分量；而对于 TE_z 极化，只需要与磁性源相联系的矢量势的 F_z 分量。为了叙述的完整，这里把方程（4.1.129）和（4.1.130）重录于下，随后再给出柱坐标和球坐标中的类似表达式

(TM_z)	(TE_z)	
$E_x=\frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2 Az}{\partial x\partial z}$	$E_x=-\frac{\partial F_z}{\partial y}$	
$E_y=\frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2 Az}{\partial y\partial z}$	$E_y=\frac{\partial F_z}{\partial x}$	
$E_z=\frac{1}{\hat{y}}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)A_z$	$E_z=0$	
$H_x=\frac{\partial A_z}{\partial y}$	$H_x=\frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2 F_z}{\partial x\partial x}$	
$H_y=\frac{\partial A_z}{\partial x}$	$H_y=\frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2 F_z}{\partial y\partial z}$	
$H_z=0$	$H_z=\frac{1}{\hat{z}}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)F_z$	(A4.1.22)

柱坐标系

(TM_z)	(TE_z)
$E_\rho=\frac{1}{\hat{y}}\frac{\partial^2 A_z}{\partial\rho\partial z}$	$E_\rho=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial F_z}{\partial\theta}$

$$E_\theta = \frac{1}{\hat{y}\rho}\frac{\partial^2 A_z}{\partial\theta\partial z} \qquad E_\theta = \frac{\partial F_z}{\partial\rho}$$

$$E_z = \frac{1}{\hat{y}}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)A_z \qquad E_z = 0$$

$$H_\rho = \frac{1}{\rho}\frac{\partial A_z}{\partial\theta} \qquad H_\rho = \frac{1}{\hat{z}}\frac{\partial^2 F_z}{\partial\rho\partial z}$$

$$H_\theta = -\frac{\partial A_z}{\partial\rho} \qquad H_\theta = \frac{1}{\hat{z}\rho}\frac{\partial^2 F_z}{\partial\theta\partial z}$$

$$H_z = 0 \qquad H_z = \frac{1}{\hat{z}}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)F_z \qquad \text{(A4.1.23)}$$

球坐标系

(TM_r)	(TE_r)
$E_r = \frac{1}{\hat{y}}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{2}{r^2}\right)A_r$	$E_r = 0$
$E_\theta = \frac{1}{\hat{y}r}\left(\frac{\partial^2}{\partial r\partial\theta} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\right)A_r$	$E_\theta = -\frac{-1}{r\sin\theta}\frac{\partial F_r}{\partial\varphi}$
$E_\varphi = \frac{1}{\hat{y}r\sin\theta}\left(\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)A_r$	$E_\varphi = \frac{1}{r}\frac{\partial F_r}{\partial\theta}$
$H_r = 0$	$H_r = \frac{1}{\hat{z}}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{2}{r^2}\right)F_r$
$H_\theta = \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial A_r}{\partial\varphi}$	$H_\theta = \frac{1}{\hat{z}r}\left(\frac{\partial^2}{\partial r\partial\theta} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\right)F_r$
$H_\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial\theta}$	$H_\varphi = \frac{1}{\hat{z}r\sin\theta}\left(\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)F_r$ (A4.1.24)

附录 4.1.2 边界条件

麦克斯韦方程的积分形式

作为麦克斯韦方程组中第一个方程的法拉第定律，其微分形式为

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \tag{A4.2.1}$$

作为第二个方程的安培定律，其微分形式为

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} \tag{A4.2.2}$$

可以把斯托克斯定理用于方程（A4.2.1）和（A4.2.2）（Reitz and Milford，1960，P.16）。根据该定理，一矢量的旋度的法向分量沿一曲面的积分，等于该矢量的切向分量沿曲面边界的环路积分，即

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \mathbf{n} ds = \oint_c \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \tag{A4.2.3}$$

式中 $\mathbf{n}$ 是曲面上积分元 ds 的法向单位向量，$d\mathbf{l}$ 是沿积分环路的长度矢量元。由此，方程（A4.2.1）和（A4.2.2）可改写成积分形式

$$\oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds \tag{A4.2.4}$$

$$\oint_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} ds \tag{A4.2.5}$$

式中的电流 I 为

$$I = \int_S \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} ds \tag{A4.2.6}$$

方程（A4.2.4）和（A4.2.5）分别为法拉第定律和安培定律的积分表示形式。在式（A4.2.4）中，对时间的微分算子被置于积分号外，因为曲面 S 不随时间改变。

借助散度定理（或称高斯定理）可以把麦克斯韦第三和第四方程变换成积分形式。该定理为

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{A} dv = \int_S \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} ds \tag{A4.2.7}$$

式中 S 为包围体积 V 的封闭曲面，$\mathbf{n}$ 为外法向单位矢量．具体地说，方程

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{A4.2.8}$$

变为

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} ds = 0 \tag{A4.2.9}$$

而方程

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \tag{A4.2.10}$$

变为

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} ds = \int_V \rho dv = q \tag{A4.2.11}$$

式中 q 是曲面包围的体积中的总电荷．类似地，连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{A4.2.12}$$

变为

$$I = \oint_S \mathbf{J} \cdot \mathbf{n} ds = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dv = -\frac{\partial q}{\partial t} \tag{A4.2.13}$$

也就是说，从一封闭面 S 流出的总电流，等于被 S 包围的体积内电荷随时间消减的速率．

在推导边界条件时，采用麦克斯韦方程的积分表达形式特别方便．

边界条件

固体地球物理中的电磁问题所涉及的，主要是在外加场（或称一次场）作用下产生的电流、场强、或势．一次场引起电流和电荷的二次分布，并因此产生二次场．总场则是一次场和二次场的和．不管是一次场还是二次场都必须满足麦克斯韦方程及其导出方程，还要满足适当的边界条件．这里所说的边界条件，是根据问题的性质在所涉及各分区均匀介质的分界处（比如空气—大地分界面）设定的．因此，我们最常碰到的问题，都可归属于所谓的边值问题．下面就讨论建立边界条件的方法．

法向 $\mathbf{B}$

首先讨论磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的法向分量的连续性．图 A4.2.1 示出了电性不同的两种介质相互接触的情形．S 是物理参数为 $\varepsilon_1\mu_1\sigma_1$ 和 $\varepsilon_2\mu_2\sigma_2$ 的两种介质的分界面，我们希望确定该分界面上场的性质．为此，我们构造一个跨越分界面、高为 Δl 和截面为 Δa 的小扁盒子，盒子的上底面在介质 1 中，盒子的下底面在介质 2 中．现在计算沿小盒子的周壁和上下底面的积分．假如上下底面 Δa 取得非常小，则可认为上下底面上 $\mathbf{B}$ 为常数，且分别取

值为 $\mathbf{B}_1$ 和 $\mathbf{B}_2$。于是，方程（A4.2.9）可用下式近似代替

$$(\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n}_2)\ \Delta a + \text{周壁的贡献} = 0 \qquad \text{(A4.2.14)}$$

周壁对面积分的贡献与 Δl 成正比。因此，只要 Δa 保持有限，随着 $\Delta l \to 0$ 这项贡献就可以忽略。方程（A4.2.14）于是变成

$$\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n}_2 = 0 \qquad \text{(A4.2.15)}$$

法向向量指向外，故有

$$\mathbf{n}_1 = \mathbf{n} = -\mathbf{n}_2 \qquad \text{(A4.2.16)}$$

并且方程（A4.2.15）变为

$$(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{n} = 0 \qquad \text{(A4.2.17)}$$

上式表明，B 的法向分量在通过界面时是连续的，即 $B_{n1} = B_{n2}$。

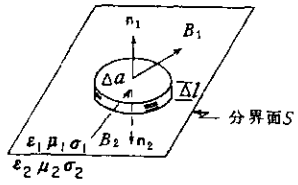


图 A4.2.1 法向B的连续性。介质分界面通过扁盒中间。介质1和介质2的物理参数分别为$\varepsilon_1\mu_1\sigma_1$和$\varepsilon_2\mu_2\sigma_2$。介质 1 和介质 2 中的磁感应强度分别为 $\mathbf{B}_1$ 和 $\mathbf{B}_2$。$\mathbf{n}_1$ 和 $\mathbf{n}_2$ 与小盒子的上下底面垂直，指向外

法向 D

可以沿用与上述类似的方法讨论矢量 D。（A4.2.11）式的积分可以近似为

$$\int_V \rho dv = \rho \Delta l \Delta a \qquad \text{(A4.2.18)}$$

为方便计，用面电荷密度 ρ_s（单位面积的电荷）代替乘积 $\rho \Delta l$。从方程（A4.2.11）有

$$(\mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n}_2)\Delta a = \rho_s \Delta a \qquad \text{(A4.2.19)}$$

或者

$$(\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) \cdot \mathbf{n} = \rho_s \qquad \text{(A4.2.20)}$$

方程（A4.2.20）表明，由于存在密度为 ρ_s 的面电荷积累，矢量 D 的法向分量在通过分界面时是不连续的。

切向 E

我们的讨论从方程（A4.2.4）开始。先设置如图 A4.2.2 所示的积分环路。于是有

$$-\int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n}_e da = \oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \mathbf{E}_1 \cdot \Delta \mathbf{l} + \mathbf{E}_2 \cdot (-\Delta \mathbf{l}) + \text{环路左右两侧的贡献} \qquad \text{(A4.2.21)}$$

式中 $\mathbf{E}_1 \cdot \Delta l$ 和 $\mathbf{E}_2 \cdot \Delta l$ 分别为 E 在介质 1 和介质 2 中的切向分量。方程（A4.2.21）的左端可近似为

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n}_e \Delta h \Delta \mathbf{l} = (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \cdot \Delta \mathbf{l} \qquad \text{(A4.2.22)}$$

在极端的情况下，随着高度 $\Delta h \to 0$，上式的左端也趋于零，所以，通过界面时 E 的切向分量 E_t 是连续的，即 $E_{t1} = E_{t2}$。令 n 为分界面的法向单位矢量，$n \times E$ 就是 E 的切向分量(参照图 A4.2.2)。因此，这个边界条件常常写成

$$n \times (E_1 - E_2) = 0 \tag{A4.2.23}$$

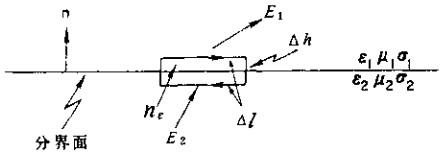


图 A4.2.2 切向E的连续性。积分环路跨越两种介质的分界面。介质1和介质2的物理参数分别为 $\varepsilon_1\mu_1\sigma_1$ 和 $\varepsilon_2\mu_2\sigma_2$，电场矢量分别为 E_1 和 E_2

切向 H

这里所用的方法与处理切向 E 的方法相同。对 H 的积分环路如图 A4.2.2 所示。只用 H 沿分界面的切向分量，并令环路中的 Δh 小到可以忽略，则方程 (A4.2.5) 可改写为

$$n \times (H_1 - H_2) = \lim_{\Delta h \to 0} \left(\frac{\partial D}{\partial t} + J \right) \Delta h \tag{A4.2.24}$$

由于假定 D 及其微商是有限的，所以当 $\Delta h \to 0$ 时，上式右手端的第一项也趋于零，若电流密度 J 是有限的，第二项同样趋于零。也有可能存在面电流 J'

$$J' \equiv \lim_{\substack{\Delta h \to 0 \\ J \to \infty}} J \Delta h \tag{A4.2.25}$$

这时切向 H 的边界条件变为

$$n \times (H_1 - H_2) = J_s \text{ (存在面电流)} \tag{A4.2.26}$$

如果两种介质的电导率是有限的，而 $E = J/\sigma$ 又必需是有限的，这时不可能存在面电流 J_s，边界条件变为

$$n \times (H_1 - H_2) = 0 \text{ (电导率有限)} \tag{A4.2.27}$$

假如电导率 σ 是无限的，J 也可能是无限的，而我们的基本假设 E 和其它三个场矢量是有限的并没有被破坏，这时应采用边界条件 (A4.2.26)。

电流密度 J——直流

参见图 A4.2.3，流入和流出跨越两种介质分界面的扁盒子的电流可分为切向分量和

法向分量.

当扁盒子的高度趋于零时，法向电流（通过分界面的电流）可由

$$I = \mathbf{J}_1 \cdot \mathbf{n}\Delta a$$

或者

$$I = \mathbf{J}_2 \cdot \mathbf{n}\Delta a$$

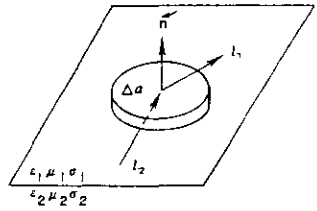
给出. J 的法向分量 $\mathbf{J}_n$ 通过界面时必须是连续的，即

$$(\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2) \cdot \mathbf{n} = 0$$

或者

$$J_{n1} = J_{n2}$$

上式与 $\nabla_n \cdot \mathbf{J} = (\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2) \cdot \mathbf{n} = 0$ 是等价的.



图A4.2.3 法向J的连续性. 介质分界面穿过扁盒子. 介质物理参数分别为$\varepsilon_1\mu_1\sigma_1$和$\varepsilon_2\mu_2\sigma_2$，电流密度分别为 J_1 和 J_2

电流密度$\hat{\gamma}\mathbf{E}$——交流

当讨论分界面处的交变场时，涉及到的是总电流$\hat{\gamma}\mathbf{E}$；它通过分界面时是连续的，所以边界条件成为

$$\hat{\gamma}_1 E_{n1} = \hat{\gamma}_2 E_{n2}$$

上式表明

$$\nabla_n \cdot \mathbf{J} = (\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2) \cdot \mathbf{n} \neq 0$$

因为对于交变场 $\nabla \cdot \mathbf{J} + \partial\rho / \partial t = 0$.

第二节　无限介质中的源

在研究钻孔地球物理方法时，分析全空间中一个电磁源的理论响应有直接的实际意义，因为在这种情况下大地一空气分界面的影响可以忽略。即使对于存在电导率分界面的问题，针对全空间问题的讨论也是深入理解的基础，是构造解析解和进行数值解的第一步。大地表面可当做平面，因此直角坐标系的地球物理公式用途最大。

一、标量格林函数

格林函数的概念非常重要。所谓格林函数是置于坐标原点的单位点源的响应。一般情况下，格林函数需考虑电导率分界面的影响，故需通过解边值问题才能求得。全空间情况下唯一的边界条件是无穷远处的场为零，格林函数的推导因此变得十分简单。用数学变换方法解适当的微分方程可求得全空间的格林函数。

首先定义空间三重傅氏变换对（Baños，1966）：

$$\tilde{\tilde{\mathbf{A}}}(k_x,k_y,k_z) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{A}(x,y,z)e^{-i(k_x x+k_y y+k_z z)}\,dxdydz \tag{4.2.1}$$

$$\mathbf{A}(x,y,z) = \frac{1}{8\pi^3}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{\tilde{\mathbf{A}}}(k_x,k_y,k_z)e^{i(k_x x+k_y y+k_z z)}dk_x\,dk_y\,dk_z \tag{4.2.2}$$

取方程（4.1.115）的傅氏变换并利用傅氏变换的微分性质，得到代数方程

$$(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2 + k^2)\,\tilde{\tilde{\mathbf{A}}} = -\tilde{\tilde{\mathbf{J}}}$$

或者

$$\tilde{\tilde{\mathbf{A}}} = \tilde{\tilde{G}}\,\tilde{\tilde{\mathbf{J}}} \tag{4.2.3}$$

式中

$$\tilde{\tilde{G}} = \frac{1}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - k^2} \tag{4.2.4}$$

是格林函数的傅氏变换

式（4.2.3）是傅氏变换域中的乘积，所以它是由下式给出的空间域中的一个褶积

$$\mathbf{A}(x,y,z) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}G(x-x',y-y',z-z')\,\mathbf{J}(x',y',z')\,dx'dy'dz' \tag{4.2.5}$$

式中 G 是三维标量电磁格林函数。如果 G 已知，则对于任何源 $\mathbf{J}$，可利用（4.2.5）式计算相应的 $\mathbf{A}$。可见，格林函数的作用可与线性系统理论中脉冲响应的作用相类比。

格林函数满足标量微分方程

$$\nabla^2 G + k^2 G = -\delta(x)\,\delta(y)\,\delta(z) \tag{4.2.6}$$

为证明此点，先对（4.2.6）式施行变换，然后解出$\tilde{G}$,即得(4.2.4)式．为了求 G，需计算式（4.2.4）的反傅氏变换．第一步先对 z 积分

$$\tilde{G}(k_x,k_y,z)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{ik_z z}}{k_x^2+k_y^2+k_z^2-k^2}\,dk_z \tag{4.2.7}$$

查积分表得（Erdelyi，1954）

$$\tilde{G}(k_x,k_y,z)=\frac{e^{-u|z|}}{2u} \tag{4.2.8}$$

其中

$$u=(k_x^2+k_y^2-k^2)^{1/2}$$

下一步需要计算二维反傅氏变换

$$G(x,y,z)=\frac{1}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{u}e^{-u|z|}e^{i(k_x x+k_y y)}\,dk_x dk_y \tag{4.2.9}$$

对于圆对称被积函数（上式中的被积函数属此类）来说，可以利用下面的关系式将二重傅氏变换转换成汉克尔变换（Baños，1966），

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}F(k_x^2+k_y^2)e^{i(k_x x+k_y y)}\,dk_x dk_y=2\pi\int_0^{\infty}F(\lambda)\lambda J_0(\lambda\rho)\,d\lambda \tag{4.2.10}$$

其中

$$\lambda^2=k_x^2+k_y^2$$

$$\rho^2=x^2+y^2$$

J_0 为零阶贝塞尔函数．

在推导方程（4.2.10）时，做了如下替换：

$$k_x=\lambda\cos\psi$$

$$k_y=\lambda\sin\psi$$

$$x=\rho\cos\phi$$

$$y=\rho\sin\phi$$

并把积分变成柱坐标形式，从而得到

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}F(k_x^2+k_y^2)e^{i(k_x x+k_y y)}\,dk_x dk_y=\int_0^{\infty}F(\lambda)\int_0^{2\pi}e^{i\lambda\rho\cos(\psi-\phi)}\,d\psi\lambda\,d\lambda$$

利用零阶贝塞尔函数的积分公式（Watson，1944）

$$\int_0^{2\pi} e^{i\lambda\rho\cos(\psi-\phi)}\,d\psi = 2\pi J_0(\lambda\rho) \tag{4.2.11}$$

最后得到（4.2.10）式。

于是式（4.2.9）成为

$$G(\rho,z) = \frac{1}{4\pi}\int_0^{\infty}\frac{\lambda}{u}e^{-u|z|}J_0(\lambda\rho)d\lambda \tag{4.2.12}$$

式中

$$u = (\lambda^2 - k^2)^{1/2}$$

查汉克尔变换表（Erdelyi，1954），全空间格林函数由下式给出

$$G(r) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \tag{4.2.13}$$

式中

$$r = |\mathbf{r}| = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$$

根据方程（4.2.5），对于体积 v 中一电流源，有

$$\mathbf{A}(x,y,z) = \int_v \frac{e^{-ik[(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2]^{1/2}}}{4\pi[(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2]^{1/2}}\mathbf{J}(x',y',z')dx'dy'dz' \tag{4.2.14}$$

或者更简洁地表示为

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_v \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\mathbf{J}(\mathbf{r}')dv' \tag{4.2.15}$$

二、时间域格林函数

为求时间域中的格林函数，须做关于频率的反傅氏变换，即

$$g(r) = \frac{1}{8\pi^2 r}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-r(\omega^2\mu\varepsilon - i\omega\mu\sigma)^{1/2}}e^{i\omega t}d\omega \tag{4.2.16}$$

这就是在 $t=0$ 时置于坐标原点的脉冲源的响应。

非导电的情形

对于某些地球物理应用领域来说，研究置于自由空间中的源引起的有实际意义。在这种情况下电导率为零，方程（4.2.16）变为

$$g(r) = \frac{1}{8\pi^2 r}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega[t\pm r(\mu\varepsilon)^{1/2}]}d\omega \tag{4.2.17}$$

利用关系式（Jackson，1975）

$$\delta(t \pm t') = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(t\pm t')}d\omega \tag{4.2.18}$$

得到

$$g(r) = \frac{1}{4\pi r}\delta(t - r/c) \ , \tag{4.2.19}$$

式中 $c = 1/(\mu\delta)^{1/2}$ 是光速（真空中为 3.0×10^8m/s）。上式中我们取的是负号，因为根据因果律，$t<0$ 时 g 必须为零。

为求矢量势，将方程（4.2.19）代入方程（4.2.5）的时间域表达形式

$$\mathbf{a}(\mathbf{r},t) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{r}-\mathbf{r}',t-t')\,\mathbf{j}(\mathbf{r}',t')dt'dx'dy'dz' \tag{4.2.20}$$

得到

$$\mathbf{a}(\mathbf{r},t) = \int_{v}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta\left(t - t' - \dfrac{R}{c}\right)}{4\pi R}\mathbf{j}(\mathbf{r}',t')dt'dv' \tag{4.2.21}$$

式中 $R = |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$。

δ 函数是偶函数，故有

$$\mathbf{a}(\mathbf{r},t) = \int_{v}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta\left[t' - \left(t - \dfrac{R}{c}\right)\right]}{4\pi R}\mathbf{j}(\mathbf{r}',t')dt'dv' \tag{4.2.22}$$

利用 δ 函数的筛选特性（sifting property），上式变为

$$\mathbf{a}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4\pi}\int_{v}\frac{1}{R}\mathbf{j}\left(\mathbf{r}',t - \frac{R}{c}\right)dv' \tag{4.2.23}$$

被积函数中的电流取较早时间（$t-R/c$）的值，它在 r 处的势是延迟了的。

一般情形

在方程（4.2.13）中取 $s=i\omega$，使它成为拉普拉斯变换形式，就得到一般情形下的瞬态格林函数

$$G(r,s) = \frac{e^{-(\mu\varepsilon s^2 - \mu\sigma s)^{1/2}r}}{4\pi r}$$

或者

$$G(r,s) = \frac{e^{-(s^2+\sigma s/\varepsilon)^{1/2}\alpha}}{4\pi r} \tag{4.2.24}$$

式中 $\alpha = r/c$，沿用巴塔查亚的方法（Bhattacharyya，1957），可将方程（4.2.24）改写为

$$G(r,s) = -\frac{1}{4\pi r}\frac{\partial}{\partial \alpha}\left[\frac{e^{-(s^2+\sigma s/\varepsilon)^{1/2}\alpha}}{\left(s^2+\frac{\sigma}{\varepsilon}s\right)^{1/2}}\right]$$

查拉普拉斯变换表（Abramowitz and Stegun，1964），有

$$g(r,t) = -\frac{1}{4\pi r}\frac{\partial}{\partial \alpha}\left\{e^{-\sigma t/2\varepsilon} I_0\left[\frac{\sigma}{2\varepsilon}(t^2-\alpha^2)^{1/2}\right]u(t-\alpha)\right\} \tag{4.2.25}$$

式中 u 是单位阶跃函数，I_0 是零阶第一类变型贝塞尔函数.

利用关系式

$$I_0'(z) = I_1(z)$$

将方程（4.2.25）改写为

$$g(r,t) = \frac{1}{4\pi r}\left\{e^{-a(r/c)}\delta\left(t-\frac{r}{c}\right) + \frac{a\frac{r}{c}e^{-at}}{\left(t^2-\frac{r^2}{c^2}\right)^{1/2}} I_1\left[a\left(t^2-\frac{r^2}{c^2}\right)^{1/2}\right]u\left(t-\frac{r}{c}\right)\right\} \tag{4.2.26}$$

式中 $a = \sigma/2\varepsilon$。上式就是韦特（Wait，1958），以及考夫曼和凯勒（Kaufman and Keller，1983）给出的表达式。

似稳态的情形

考虑到大地的衰减作用，地球物理电磁勘查方法通常必须采用低频或晚延时观测体制。在这种情况下位移电流可以忽略，方程（4.2.24）变为

$$G(r,s) = \frac{e^{-(\mu\sigma s)^{1/2}r}}{4\pi r} \tag{4.2.27}$$

查拉普拉斯变换表（Abramowitz and Stegun，1964），上式的反拉普拉斯变换为

$$g(r,t) = \frac{(\mu\sigma)^{1/2}}{8\pi^{3/2}t^{3/2}} e^{-\mu\sigma r^2/4t} u(t) \tag{4.2.28}$$

图 4.2.1 示出了在电导率为 0.01S/m 的全空间中，距源 100m 处 $g(r, t)$ 对时间的变化曲线，自由空间的格林函数，如方程（4.2.19）所描述的，是在 $t = r/c$ 时的一个脉冲（见图 4.2.1 中的箭头）。导电全空间的影响就是把这个脉冲展宽并延迟。当 $t \geqslant 3\mu s$ 时，用（4.2.26）的精确表达式计算的格林函数值与根据似稳态表达式计算的值（图 4.2.1）实际上是一致的。在 $2\mu s$ 时，精确值只比图中的似稳态值小 9%。对方程

(4.2.28) 求微商并令其为零即得到最大值，相应的 $t=r^2\mu_0\sigma/6=0.021\text{ms}$。在晚延时段，格林函数是 $t^{-3/2}$ 的函数，在双对数坐标上呈线性减小，俯角 56.3°。

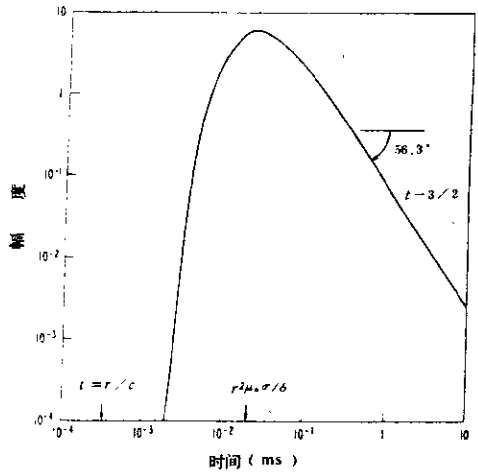


图 4.2.1 时间域中的标量 EM 格林函数 $r=100\text{m}$；$\sigma=0.01\text{S/m}$

将方程 (4.2.28) 代入方程 (4.2.20)，有

$$\mathbf{a}(\mathbf{r},t)=\frac{(\mu\sigma)^{1/2}}{8\pi^{3/2}}\int_v\int_0^t\frac{1}{(t-t')^{3/2}}e^{-\mu\sigma|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2/4(t-t')}\mathbf{j}(\mathbf{r}',t')dt'dv' \tag{4.2.29}$$

或写成

$$\mathbf{a}(\mathbf{r},t)=\frac{(\mu\sigma)^{1/2}}{8\pi^{3/2}}\int_v\int_0^t\frac{1}{(t')^{3/2}}ce^{-\mu\sigma|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2/4t'}\mathbf{j}(\mathbf{r}',t-t')dt'dv' \tag{4.2.30}$$

三、直流点电源

虽然我们主要对交变电流产生的电磁场感兴趣，但对直流点电源电场的解做一简要讨论并非多余。在频率为零时，关于标量势的方程 (4.1.119) 变为①

$$\nabla^2V=-\frac{1}{\sigma}\nabla\cdot\mathbf{J} \tag{4.2.31}$$

若一电极置于坐标原点，那么通过包围该电极的封闭面的总电流是

①实际上，对式 (4.1.115) 取散度再利用式 (4.1.113) 得出式 (4.2.31) 会更清楚些——译者。

$$\int_s \mathbf{J}\cdot d\mathbf{s} = I$$

根据散度定理有

$$\int_v \nabla\cdot\mathbf{J}\,dv = I$$

因此，可把 $\nabla\cdot\mathbf{J}$ 看做为一个广义函数

$$\nabla\cdot\mathbf{J} = I\,\delta(x)\delta(y)\delta(z) \tag{4.2.32}$$

代入式 (4.2.32) 后，方程 (4.2.31) 变成

$$\nabla^2 V = -\frac{I}{\sigma}\delta(x)\delta(y)\delta(z) \tag{4.2.33}$$

比照方程 (4.2.6) 的解，令 $k=0$，有

$$V(r) = \frac{I}{4\pi\sigma r} \tag{4.2.34}$$

于是得到点源的电场为

$$\mathbf{E} = -\nabla V = \frac{I}{4\pi\sigma r^3}(x\mathbf{u}_x + y\mathbf{u}_y + z\mathbf{u}_z) \tag{4.2.35}$$

四、谐和电偶极源

置于坐标原点的一 X 方向电偶极（长度为 Δs 的小电流元）中的电流密度可由下式表示（Baños，1966）

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_x I\,\Delta s\left[\frac{u\left(x+\frac{\Delta s}{2}\right) - u\left(x-\frac{\Delta s}{2}\right)}{\Delta s}\right]\delta(y)\delta(z) \tag{4.2.36}$$

因为

$$u'(x) = \delta(x)$$

即单位阶跃函数的微商是 δ 函数，故当 $\Delta s \to ds$ 时有

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_x I\,ds\,\delta(x)\delta(y)\delta(z) \tag{4.2.37}$$

将方程 (4.2.37) 代入方程 (4.2.14)，得到电偶源的矢量势

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{I\,ds}{4\pi r}e^{-ikr}\mathbf{u}_x \tag{4.2.38}$$

可以看到，无论那一点的矢量势都与源偶极的方向相同。根据方程（4.1.122），电场由下式给出①

$$\mathbf{E} = \frac{I\,ds}{4\pi\sigma}\left[\mathbf{u}_x\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) + \mathbf{u}_y\frac{\partial^2}{\partial x\partial y} + \mathbf{u}_z\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}\right]\frac{e^{-ikr}}{r} \tag{4.2.39}$$

进而有

$$\mathbf{E} = \frac{I\,ds}{4\pi\sigma r^3}e^{-ikr}\left[\left(\frac{x^2}{r^2}\mathbf{u}_x + \frac{xy}{r^2}\mathbf{u}_y + \frac{xz}{r^2}\mathbf{u}_z\right)(-k^2r^2 + 3ikr + 3) + (k^2r^2 - ikr - 1)\mathbf{u}_x\right] \tag{4.2.40}$$

根据方程（4.1.123），磁场由下式给出

$$\mathbf{H} = \frac{I\,ds}{4\pi}\left[\mathbf{u}_y\frac{\partial}{\partial z} - \mathbf{u}_z\frac{\partial}{\partial y}\right]\frac{e^{-ikr}}{r} \tag{4.2.41}$$

进而有

$$\mathbf{H} = \frac{I\,ds}{4\pi r^2}(ikr + 1)e^{-ikr}\left(-\frac{z}{r}\mathbf{u}_y + \frac{y}{r}\mathbf{u}_z\right) \tag{4.2.42}$$

对于许多实际的情况，两端接地的载流导线产生的场不能近似地当作偶极的场．只有当观测点距载流导线中心的距离不小于导线长度的 5—10 倍时，它的场才能用偶极场近似．观测点较近时，需对（4.2.40）和（4.2.42）式沿导线积分．伊南等人给出了均匀介质中有限长载流导线所产生场的解析表达式，并图示了电场和磁场的性质（Inan 等，1985）．

五、瞬态电偶极源

我们已经推导出了频率域中场的表达式（系统函数），所以求方程（4.2.40）和（4.2.42）的反（时间）傅氏变换比从方程（4.2.29）开始推导来得方便．下面将讨论一种实际应用的阶跃电流 $Iu(t)$ 的情形，并忽略位移电流的影响．对脉冲响应 $h(t)$ 积分，得到阶跃响应 $\hat{h}(t)$；对于一个因果系统来说，阶跃响应 $f(t)$ 为

$$f(t) = \int_0^t h(\tau)\,d\tau \quad t \geqslant 0 \tag{4.2.43}$$

在勘查地球物理中常常观测负阶跃函数 $u(-t) = 1-u(t)$ 的响应 $f_-(t)$，也就是说，观测一稳定电流被切断后场的衰减．这时

$$f_-(t) = \int_t^\infty h(\tau)\,d\tau = \int_0^\infty h(\tau)d\tau - \int_0^t h(\tau)d\tau \quad t \geqslant 0$$

①式（4.2.39）是在位移电流可忽略的条件下由式（4.1.122）得出的——译者。