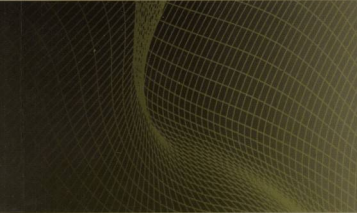

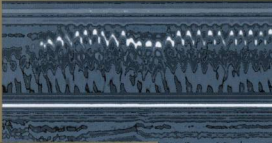


地质雷达探测原理 与方法研究



杨 峰 彭苏萍◎著

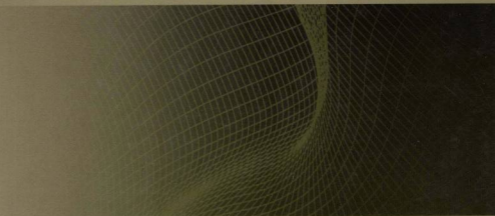


科学出版社
www.sciencep.com

(P-1909.0101)



地质雷达探测原理 与方法研究



ISBN 978-7-03-024731-5



9 787030 247315 >

销售分类建议：地球物理/矿业/工程地质/电子信息

定价：49.00 元

地质雷达探测原理 与方法研究

杨 峰 彭苏萍 著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书详细论述了有关地质雷达的基本理论、数据处理方法、资料解释方法和典型应用。本书共分7章,主要内容包括电磁波在岩土介质中的传播规律、地质雷达仪器基本原理及设计、地质雷达常用数据结构、地质雷达资料处理、地质雷达资料解释和地质雷达实际应用。本书的取材大多来自科研和工程实践,注重理论与实践紧密结合,其技术方法主要针对现实需要解决的问题展开讨论。在内容安排上,注重理论的系统性,尽可能在理论探讨上深入浅出,在应用上兼顾各类工程实际。

本书可作为高等院校电子信息、信息与计算科学、应用地球物理等专业研究生教材,也可供雷达系统、矿业工程、隧道工程、道路工程、市政工程等领域的科研和工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

地质雷达探测原理与方法研究/杨峰,彭苏萍著. —北京:科学出版社,2010

ISBN 978-7-03-024731-5

I. 地… II. ①杨…②彭… III. 雷达探测-地质勘探-研究 IV. P624

中国版本图书馆CIP数据核字(2009)第094439号

责任编辑:韩 鹏 于宏丽 / 责任校对:陈玉凤

责任印制:钱玉芬 / 封面设计:王 浩

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

http://www.sciencep.com

新 华 印 刷 厂 印 刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2010年4月第一版 开本:787×1092 1/16

2010年4月第一次印刷 印张:13 3/4

印数:1—1 500 字数:314 000

定价:49.00元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

地质雷达探测是一种快速、连续、非接触电磁波探测技术，它具有采集速度快、分辨率高的特点。自1970年美国生产出第一台商用地质雷达后，国内外相关研究单位或公司便根据各自的研究目标，开展了广泛的开发和应用研究。1995年我从美国回国后，便想将地质雷达技术应用于煤矿井下地质构造和异常体的探测，但因以前的地质雷达装备主要是为地面探测环境设计，设备不防爆，天线内部的信号振荡干扰大，深部反射弱，天线非屏蔽或屏蔽性差，因此不适合矿井使用。针对上述问题和煤炭工业安全生产的迫切需求，我们决定开发一套具有我国全部自主知识产权、主要用于矿井地质构造探测的便携式地质雷达。

技术和装备开发的道路是艰辛的，其中最主要的困难是在我的研究小组中，熟悉地质雷达装备与技术的人手不够。我向中国矿业大学机电学院宁书年教授求援，得到他的大力支持与合作。我们经常在一起讨论，并到国内相关研究单位调研。宁书年教授还介绍自己的助手、青年教师杨峰同志加入到我的课题组。但是，由于我和宁书年教授除合作之外，还有各自的研究项目，在项目研究的前期，有时经常碰不到一起，影响到研究项目的进度。我又向宁书年教授提出请求，希望杨峰同志作为我课题组的博士生，由我和他共同指导，由我全权调配，努力将杨峰同志培养成一位在技术上过硬的专家，这又得到宁教授的无私支持。从1995年至今的15年间，我们都如约去做。2006年，宁书年教授因脑溢血去世。今天，本书出版之际，杨峰同志为主撰写人，我写下这段话，是表达我对宁书年教授的怀念和感谢之意！

杨峰同志跟随我开展地质雷达技术的开发工作15年了，在长期的合作过程中，他表现出科技人员优秀的品质和忘我的敬业精神。1999年，他成为我的在职博士生后，将我在地质雷达研究中的日常管理工作全部承担了下来。我在科研中是严格的，有时批评起来经常不顾情面，他本人有时不但要忍受委屈，还要帮我协调人际关系，很是不易。跟我一起工作，是没有休息日的，有时还经常通宵加班，这对一位有自己家庭的青年教师来说，实属不易。在开展地质雷达开发的过程中，我们解剖了国际上主流探地雷达装备的结构和技术特征，向上百个研发单位和技术人员请教，制定出我们的研发目标，并根据需求和技术进步不断调整和修改我们的研究计划。为了研究工作的正常进行，杨峰同志多次推迟自己的博士毕业时间。我们课题组能在15年内从毫无基础开始，形成了四种型号并具有自主知识产权的地质雷达技术，获得了多项发明专利和软件版权，是课题组科技人员共同努力的结果，这也与杨峰同志的默默努力分不开的。杨峰同志在课题研究中表现出的敬业精神，也是值得我学习的。

本书是我们课题组15年来在地质雷达研发中科研成果的初步总结，是由杨峰同志为主执笔人完成的，也是他15年潜心研究的心血。作为本书的合作者，我希望读者对

其进行批评指正，帮助我们在技术和方法上进一步改进，为我们指明进一步努力的方向。我更企盼有人通过本书能与我们结缘，加入到我们课题组，共同进行研究。

在本书出版之际，我要代表我们课题组向关心、支持和指导我们开展这项研究工作的中国工程院院士何继善先生、范维唐先生、钱鸣高先生，中国科学院院士刘光鼎先生、叶连俊先生，原煤炭工业部科教司胡省三先生、刘修源先生，中国矿业大学（北京）宁书年教授，清华大学冯正和教授，中国煤炭地质总局副局长孙升林先生，原郑州矿务局总工程师龚鹏飞先生，中国科学院地质与地球物理研究所的赵永贵研究员，美国劳雷工业公司的高级顾问袁明德先生等表示衷心的感谢！云南矿达科技发展有限公司的张维平总工程师、北京市勘察设计研究院陈昌彦总工程师、北京勘察技术工程有限公司刘同文总工程师、北京星通联华科技发展有限公司王鹏越工程师、北京公联洁达公路养护工程有限公司田立刚工程师、北京奥科瑞检测技术开发有限公司史文建工程师为本书提供部分数据，在此深表感谢！

课题组研究人员苏红旗副教授、鲍乘乾研究员、白崇文总工程师、马凯博士后、郝丽生工程师为本书提供了大量的试验和工程应用素材，同时引用了我的博士生翟波、皱华胜、付国强，硕士生刘杰、彭豪博、程炜、李明锦、赵国平论文的部分素材，在此一并表示衷心感谢！

本书获得了国家自然科学基金科学仪器基础研究（50127402 和 50927805）和中国矿业大学（北京）煤炭资源与安全开采国家重点实验室自主课题（SKLCRSM08B06）等项目的资助。

彭苏萍

煤炭资源与安全开采国家重点实验室主任

中国工程院院士

2009年4月于北京

目 录

前言

第1章 导论	1
1.1 地质雷达特点	1
1.2 地质雷达发展历史	2
1.3 地质雷达的应用	5
1.4 本书的内容安排	6
参考文献.....	6
第2章 岩土介质电磁波传播原理	8
2.1 岩土介质的主要电性参数 (电导率、磁导率与介电常数)	8
2.2 岩土主要介质的电磁性质	9
2.3 电磁场基本理论.....	11
2.4 电磁波在岩土介质中的传播.....	13
2.5 结构介质中电磁波的反射与折射.....	20
2.6 导体中的电磁波及表面的反射特征.....	23
2.7 介质的电磁性质及高频雷达波在分层有耗介质中的传播机制.....	24
参考文献	24
第3章 地质雷达采集系统	26
3.1 地质雷达硬件系统结构.....	26
3.2 地质雷达数据采集基本原理.....	27
3.3 地质雷达控制单元系统.....	31
3.4 接收及发射子系统.....	43
参考文献	46
第4章 常用地质雷达设备及数据结构	47
4.1 地质雷达设备.....	47
4.2 常用地质雷达数据结构.....	48
参考文献	57
第5章 地质雷达资料处理	58
5.1 资料处理理论基础.....	58
5.2 一维数字滤波处理.....	64
5.3 频谱补偿处理.....	73
5.4 二维滤波处理.....	75
5.5 希尔伯特变换 (瞬时变换)	80

5.6	反卷积运算	82
5.7	小波变换	88
5.8	水平预测滤波	91
5.9	子波相干加强	93
5.10	背景消除	95
5.11	道间平衡加强	97
5.12	自动增益	99
	参考文献	101
第6章	地质雷达资料解释	103
6.1	地下介质速度计算	103
6.2	层位厚度识别解释	104
6.3	公路路面厚度评测解释	108
6.4	病害异常拾取解释	111
6.5	铁路路基病害 CAD 成图解释	124
6.6	三维解释	130
6.7	谱分析解释	151
	参考文献	169
第7章	地质雷达应用	171
7.1	煤矿应用	171
7.2	城市管线探测	177
7.3	公路铁路隧道检测	181
7.4	隧道超前预报	191
7.5	地质勘察	198
7.6	铁路公路路基检测	201
7.7	其他应用	210

第 1 章 导 论

地质雷达是近年来发展迅速的高精度无损探测技术,已广泛应用到工程检测和地质勘察中,是近年物探领域研究的热点之一。本章简单介绍了地质雷达的发展历史和应用,最后给出本书的内容安排。

1.1 地质雷达特点

地质雷达向地下发送脉冲形式的高频宽带电磁波,电磁波在地下介质传播过程中,当遇到存在电性差异的地下目标体,如空洞、分界面时,电磁波便发生反射,返回到地面时由接收天线所接收;对接收到的电磁波进行信号处理和分析,根据信号波形、强度、双程走时等参数来推断地下目标体的空间位置、结构、电性及几何形态,从而达到对地下隐蔽目标物的探测。

地质雷达野外探测如图 1.1 所示。

脉冲波的近似行程时间为

$$t = \frac{\sqrt{4z^2 + x^2}}{v} \quad (1.1)$$

探地雷达探测目的层深度的计算式为

$$z = \frac{\sqrt{(vt)^2 - x^2}}{2} \quad (1.2)$$

如果发射 (T) 天线和接收 (R) 天线之间的距离满足 $x \ll z$, 那么式(1.1)和式(1.2)就可以简化为

$$t = \frac{z}{v} \quad (1.3)$$

$$z = \frac{vt}{2} \quad (1.4)$$

地质雷达作为一种新兴的地球物理方法,与其他地球物理方法(如浅层地震勘探、电阻率法、激发极化法)相比,具有以下特点:

- (1) 分辨率高。地质雷达中心频率为 10~1500MHz,其分辨率可达厘米级。
- (2) 无损性。地质雷达为无损探测技术。
- (3) 效率高。地质雷达仪器轻便,可连续测量,从数据采集到处理成像一体化,操

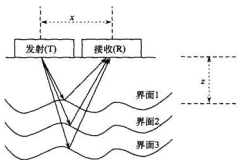


图 1.1 地质雷达野外探测示意图

作简单, 采样迅速, 所需人员少。

(4) 结果直观。地质雷达采用图像实时显示, 可在野外定性解释。

(5) 地下传播规律复杂。由于地下介质比空气具有较强的电磁波衰减特性, 加之地下介质的多样性和非均匀性, 电磁波在地下的传播比空气中复杂得多, 因而, 地质雷达系统涉及的理论面广, 技术难度大。

1.2 地质雷达发展历史

1.2.1 地质雷达技术的发展历史

地质雷达的历史最早可追溯到 20 世纪初, 1904 年, 德国人 Hulsmeyer 首次将电磁波信号应用于地下金属体的探测。1910 年, Leimback 和 Lowy 用埋设在一组钻孔里的偶极子天线探测地下相对高的导电性质的区域, 并申请了专利, 正式提出了地质雷达的概念。1926 年, Hulsenbeck 第一个提出应用脉冲技术确定地下结构的思路, 指出只要介电常数发生变化就会在交界面产生电磁波反射, 而且该方法易于实现, 优于地震方法。但由于地下介质具有比空气强得多的电磁衰减特性, 加之地下介质情况的多样性, 电磁波在地下的传播比空气中复杂得多, 这使得探地雷达技术的应用发展受到了很多的限制。初期的探测仅限于对波吸收很弱的冰层厚度 (Evans, 1963; Steenson, 1951) 和岩石与煤矿的调查等, 随着电子技术的发展, 直到 20 世纪 70 年代地质雷达技术才重新得到人们的重视, 同时美国阿波罗月球表面探测实验的需要, 更加速了对地质雷达技术的发展, 其发展过程大体可分为三个阶段。

第一阶段, 称为试验阶段。从 20 世纪 70 年代初期到 70 年代中期, 美国、日本、加拿大等国都在大力研究地质雷达技术, 英国、德国也相继有此项技术的论文和研究报告发表, 首家生产和销售商用 GPR 的公司问世, 即 R. Morey 和 A. Drake 成立的美国地球物理探测公司 (GSSI), 日本电器设备大学也研制出小功率的脉冲雷达系统。此期间地质雷达技术的进展主要停留在地表附近偶极天线的辐射场以及电磁波与各种地质材料相互作用的关系的认识上, 在地质雷达的探测精度和地下杂乱回波中目标体的识别等方面依然存在许多问题。

第二阶段, 称为实用化阶段。从 20 世纪 70 年代中后期到 80 年代, 地质雷达技术不断发展, 美国、日本、加拿大等相继推出定型的地质雷达系统。在国际市场, 主要有美国的地球物理探测公司 (GSSI) 的 SIR 系统、日本应用地质株式会社 (OYO) 的 YL-R2 地质雷达、英国煤气公司的 GP 管道雷达; 20 世纪 70 年代末, 加拿大 A-Cube 公司的 Annan 和 Davis 等在 1998 年创建了探头及软件公司 (SSI), 针对 SIR 系统的局限性以及野外实际探测的具体要求, 在系统结构和探测方式上进行了重大的改进, 大胆采用了微型计算机控制、数字信号处理以及光缆传输高新技术, 发展成了 EKKO Ground Penetrating Radar 系列产品, 简称 EKKO GPR 系列; 瑞典地质公司 (SGAB) 也生产出 RAMAC 钻孔雷达系统, 此外, 英国 ERA 公司、SPPSCAN 公司, 意大利 IDS 公司, 瑞典及丹麦也都在生产和研制各种不同型号的雷达。20 世纪 80 年代, 全数字化地质雷达的问世具有划时代的意义, 数字化 GPR 不仅提供了大量数据存储的解决

方案,增强了实时和现场数据处理的能力,为数据的深层次后处理带来方便,更重要的是 GPR 因此显露出更大的潜力,应用领域也不断向纵深拓展。

第三阶段,称为完善和提高阶段。从 20 世纪 80 年代至今,GPR 技术突飞猛进,更多的国家开始关注地质雷达技术,出现了很多地质雷达的研究机构,如荷兰的应用科学研究组织和代尔夫大学、法国和德国的 Saint-Louis 研究所 (ISL)、英国的 DERA、瑞典的 FOA、挪威科技大学的地质研究所、南非的开普敦大学、澳大利亚昆士兰大学、美国的林肯实验室和 Lawrence Livermore 国家实验室以及日本等都先后成立了专门研究机构。同时,地质雷达通过对天线的改进、信号处理和地下目标的成像等方面提出了许多新的见解,也得到了地球物理和电子工程界的更多关注。GSSI 公司在商业上取得了极大的成功,Pulse Radar 公司、Panetradar 公司以及加拿大的 SSI 公司也在此期间发展迅速。进入 21 世纪以后,地质雷达逐渐向更多的领域拓展,在矿产调查、考古、地质勘探、铁路、公路、水文、农业、环境工程、土木工程、市政设施维护以及刑事勘察等各领域都有重要的应用,解决地质构造、场地勘察、线路选择、工程质量检测、病害诊断、超前预报、垃圾填埋场环境污染研究等问题。

我国地质雷达的研制工作起步较晚,在 20 世纪 70 年代中期,以煤炭科学研究总院重庆分院高克德教授为首的地质雷达专题小组,针对煤矿生产特点研制开发了地质雷达产品(KDL 系列矿井防爆雷达仪)。20 世纪 80 年代末到 90 年代初,随着国内地质雷达仪器研制水平的提高及国外先进仪器的引进,国内不少高校和科研单位开展了地下目标探测方面的工作,其中电子科技大学、西安交通大学、中国电子科技集团公司第二十二研究所、中国电子科技集团公司第五十研究所、中国科学院长春物理研究所、北京遥感设备研究所、北京理工大学、清华大学、西南交通大学、北京爱迪尔公司等单位先后研制了地质雷达试验系统,并在其中某些技术上取得了一些成果。20 世纪 90 年代末和 21 世纪初,中国矿业大学(北京)根据国内煤炭发展需要,成立仪器项目开发组,开始着手地质雷达的研制,并于 2004 年开发出具有自主知识产权的地质雷达产品。

近几年来,地质雷达在硬件方面的发展已趋于平稳,仪器生产厂家把重点放在如何提高数据采集速率和信噪比、数据处理算法和解释软件的智能化等方面。

1.2.2 地质雷达信号处理与解释技术的发展

电磁波在地下传播过程十分复杂,各种噪声和杂波的干扰非常严重,正确识别各种杂波和噪声,提取有用信息是地质雷达解释的重要环节,是对雷达记录进行各种数据处理是关键。由于电磁波在地下传播形式与地震波十分相似,而且地质雷达数据剖面也类似于反射地震数据剖面,因此反射地震数据处理的许多有效技术均可用于地质雷达数据处理中,但电磁波和地震波存在着动力学差异,如衰减性,因此单一地移植、借鉴地震资料处理技术是不够的,电磁波在湿的地层中衰减比在干的情况下要大,而地震波却恰好相反,而且地质雷达的穿透深度比地震波要浅得多。

雷达常规信号处理方法主要有如下几种:①多次叠加来压制随机噪声;②单道测量记录减去各道平均值来压制相干噪声;③时变增益来补偿由波前扩展及介质吸收引起的信号能量损失;④低频、高通、带通等滤波方式消除干扰频率;⑤反褶积处理把雷达记

录变成反射系数序列以达到消除大地干扰,从而提高信号的纵向分辨率;⑤偏移处理则是把雷达记录中的每个反射点移到其本来位置,从而获得反映地下介质的真实图像,偏移处理对直立体的绕射、散射产生的相干干扰信号的消除具有较好的作用。

近几年随着数字信号处理技术的发展,又出现新的雷达信号处理方法:利用小波变换的调焦功能和频域-时域双重局部性来压制噪声;将小波和神经网络相结合实现雷达信号去噪目的;根据雷达有效信号和干扰信号在视速度上的差异,在频率-波数域上进行二维滤波达到去噪目的;通过分形技术、Hilbert 变换等方法提取雷达波的有效信息,从而提高信号分辨率;利用水平预测技术压制雷达水平噪声的干扰;利用雷达信号的统计学特征来达到去噪目的等。

地质雷达模型研究主要包括正演模型和反演模型。在数值模拟正演技术方面,众多的研究成果在 20 世纪 90 年代得到详尽的报道。其中代表性的文献有 Burke 和 Miller 以及 Turner 分别采用磁矩法模拟了半空间的线状物体的电磁波的时间响应,并研究不同高度上的偶极天线近区和远区场特性;J. M. Carcione (1996) 阐述了有耗各向异性介质中雷达波理论,对二维 TM 及 TE 极化模式下的波场进行了数值模拟,并对雷达天线的辐射模式开展了研究;Cai 等 (1995) 应用射线追踪法进行了二维介质中雷达波的传播与模拟研究。随着计算电磁学技术的发展,时间域有限差分法成为探地雷达模拟计算的首选方法,在此后一段时间内,发表了大量文章描述该技术在探地雷达天线辐射正演模拟方面的应用。其中典型代表作有文献 (Roberts et al., 1997; Tirkas et al. 1992; Maloney et al., 1990) 等。我国学者在这方面也进行许多探索,沈飏等于 1997 年以实际发射的脉冲子波为基础,利用正演模拟技术,模拟了雷达波在层状铺垫介质中的反射曲线,分析、解释了与之对应的公路路面下的铺垫结构。西安电子科技大学的詹毅利用 FDTD 方法研究了脉冲探地雷达在有耗、色散、不均匀土壤中的应用;翟波、何兵寿、岳建华、邓世坤、冯德山等也利用 FDTD 方法对地质雷达进行了数值模拟,研究了不同地电模型雷达波的响应特征,FDTD 方法的应用使地质雷达的理论研究达到了一个新的高峰。

在反演方面,德国 S. J. Makky 等提出了一种改进的反演模型,并用测试数据成功地反演出埋藏在混凝土中钢筋的图像。文海玉采用全局优化反演算法,反演出地下介质的参数;王兆磊利用地质雷达二维数据资料反演出地下介质的参数。但总体说来,反演结果与实际应用相差较远,因而目前能用于地质雷达数据解释或反演的成果并不多见。

1.2.3 地质雷达需要深入研究领域

地质雷达技术在很多行业都得到较好的开发,在实际探测应用过程中,地质雷达容易受到各种信号的干扰,这种干扰既有来自内部环境,也有来自外部环境;同时电磁波在介质中传播具有色散和指数衰减等规律,这与探空雷达存在很大的不同。地下介质传播特性造成地质雷达在实际应用中存在多解性问题。因此为了使地质雷达更好地服务于生产,需要在以下技术作进一步深入研究。

(1) 减少硬件系统的内部干扰,提高有效信号的信噪比。内部干扰需要对仪器采集系统进行如下改进:①提高步进精度,减小步进抖动;②提高接收机的接收信号的动态范围和灵敏度;③提高天线系统的发射和接收效率;④提高天线屏蔽效果,减少耦合信号干扰。

(2) 增强弱信号提取技术。地层反射信号往往很弱,而干扰信号却很强,如何在强干扰背景下来提取有效的弱反射信号,这也是地质雷达技术发展过程中需要进一步深入研究的内容。

(3) 拓宽资料解释的方法,研究定量解释技术。目前雷达探测多以定性解释为主,如何确定含水量、松散度等量化标准有待于进一步深入研究。

1.3 地质雷达的应用

地质雷达是近几年迅速发展起来的高分辨、高效率的无损探测技术,是目前工程检测和勘察最为活跃的技术方法之一,在岩土工程中的应用日趋广泛。目前地质雷达技术已应用到各个行业,如采矿工程、水利水电工程、地质工程、岩土工程勘察、建筑工程、桥梁道路、隧道工程、管线勘测、环境检测和考古等。

1. 在采矿工程中的应用

地质雷达可用于探测采空区、陷落柱、渗水裂隙、断层破碎带、瓦斯突出、巷道围岩松动圈以及采场充填等。在加拿大,地质雷达广泛应用于矿山,在基德克里克矿,技术人员采用100MHz天线探测金属矿中地质不连续面,矿柱完整性,试验结果表明,地质雷达在地下硬岩矿山的应用中获得了良好效果。澳大利亚A. F. Siggins应用地质雷达探测井下岩层裂隙。南非采矿业近年实践证明,地质雷达可广泛应用于岩层的定量研究。地质雷达紧密结合煤矿开采需要,对矿井中的含水层、陷落柱、裂隙带、风化带、采空区冒落带、塌方、断层、煤层瓦斯突出等灾害隐患的探测均获得良好效果。

2. 在水利水电工程中的应用

地质雷达主要用于探测堤坝工程隐患和坝基选址调查。国内外大量应用研究表明,地质雷达成功应用于江岸边坡塌陷调查、坝基勘察和渗漏调查,堤坝的裂缝、动物洞穴等工程灾害隐患探测。中国科学院院士袁道先先生曾经呼吁:可以利用地质雷达等手段对长江流域的地质情况做一次全面的勘察,特别是根据隐伏岩溶的存在,水库蓄水后水位波动将造成岩溶塌陷的特性展开岩溶隐患整治工作,搞清隐患岩溶的具体位置,确定在不同的条件下隐患岩溶对地面设施的作用方式,进而制定一个科学的治理方案。

3. 在地质工程和岩土工程勘察中的应用

地质雷达主要用于建筑物地基勘察(如地质异常、旧地基、溶洞、采空区探测)、边坡稳定性调查、基岩面探测、地基夯实加固检测、土壤信息测定与评价、地质结构灾害和地下水探测以及地下环境监测。

4. 在机场跑道、公路工程中的应用

地质雷达近年来成为高速公路、机场跑道检测的一项新技术,它的优点在于对工程

可进行无损的连续检测,精度高、速度快。它不仅能准确地揭示面层和基层厚度的变化情况,还可以通过改变天线频率,检测道基层以下的路基和原状地基土中存在的病害隐患,从而在施工中尽早处理,确保机场、高速公路的运营安全。在这方面美国已研制专门用于高速公路质量检测的地质雷达系统。

5. 在隧道工程中应用

地质雷达主要用于隧道质量检测、隧道病害诊断、隧道掘进超前预报。法国在20世纪80年代就开始采用探地雷达检测公路隧道,瑞士的P. Holub等于1994年使用地质雷达检测隧道质量。在我国,在隧道施工过程中,地质雷达也成为检测隧道质量的主要工具。

6. 在环境工程及考古中的应用

地质雷达可以用来进行地下掩埋垃圾场的调查,以确定年代久远的垃圾场的确切位置以及评价有害物质对周围介质或地下水的污染程度。近年来,地质雷达被考古学界所接受和采用来对古墓开展挖掘前的探测。

1.4 本书的内容安排

本书重点介绍地质雷达采集系统的基本原理、信号处理技术和常用的资料解释,最后给出典型应用实例。本书对地质雷达的应用人员和研究人员均有参考价值。

第2章介绍工程岩土中的电性参数特征和电磁场传播基本原理。

第3章从雷达采集系统设计出发,介绍地质雷达数据采集的结构和相应基本原理。

第4章主要介绍目前国内常用的不同型号地质雷达设备数据存储格式,为数据处理人员研究不同数据之间的相互转换提供方便。

第5章主要以中国矿业大学(北京)开发的地质雷达软件系统为蓝本,介绍常用数据处理的基本原理和实现方法。

第6章主要介绍目前地质雷达在资料解释方面的技术方法。

第7章主要介绍地质雷达在不同领域的应用。

参考文献

- 陈义群,肖柏勋. 2005. 论探地雷达的现状与发展. 工程地球物理学报, 2(2): 149~155
- 戴前伟,冯德山,王启龙,等. 2004. 时域有限差分在地质雷达二维正演模拟中的应用. 地球物理学进展, 19(4): 898~902
- 邓世坤. 1993. 探地雷达图像的正演合成与偏移处理. 地球物理学报, 36(4): 528~535
- 冯德山. 2003. 地质雷达二维时域有限差分正演. 长沙:中南大学博士论文
- 冯德山,戴前伟,左德勤. 2004. 地质雷达二维时域有限差分正演. 勘察科学技术, 6: 35~37
- 李才明,王良书,徐鸣杰,等. 2006. 基于小波能谱分析的岩溶区探地雷达目标识别. 地球物理学报, 49(5): 1499~1504
- 李大心. 1994. 探地雷达方法与应用. 北京:地质出版社
- 陆群. 2003. 基于高阶累积量的探地雷达信号处理. 信号处理, 19(6): 583~585
- 彭苏萍,杨峰,苏红旗. 2002. 高效采集地质雷达的研制与实现. 地质与勘探, 38(5): 63~65

- 唐大荣. 1995. 地质雷达数据的拟浅层地震资料处理. 物探化探计算技术, 17 (3): 10~14
- 王群, 倪宏伟, 徐毅刚. 2003. 基于小波能量特征的探雷方法研究. 数据采集与处理, 18 (2): 156~160
- 文海玉. 2003. 探地雷达的一种全局优化算法. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学博士论文
- 谢雄耀, 万明浩. 2000. 复信号分析技术在地质雷达信号处理中的应用. 物探化探计算技术, 22 (2): 108~112
- 薛桂霞, 王鹏. 2006. 探地雷达时域有限差分法正演模拟. 物探与化探, 30 (3): 244~246
- 杨峰. 2004. 地质雷达系统及其关键技术的研究. 北京: 中国矿业大学(北京)博士论文
- 袁明德. 2001. 地质雷达的最新进展. 地质装备, 2 (3): 15~19
- 曾昭发, 高尔根. 2005. 三维介质中探地雷达(GPR)波传播逐段迭代射线追踪方法研究和应用. 吉林大学学报(地球科学版), 35 (7): 120~123
- 翟波. 2007. 道路病害探地雷达解释方法研究. 北京: 中国矿业大学(北京)博士论文
- 赵安兴, 蒋延生, 汪文秉. 2005. 独立分量分析在探地雷达信号处理中的应用初探. 煤田地质与勘探, 33 (6): 64~67
- 赵永辉, 吴建生, 万明浩. 2000. 多次叠加技术在探地雷达资料处理中的应用. 物探与化探, 24 (3): 215~218
- 赵永辉, 吴建生, 万明浩. 2001. 应用分形技术提取探地雷达高分辨率信息. 物探与化探, 25 (1): 40~44
- 邹海林, 宁书年, 林捷. 2004. 小波理论在探地雷达信号处理中的应用. 地球物理学进展, 19 (2): 268~275
- 邹华胜. 2008. 基于雷达数据支持向量机识别路基病害算法研究. 北京: 中国矿业大学(北京)博士论文
- Cai J, McMechan G A. 1995. Ray-based synthesis of bistatic ground-penetrating radar profile. Geophysics, 60: 87~96
- Cai J, McMechan G A. 1999. 2-D Ray-based tomography for velocity, layer shape, and attenuation from GPR data. Geophysics, 64: 1579~1593
- Carcione J M. 1996. Ground-penetrating radar, Wave theory and numerical simulation in lossy anisotropic media. Geophysics, 61: 1664~1677
- Chen H W, Huang T M. 1998. Finite-difference time-domain simulation of GPR data. Journal of Applied Geophysics, 40: 139~143
- Daniels D J. 1996. Surface-Penetrating Radar. London: The Institution of Electrical Engineers
- Eide E S. 2000. Ultra-wideband transmit/receive antenna pair for ground penetrating radar. IEE Proc. Microw. Antennas Propag., 147 (3): 232~235
- Evans S. 1963. Radio techniques for the measurement of ice thickness. Polar Record, 406~410
- Goodman D. 1994. Ground-penetrating radar simulation in engineering and archeology. Geophysics, 59: 224~232
- Gürel L. 2000. Three-dimensional FDTD modeling of a ground-penetrating radar. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 38 (4): 1513~1521
- Holland R. 1994. Finite-difference time-domain (FDTD) analysis of magnetic diffusion. IEEE Trans. Electromagn. Compat., 36 (1): 32~39
- Holliger K, Bergman, T. 1993. Numerical modeling of borehole georadar data. Geophysics, 67: 1249~1257
- Maloney J G, Smith G S, Scott W R. 1990. Accurate computation of the radiation from simple antennas using the finite-difference time-domain method. IEEE Trans. Antennas Propag., 38: 1059~1068
- Peters L, Daniels J. 1994. Ground penetrating radar as a subsurface environmental sensing tool. Proc. of The IEEE, 82 (12): 180~182
- Roberts R L, Daniels J J. 1997. Modeling near-field GPR in three dimensions using the FDTD method. Geophysics, 62 (4): 1114~1126
- Stenson B O. 1951. Radar methods for the exploration of glaciers. Ph. D. Thesis. California Institute of Technology, Pasadena, California
- Tirkas P A, Balanis C A. 1992. Finite-difference time-domain method for antenna radiation. IEEE Trans., Mar., 40 (3): 334~340
- Zeng X, McMechan G, Cai J. 1995. Comparison of ray and Fourier methods for modeling monostatic ground penetrating radar profiles. Geophysics, 60: 1727~1734

第 2 章 岩土介质电磁波传播原理

地质雷达通过发射电磁波进行地下目标探测,是研究超高频短脉冲电磁波在地下介质中传播规律的一门科学。对电磁波的产生、介质中电磁波的传播规律的了解,是进行地质雷达资料处理与解释的基础。电磁波是交变电场与磁场相互激发并在空间传播的波动,为了掌握地质雷达检测理论基础,本章对介质中的电磁场、电磁波的传播、波速、衰减、反射与折射的理论进行基本介绍。

2.1 岩土介质的主要电性参数 (电导率、磁导率与介电常数)

岩土介质中与地质雷达探测技术密切相关的电性参数主要有电导率、磁导率与介电常数。

1. 电导率参数

1) 体电流密度矢量 \mathbf{J}

在体积中流动电流的某一点上,若正电荷的运动方向(即电流方向)为 n , ΔS 为该点上垂直于 n 的面元, ΔI 为面元上通过的电流,则定义矢量

$$\mathbf{J} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S} \mathbf{n} = \frac{dI}{dS} \mathbf{n} \quad (2.1)$$

式中, \mathbf{J} 为该点上的体电流密度,其大小为垂直于 \mathbf{J} 的单位面积上穿过电流,方向为电流流动的方向。在恒定电流中, \mathbf{J} 不是时间 t 的函数,但是,它是空间坐标变量的矢量函数,即 $\mathbf{J} = \mathbf{J}(x, y, z)$ 。

若已知电流体密度 \mathbf{J} 的分布,就可以计算通过某面 S 的电流 I ,即

$$I = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.2)$$

2) 电导率

对于多数导电介质,其中任一点的电流密度 \mathbf{J} 与电场强度 \mathbf{E} 之间的关系为

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.3)$$

式中, σ 为导电介质的电导率,单位是 S/m [西(门子)/米],其倒数为电阻率。在均匀、线性、各向同性介质中, σ 是个常数。式(2.3)称为欧姆定律的微分形式。

电导率(电阻率的倒数)是表征介质导电能力的参数,它对于电磁波的传播有重要影响。

低电导: $\sigma < 10^{-7}$ S/m, 电磁波衰减小,适宜雷达工作。此类介质有空气、干燥花

岗岩、干燥灰岩、混凝土、沥青、橡胶、玻璃、陶瓷等。

中电导： $10^{-7}\text{S/m} < \sigma < 10^{-2}\text{S/m}$ ，电磁波衰减较大，雷达勉强工作。此类介质有淡水、淡水冰、雪、砂、淤泥、干黏土、含水玄武岩、湿花岗岩、土壤、冻土、砂岩、黏土岩、页岩等。

高电导： $\sigma > 10^{-2}\text{S/m}$ ，电磁波衰减极大，难于传播。此类介质有湿黏土、湿页岩、海水、海水冰、湿沃土、含水砂岩、含水灰岩、金属物等。

2. 磁导率参数

磁导率是一个无量纲物理量，它表征介质在磁场作用下产生磁感应能力的强弱。绝大多数工程介质都是非铁磁性物质，磁导率都接近1，对电磁波传播特性无重要影响；纯铁、硅钢、坡莫合金、铁氧体等材料为铁磁性物质，其磁导率很高，达到102~104，电磁波在这些物质中传播时波速和衰减都受到很大影响。

3. 介电常数参数

物体中存在着自由电荷与束缚电荷，自由电荷受到电场力作用时发生运动，而不受原子束缚；束缚电荷在电场中除受电场力作用外，还受原子力的束缚，只能在一定的范围内运动。一般情况下，介质中的电荷数量相等，对外呈中性。

当电介质被放入外电场中时，其内部的束缚电荷在外电场作用下在一定范围内发生运动，束缚电荷的分布发生变化，这种现象称电介质的极化。能在电场中极化的物质称为电介质，它是指不具有任何明显导电性的物质或物体。一般情况下，所有的物质都具有一定的导电能力和极化能力，也就是说既是导体又是电介质。物质的介电性质或者说极化能力一般用介电常数描述

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e) \quad (2.4)$$

式中， ϵ_0 为真空的介电常数； χ_e 为介质的极化率。介电常数是一个无量纲的物理量，表征一种物质在外加电场情况下，储存极化电荷的能力。式(2.4)还可表示为

$$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \quad (2.5)$$

式中， ϵ_r 为相对介电常数，它是指介质的介电常数比真空的介电常数大多少。在地质雷达的应用中，相对介电常数是反映地下介质电性的一个重要参数。介电常数不同的两种介质的界面，会引起电磁波的反射，反射波的强度与两种介质的介电常数及电导率有关，即使介电常数的差异只有1时，也能产生雷达可以检测到的反射波。

从上述简单讨论可以知道，除非遇到铁磁性材料介质，大部分岩土介质的电性差异主要由电导率和介电常数决定，因此在地质雷达探测中，我们要关注这两种电性参数。

2.2 岩土主要介质的电磁性质

各类岩石、土的电磁学性质有了很多的研究和测定，空气是自然界中电阻率最大、介电常数最小的介质，电磁波速最高，衰减最小。水是自然界中介电常数最大的介质，

电磁波速最低。干燥的岩石、土和混凝土的电磁参数虽有差异，但差异不大，基本上多数属于高阻介质，介电常数为4~9，属中等波速介质。但是由于各类岩土不同的孔隙率和饱和水程度，显现出较大的电磁学性质差异。这些差异表现在介电常数和电导率方面，决定了不同岩性对应不同的波速和不同的衰减。表2.1是一些常用工程介质电磁参数测定结果。

表2.1 常用工程介质电磁参数表

介质名称	电导率 σ /(S/m)	相对介电常数 ϵ_r	
空气	0	1	
纯水	$10^{-4} \sim 3 \times 10^{-2}$	81	
海水	4	81	
淡水冰	10^{-3}	4	
花岗岩(干燥)	10^{-8}	5	
石灰岩(干燥)	10^{-9}	7	
黏土(饱水)	$10^{-1} \sim 1$	8~12	
雪(密实)	$10^{-6} \sim 10^{-5}$	1.4	
干砂	$10^{-7} \sim 10^{-3}$	4~6	
饱水砂	$10^{-4} \sim 10^{-2}$	30	
饱水淤泥	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	10	
海水冰	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	4~8	
玄武岩(湿)	10^{-2}	8	
花岗岩(湿)	10^{-3}	7	
页岩(湿)	10^{-1}	7	
砂岩(湿)	4×10^{-2}	6	
石灰岩(湿)	2.5×10^{-2}	8	
铜	5.8×10^{-7}	1	
铁	10^6	1	
冻土	$10^{-5} \sim 10^{-2}$	4~8	
沥青(干燥)	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	2~4	
沥青(潮湿)	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	10~20	
混凝土(干燥)	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	4~10	
混凝土(潮湿)	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	10~20	
土壤	干砂	1.4×10^{-4}	2.6
	湿砂	6.9×10^{-3}	25
	干沃土	1.1×10^{-4}	2.5
	湿沃土	2.1×10^{-2}	19
	干黏土	2.7×10^{-4}	2.4
	湿黏土	5.0×10^{-2}	15

2.3 电磁场基本理论

2.3.1 麦克斯韦方程组与本构方程

地质雷达采用高频电磁波进行探测, 根据电磁波传播理论, 高频电磁波在介质中的传播也满足麦克斯韦方程组, 即

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.6a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.6b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.6c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.6d)$$

式中, ρ 为电荷密度 (C/m^3); \mathbf{J} 为电流密度 (A/m^2); \mathbf{E} 为电场强度 (V/m); \mathbf{D} 为电位移 (C/m^2); \mathbf{B} 为磁感应强度 (T); \mathbf{H} 为磁场强度 (A/m)。

式(2.6a)称为微分形式的法拉第电磁感应定律; 式(2.6b)称为安培电流环路定律, 其中由麦克斯韦引入的一项 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 称为位移电流密度 \mathbf{J}_d , 即

$$\mathbf{J}_d = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.7)$$

麦克斯韦 (Maxwell) 方程组是宏观电磁现象的理论基础, 反映了电场和磁场之间以及它们与电荷和电流之间相依关系的普遍规律, 麦克斯韦方程组描述了电磁场的运动学规律和动力学规律, 是研究电磁理论的基本方程。其中 \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 、 \mathbf{D} 和 \mathbf{H} 这四个矢量称为场量, 是在问题中需要求解的; \mathbf{J} 和 ρ 均称为源量, 前者为矢量, 后者为标量。然而, 要充分地确定电磁场的各场量, 求解上述方程的四个参数是不够的, 必须补进介质的本构关系。

所谓的本构关系是指场量与场量之间的关系, 决定于电磁场所在介质中的性质。介质是由分子或原子组成, 在电场和磁场的作用下, 会产生极化和磁化现象。对于均匀、线性和各向同性介质来说, 其本构关系可简化为

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.8a)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.8b)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.8c)$$

式中, ϵ 为介电常数 (F/m); μ 为磁导率 (H/m); σ 为电导率 (S/m)。从本构关系可以看出, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 是独立的实际场矢量, 而 \mathbf{D} 和 \mathbf{H} 是非独立的引出场矢量, 这样麦克斯韦方程组的两个旋度方程和两个散度方程正好充分地描述了两个实际矢量场 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 的运动规律。结合介质的本构关系, 麦克斯韦微分方程组可以写成只含有两个矢量场的形式, 如下:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.9a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.9b)$$

$$\nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0 \quad (2.9c)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = \rho \quad (2.9d)$$

这个已包含本构关系在内的方程组称为限定形式的麦克斯韦方程组。

2.3.2 电磁场的波动方程

麦克斯韦方程组表明：随时间变化的磁场的周围伴随有随时间变化的电场，随时间变化的电场周围也伴随有随时间变化的磁场。也就是说，变化的电场产生变化的磁场，变化的磁场也会激起变化的电场，它们相互激发相互转化，并以有限的速度向远处传播，于是形成了电磁波动。

根据麦克斯韦方程，对方程(2.9a)和方程(2.9b)两边再取一次旋度，并互相代入后得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = \nabla \times \mathbf{J} \quad (2.10a)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.10b)$$

再利用恒等式 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{F} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) - \nabla^2 \mathbf{F}$ ，并将方程(2.9c)和方程(2.9d)代入式(2.10a)及式(2.10b)后，得

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho \quad (2.11a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \mathbf{J} \quad (2.11b)$$

式(2.11a)、式(2.11b)称为电磁场的非齐次波动方程，其中

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}' + \sigma \mathbf{E} \quad (2.12)$$

式中， \mathbf{J}' 为非电性外加源等效电流； $\sigma \mathbf{E}$ 为传导电流，且

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.13)$$

为电流连续性方程。

在无外源(即 $\mathbf{J}'=0$)情况下，且介质是线性、均匀且各向同性时，式(2.11a)、式(2.11b)可简化为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.14a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (2.14b)$$

式(2.14a)、(2.14b)即为齐次波动方程， \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 一般可有3个分量，且每一个分量还可以是三维坐标变量(x, y, z)及时间 t 的函数。

若是在无损介质(即 $\sigma=0$)中，式(2.14a)和式(2.14b)可简化为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.15a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.15b)$$

为了讨论方便,考虑一维空间情况,设 \mathbf{E} 仅与坐标变量 z 有关,在直角坐标系中,若电磁场的场量仅与一个坐标变量有关,则该场量不可能具有该坐标分量,即 $E_x = H_x = 0$ 。与 x 、 y 无关,即 $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$,令电场强度方向为 x 方向,即 \mathbf{E} 只有 E_x 分量,则式(2.15a)式(2.15b)可简化为

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

此方程的通解为

$$E_x = f_1(z - vt) + f_2(z + vt) \quad (2.17)$$

式中, $v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$, 相应的 \mathbf{H} 的解可直接由麦克斯韦方程得出。

$f_{1,2}(z \pm vt)$ 是时间 t 和距离 z 的函数,当在某个时刻 $t = t_1$, $f_1(z - vt_1)$ 是 z 的函数,如图2.1(a)所示,当 t 由 t_1 增大到 $t_2 = t_1 + \Delta t$ 后, $f_1(z - vt_2)$ 仍为 z 的同形函数,仅仅是在 z 轴上向 $+z$ 方向移动了距离 $v\Delta t$, $\Delta t = t_2 - t_1$,如图2.1(b)所示。这表明 $f_1(z - vt)$ 表示一个向 $+z$ 方向以速度 v 传播的波,同理, $f_2(z + vt)$ 表示一个向 $-z$ 方向以速度 v 传播的波。可见电磁场是以电磁波的形式存在,波动方程表征了电磁波的传播方式。

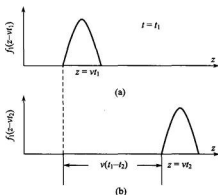


图 2.1 沿 $+z$ 方向传播的波

2.4 电磁波在岩土介质中的传播

地质雷达利用天线产生电磁场能量以电磁波的形式在介质中传播,根据电磁波的波面形状可分为平面波、柱面波及球面波。平面波是最简单、最基本的电磁波,具有电磁波的普遍性质和规律。同时,地质雷达发射的高频脉冲电磁波可以通过傅里叶变换进行分解,将电磁脉冲分解成一系列不同频率的谐波,而这些谐波的传播一般都可以近似为平面波的传播形式,可见地质雷达的理论基础是平面谐波在介质中的传播规律。

2.4.1 理想介质中的均匀平面波

波前面(即等相位面)是平面的波称为平面波。若波前面场量振幅处处相等的,称为均匀平面波。均匀平面波的场量除了是时间 t 的函数外,在空间坐标上可以仅是波前面

所在位置的唯一坐标变量的函数。

设均匀平面波沿 z 轴方向传播，其波前面为垂直于 z 轴的平面（即某 z 平面），则

$$E = E(z, t), \quad H = H(z, t) \quad (2.18)$$

因 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ，则式(2.15a)、式(2.15b)齐次波动方程可简化为一维齐次波动方程

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} \quad (2.19a)$$

$$\frac{\partial^2 H(z, t)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 H(z, t)}{\partial t^2} \quad (2.19b)$$

式中， $v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ ，方程中每个场量有 3 个分量，共 6 个分量。但每个分量仅是 (z, t) 的函数，把条件式(2.18)再代入麦克斯韦第一、第二方程，可以看到 6 个分量并非是完全相互独立的。例如，在方程 $\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ 中，代入 $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ ，得

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \begin{vmatrix} a_x & a_y & a_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = -a_x \frac{\partial H_y}{\partial z} + a_y \frac{\partial H_x}{\partial z} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ &= a_x \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + a_y \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + a_z \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned}$$

式中，等号左边与右边各分量应相等，于是得

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.20b)$$

$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0 \quad (2.20c)$$

同样地，把 $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ 代入 $\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$ ，可得到另外 3 个标量方程

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.21a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.21b)$$

$$-\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0 \quad (2.21c)$$

根据式(2.20c)和式(2.21c)，若不计对时间 t 为恒定的分量，则 $E_z(z, t) = 0$ ， $H_z(z, t) = 0$ ，电场和磁场都没有 a_z 方向的分量，即没有平行传播方向上的分量。再由式(2.20a)、式(2.21b)，可得到一组有关分量 $E_x(z, t)$ 与 $H_y(z, t)$ 的联立方程组

$$\frac{\partial E_x(z,t)}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_y(z,t)}{\partial t} \quad (2.22a)$$

$$-\frac{\partial H_y(z,t)}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_x(z,t)}{\partial t} \quad (2.22b)$$

可见, $E_x(z, t)$ 只与 $H_y(z, t)$ 有关系, 它们组成一组独立的分量波。

同样地, 由式(2.21a)和式(2.20b)可给出另一组有关分量 $E_y(z, t)$ 与 $H_x(z, t)$ 之间关系的联立方程组, 形式与式(2.22a)和式(2.22b)相似。

由上面的分析可知, 沿 z 方向传播的均匀平面波, 电场、磁场都没有平行传播方向 (z 轴) 的分量, 即 $E_z=0$ 、 $H_z=0$, 只有垂直于传播方向 (横向) 的分量, 如 E_x 、 E_y 、 H_x 和 H_y , 故称之为横电磁波 (记为 TEM 波)。在垂直传播方向的分量中 $E_x(z, t)$ 和 $H_y(z, t)$, $E_y(z, t)$ 和 $H_x(z, t)$ 分别组成两组彼此独立的分量波, 它们满足的波动方程形式相似, 因此只要研究其中一组分量波, 即可掌握均匀平面波的传播规律。

现设 $E=E_x(z, t)$ 和 $H=H_y(z, t)$, 代入式(2.18)的波动方程, 可得一维空间坐标变量的标量齐次波动方程

$$\frac{\partial^2 E_x(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{v} \frac{\partial^2 E_x(z,t)}{\partial t^2} \quad (2.23a)$$

$$\frac{\partial^2 H(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 H(z,t)}{\partial t^2} \quad (2.23b)$$

则电场分量的形式是

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= f_1\left(t - \frac{z}{v}\right) + f_2\left(t + \frac{z}{v}\right) \\ &= E_x^+(z,t) + E_x^-(z,t) \end{aligned} \quad (2.24)$$

式中, $E_x^+(z, t)$ 表示沿正 z 方向传播的波, 也称为入射波; $E_x^-(z, t)$ 表示沿负 z 方向传播的波, 也称为反射波。它们都以相同的速度 v 向相反的方向传播。 v 由介质参数 μ 、 ε 决定。

磁场分量的解同样可以用入射波和反射波表示为

$$H_y(z,t) = H_y^+(z,t) + H_y^-(z,t) \quad (2.25)$$

把入射波的电磁场分量 $E_x^+(z, t)$ 、 $H_y^+(z, t)$ 代入方程 (2.22a), 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_y^+(z,t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_x^+(z,t)}{\partial z} \\ &= -\frac{1}{\mu} f_1' \left(t - \frac{z}{v} \right) \left(-\frac{1}{v} \right) \\ &= \frac{1}{\mu v} f_1' \left(t - \frac{z}{v} \right) \end{aligned}$$

式中, $f_1' \left(t - \frac{z}{v} \right)$ 为 $f_1 \left(t - \frac{z}{v} \right)$ 对 $\left(t - \frac{z}{v} \right)$ 的一阶导数。将上式对时间 t 积分, 并略去与时间无关的恒定分量, 得

$$H_y^+(z,t) = \int \frac{1}{\mu v} f_1' \left(t - \frac{z}{v} \right) dt = \frac{1}{\mu v} f_1 \left(t - \frac{z}{v} \right) = \frac{E_x^+(z,t)}{\mu v}$$

则入射波电场与磁场的比值为

$$\frac{E_x^+(z, t)}{H_y^+(z, t)} = \mu v = \frac{\mu}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \eta \quad (2.26)$$

式中，“+”表示为 a_x 方向的分量 $E_x^+(z, t)$ 要和 a_y 方向的 $H_y^+(z, t)$ 才能组成一组向 z 方向传播的电磁波动。

如果组成均匀平面波的电磁场量随时间 t 作简谐变化，则方程(2.19a)和(2.19b)的复数形式为

$$\frac{d^2 \dot{E}_x(z)}{dz^2} = -\omega^2 \mu \epsilon \dot{E}_x(z) = \gamma^2 \dot{E}_x(z) \quad (2.27a)$$

$$\frac{d^2 \dot{H}_y(z)}{dz^2} = \gamma^2 \dot{H}_y(z) \quad (2.27b)$$

式中， $\gamma^2 = -\omega^2 \mu \epsilon$ ，或 $\gamma = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} = j\beta$ ， $\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 。 γ 为传播常数，在理想介质中， γ 是纯虚数， β 称为相位常数，单位是 rad/m。方程(2.27a)和(2.27b)是一维常微分方程，其解为

$$\dot{E}_x(z) = E_{x0}^+ e^{-\gamma z} + E_{x0}^- e^{+\gamma z} \quad (2.28)$$

$$\dot{H}_y(z) = H_{y0}^+ e^{-\gamma z} + H_{y0}^- e^{+\gamma z}$$

同样，入射波电场与磁场的比值仍然是一个常数，即

$$\frac{\dot{E}_x^+(z)}{H_y^+(z)} = \frac{E_{x0}^+ e^{-\gamma z}}{H_{y0}^+ e^{-\gamma z}} = \eta, \quad \frac{\dot{E}_x^-(z)}{H_y^-(z)} = \frac{E_{x0}^- e^{+\gamma z}}{H_{y0}^- e^{+\gamma z}} = -\eta \quad (2.29)$$

欲求电磁场量的瞬时值，可将复振幅乘上时间因子 $e^{j\omega t}$ ，并取齐实部（或虚部）。

以入射波 $E_x^+(z, t)$ 和 $H_y^+(z, t)$ 为例，令 $z=0$ 处、 $t=0$ 时刻的电场复数有效值 $E_{x0}^+ = E_{x0}^+ \angle \varphi_0$ ，（ E_{x0}^+ 为常数， φ_0 为初相位）则有

$$E_x^+(z, t) = a_x \operatorname{Re}(\sqrt{2} E_{x0}^+ e^{j\varphi_0} e^{-j\beta z} e^{j\omega t}) = a_x \sqrt{2} E_{x0}^+ \cos(\omega t - \beta z + \varphi_0) \quad (2.30a)$$

$$H_y^+(z, t) = a_y \frac{\sqrt{2} E_{x0}^+}{\eta} \cos(\omega t - \beta z + \varphi_0) \quad (2.30b)$$

在某 t 时刻， $E_x^+(z, t)$ 、 $H_y^+(z, t)$ 沿 z 轴的分布如图 2.2 所示，电场和磁场的振幅为常数，即沿 z 轴没有衰减，电磁场矢量的方向互相垂直，并且电场、磁场和波传播方向符合右手定则。

电场和磁场的相位相等，都是 $\varphi_p = \omega t - \beta z + \varphi_0$ 。在等相位面上，有 $\frac{d\varphi_p}{dt} = 0$ ，即 $\omega - \beta \frac{dz}{dt} = 0$ ，故

$$v_p = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.31)$$

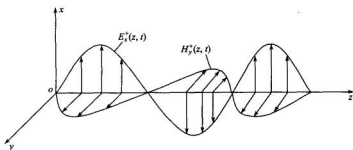


图 2.2 理想介质中的均匀平面波

式中, v_p 为相速度, 表示等相位面在正 z 轴方向上移动的速度, 在理想介质中, v_p 不是频率 ω 的函数。电磁波在一周期 T 内传播过的距离称为波长 λ , 则周期 T 、频率 f 、角频率 ω 、相速度 v_p 与相位常数 β 之间的关系为

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}, \quad \lambda = v_p T = \frac{2\pi}{\beta}$$

2.4.2 导电介质中的平面波

地质雷达应用对象主要是有耗的介质, 在导电介质中电导率 $\sigma \neq 0$, 不仅损耗电磁波的能量, 也影响电磁波的传播速度。由欧姆定律 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \neq 0$, 故麦克斯韦方程组的复数形式为

$$\nabla \times \dot{\mathbf{H}} = \sigma \dot{\mathbf{E}} + j\omega \epsilon \mathbf{E} = j\omega \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right) \dot{\mathbf{E}} \quad (2.32a)$$

$$\nabla \times \dot{\mathbf{E}} = -j\omega \mu \dot{\mathbf{H}} \quad (2.32b)$$

$$\nabla \cdot \dot{\mathbf{H}} = 0 \quad (2.32c)$$

$$\nabla \cdot \dot{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.32d)$$

与理想介质中的麦克斯韦方程组形式相比较, 令

$$\epsilon_c = \epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)$$

式中, ϵ_c 称为复数介电常数, 则方程(2.32a)为

$$\nabla \times \dot{\mathbf{H}} = j\omega \epsilon_c \dot{\mathbf{E}}$$

与理想介质中的方程形式完全一样。因此, 只要将实数介电常数 ϵ 换成复数介电常数 ϵ_c , 理想介质中均匀平面波的有关方程及公式, 便可应用于导电介质的情况。

设电磁波沿 z 轴方向传播, 并只考虑独立分量波 E_x 和 H_y , 则在导电介质中, 波动方程 (2.28) 简化为

$$\frac{d^2 \dot{E}_x(z)}{dz^2} = -\omega^2 \mu \epsilon_c \dot{E}_x(z) = \gamma^2 \dot{E}_x(z) \quad (2.33a)$$

$$\frac{d^2 \dot{H}_y(z)}{dz^2} = \gamma^2 \dot{E}_y(z) \quad (2.33b)$$

传播常数 $\gamma^2 = -\omega^2 \mu \epsilon$ 是复数, 令

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (2.34)$$

则

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} - 1 \right]} \quad (2.35)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} + 1 \right]} \quad (2.36)$$

式中, 实部 α 为衰减常数, 单位为 Nb/m; 虚部 β 为相位常数, 单位为 rad/m。

由此可见, 在导电介质中传播的平面电磁波, 在传播方向上波的振幅按指数规律衰减, α 表示每单位距离衰减程度的常数, 称衰减常数。 β 表示每单位距离落后的相位, 称为相位常数。知道了常数 α , 就可由

$$v = \frac{\omega}{\alpha} \quad (2.37)$$

估算地层参数。把式(2.35)代入式(2.37), 就可以得到电磁波的相速度

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} + 1 \right]}} \quad (2.38)$$

可见, $v_p < \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} = v_{p, \text{无损}}$, 即在相同 μ 和 ϵ 时, 若介质有损耗 ($\sigma \neq 0$), 将使电磁波传播速度变慢。

方程 (2.23) 的解为

$$\dot{E}_x(z) = \dot{E}_{x0}^+ e^{-\gamma z} + \dot{E}_{x0}^- e^{+\gamma z} = \dot{E}_{x0}^+ e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} + \dot{E}_{x0}^- e^{+\alpha z} e^{j\beta z} \quad (2.39a)$$

$$\dot{H}_y(z) = \dot{H}_{y0}^+ e^{-\gamma z} + \dot{H}_{y0}^- e^{+\gamma z} = \frac{1}{\eta_c} (\dot{E}_{x0}^+ e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} - \dot{E}_{x0}^- e^{+\alpha z} e^{j\beta z}) \quad (2.39b)$$

在导电介质中, 本征波阻抗 η_c 已不再是实数, 而是复数, 这是由于电场强度与磁场强度的相位不同导致, 即

$$\eta_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_c}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)}} = \frac{\eta}{\sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}}} = |\eta_c| \angle \phi \quad (2.40)$$

式中, $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ 。

电磁波的相速度是

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} + 1 \right]}} \quad (2.41)$$

电磁波的波长为

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} + 1 \right]}} \quad (2.42)$$

可见, 在相同 ϵ 和 μ 时, 若介质有损耗 ($\sigma \neq 0$), 将使电磁波传播速度变慢, 波长变短。

在损耗介质中波的相速度 v_p 不再是常数, 而是频率 ω 的函数, 即 $v_p = v_p(\omega, \sigma, \epsilon, \mu)$ 。当携带信号的电磁波在导电介质中传播时, 各个频率分量的电磁波以不同相速传播, 经过一段距离后, 它们相互之间的相位发生改变, 从而导致信号失真, 这种现象称为色散, 所以, 导电介质是色散介质。

和理想介质一样, 导电介质中的电磁波仍是 TEM 波 (即 $E_z = 0$ 、 $H_z = 0$), 波在传播过程中除了按相位 β 滞后外, 幅度还按 $e^{-\alpha}$ 因子关系衰减。入射波及反射波都以相同的相速度 $v_p = \frac{\omega}{\beta}$ 向相反的方向传播, 每一个行波的电场方向、磁场方向和传播方向仍与在理想介质中一样应满足右手定则, 电场分量与磁场分量的复数幅值之比等于 $\pm \eta_c$, 但 η_c 不再是实数, 因此, 电场、磁场分量不再同相位, 其瞬时值之比也不等于波阻抗。

2.4.3 两种特殊情况

在描述导电介质中均匀平面波特性的公式中, 比值 $\sigma/(\omega\epsilon)$ 称为损耗角正切, 实际上反映了介质中的传导电流与位移电流的比值。当 $\sigma = 0$ 时, 仅有位移电流是理想介质; 当 $\sigma \ll \omega\epsilon$, 传导电流比位移电流小得多, 是低损耗介质; 当 $\sigma \gg \omega\epsilon$ 时, 传导电流比位移电流大得多, 是良导电介质。而比值 $\sigma/(\omega\epsilon)$ 除了与 σ 、 ϵ 有关, 还与频率 ω 有关, 因此, 同一种介质, 对不同频率的电磁波, 将呈现出不同的导电性或介电性。下面从损耗角正切出发说明两种极限情况。

1. $\sigma \ll \omega\epsilon$ (低损耗介质)

具有低电导率的介质或非理想介质属于这种情况。一般在 $\sigma/(\omega\epsilon) \ll 10^{-2}$ 时, 可近似认为 $\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2$, 则

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.43a)$$

$$\beta \approx \omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.43b)$$

$$\eta_c = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.43c)$$

可见, 在低损耗介质中, 均匀平面波的电场强度与磁场强度相位近似相同, 其相位常数及波阻抗与无损耗时近似相同。但振幅按 $e^{-\alpha}$ 指数衰减。

2. $\sigma \gg \omega\epsilon$ (良导体介质)

一般 $\sigma/(\omega\epsilon) \gg 10^{-2}$ 时, 可近似认为 $\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} \approx \frac{\sigma}{\omega\epsilon}$, 则

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = \sqrt{\pi f\mu\sigma} \quad (2.44)$$

$$\eta_s = (1 + j)\sqrt{\pi f\mu/\sigma} = \sqrt{\omega\mu/\sigma} \angle 45^\circ = R_s + jX_s \quad (2.45)$$

式中, R_s 为表面电阻; X_s 为表面阻抗。式(2.45)表明, 电场强度与磁场强度不再同相, 相位相差 45° , 振幅均按 $e^{-\alpha z}$ 指数衰减, 且介质的电导率 σ 、磁导率 μ 越大, 电磁波的频率 f 越高, 则衰减越快。

良导体的电导率通常都在 10^7 数量级, 随着频率的升高, α 将很大, 发生急剧衰减, 以至于电磁波无法进入良导体深处, 仅可存在其表面附近, 这种现象称为集肤效应。为了衡量平面波在良导体中的衰减程度, 通常把场强振幅减到表面处振幅 $1/e$ 的深度称为集肤深度, 以 δ 表示, 则由 $e^{-\alpha\delta} = e^{-1}$, 得

$$\delta = \frac{1}{\alpha} \approx \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (2.46)$$

δ 的单位是 m (米), 式(2.46)表明, 集肤深度与频率 f 及电导率 σ 成反比。

当雷达波遇到这类介质, 高频天线将失去穿透能力。严重时, 如含水黏土中, 低频天线也没有多大的穿透深度, 这使地质雷达丧失勘探能力。而且这时雷达波的传播速度表现出波散现象, 速度随频率增加而增加, 雷达脉冲波形状发生改变。

2.5 结构介质中电磁波的反射与折射

2.5.1 平面波的反射和折射

地质雷达利用高频电磁脉冲波的反射原理来实现探测目的, 当电磁波在传播过程中遇到不同介质的分界面时会发生反射与折射。图 2.3 所示的是入射波的两条射线在界面所引起的反射与折射, θ_i 、 θ_r 与 θ_t 分别表示入射角、反射角与折射角, 入射波和反射波的波速为 v_1 , 折射波的波速为 v_2 , 入射波、反射波与折射波的方向遵循反射定律和折射定律。

反射定律

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.47)$$

折射定律

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t} = \frac{v_1}{v_2} = n \quad (2.48)$$

式(2.48)的比值以 n 表示, 称为折射率

$$n = \frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t} = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (2.49)$$

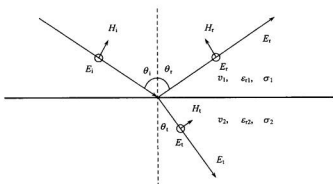


图 2.3 雷达波在分界面上的横电波和横磁波

这两个定律表明，入射角 θ_i 等于反射角 θ_r ，与介质的性质无关，折射率与两边介质性质有关。

由于电磁波是横波，电场强度可以垂直入射平面，磁场平行入射平面，称为 TE 极化的反射和折射。相反，磁场垂直入射平面，电场平行入射平面，此时称为 TM 极化的反射和折射。地质雷达使用的是偶极源，在离源很远的区域，波的等相面在一定范围内可看成平面，此时其波场转化为平面波。一般情况下，地质雷达探测中使用 TE 极化方向，偶极矩平行界面，电场平行与偶极子发射天线的方向，即入射电场 E_i 与入射面垂直，因此下面仅讨论垂直极化波在界面的反射与折射情况。

从图 2.3 中可以看出入射波、反射波与折射波在界面处电场与磁场变化关系，其中 E_i 、 E_r 与 E_t 分别表示入射波、反射波和折射波的电场强度幅值，它们的磁场强度则相应为 $H_i = \frac{E_i}{\eta}$ ， $H_r = \frac{E_r}{\eta}$ ， $H_t = \frac{E_t}{\eta}$ 。 η_1 、 η_2 分别为上层和下层介质的波阻抗。根据电磁理论，电磁波到达界面时，将发生能量再分配，根据能量守恒定理，界面两边的能量总和保持不变。因此入射部分的能量与透过界面的能量之差，即为反射波的能量。电磁波在跨越介质交界面时，紧靠界面两侧的电场强度和磁场强度的切向分量分别相等，则得

$$\begin{aligned} E_i + E_r &= E_t \\ H_i \cos\theta_i - H_r \cos\theta_i &= H_t \cos\theta_t \end{aligned} \quad (2.50)$$

设 $R_{12} = \frac{E_r}{E_i}$ ， $T_{12} = \frac{E_t}{E_i}$ 分别表示 TE 波从第 1 层介质入射到第 2 层介质分界面时的反射系数和透射系数，则由式(2.39a)和(2.39b)可得

$$R_{12} = \frac{\cos\theta_t - \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} - \sin^2\theta_i}}{\cos\theta_t + \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} - \sin^2\theta_i}}$$

$$T_{12} = \frac{2\cos\theta_1}{\cos\theta_1 + \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} - \sin^2\theta_1}} \quad (2.51)$$

对于探地雷达，大多数情况下，发射天线与接收天线靠得很近，几乎是垂直入射和反射，此时入射角 $\theta_1 \approx 0$ ，代入式(2.51)可得

$$R_{12\perp} = \frac{1 - \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}}}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}}} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r1}} - \sqrt{\epsilon_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1}} + \sqrt{\epsilon_{r2}}} \quad (2.52)$$

由式(2.52)可知，在位移电流远远大于传导电流的情况下，反射波能量与透射波能量的分配除了与入射角有关外，仅与分界面两侧相应介电常数的大小有关。当两个介质的介电常数相同时，反射系数为 0，不发生反射，仅有透射。

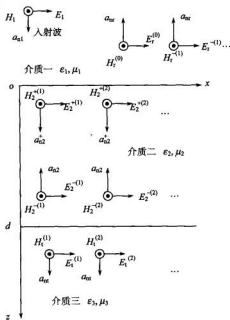


图 2.4 三层介质的垂直入射

2.5.2 均匀平面波对多层分界面的垂直入射

考虑 3 层介质的情况，介质二厚度为 d ，介质一和介质三分别为 $z < 0$ 和 $z > d$ 的半无限大介质，设介质一中有一沿着 $+z$ 方向的均匀平面波入射到 $z=0$ 的分界面，则在该界面产生反射波 $E_r^{(0)}$ ，并有一部分进入介质二，为 $E_2^{+(1)}$ 。 $E_2^{+(1)}$ 传播至 $z=d$ 的分界面时也会产生反射场 $E_2^{-(1)}$ 和透射场 $E_1^{(1)}$ 。 $E_2^{-(1)}$ 沿 $-z$ 方向传播回到 $z=0$ 分界面时，反射场为 $E_2^{+(2)}$ ，进入介质一透射场为 $E_1^{(1)}$ 。 $E_2^{+(2)}$ 又重复 $E_2^{+(1)}$ 的过程。所以进入介质二的波将在 $z=0$ 和 $z=d$ 的两个分界面之间来回振荡，并每次都有部分波透射至介质一和介质三中，如图 2.4 所示。介质一中沿 $-z$ 方向传播的波就包括第一次入射波的反射波和以后从介质二来的各次透射波，其合成场就可以看成入射波在多层介质分界面上的反射场 E_r ，即

$$\begin{aligned} E_r &= E_{r0} a_x e^{i\theta_1 z} \\ &= E_r^{(0)} + E_1^{(1)} + E_2^{(2)} + \dots \end{aligned} \quad (2.53)$$

相应的磁场强度为 H_r ,

$$\begin{aligned} H_r &= H_{r(0)} (-a_y) e^{i\theta_1 z} \\ &= \frac{E_{r0}}{\eta} (-a_y) e^{i\theta_1 z} \\ &= H_r^{(0)} + H_1^{(1)} + H_1^{(2)} + \dots \end{aligned} \quad (2.54)$$

同理，在介质二中可以将波按沿 $+z$ 方向传播和沿 $-z$ 方向传播分别合成为 E_2^+ 和 E_2^-

$$\begin{aligned} E_2^+ &= E_2^{+(1)} + E_2^{+(2)} + E_2^{+(3)} + \dots \\ &= E_{20}^+ a_x e^{-i\beta_2 z} \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$\begin{aligned} E_2^- &= E_2^{-(1)} + E_2^{-(2)} + E_2^{-(3)} + \dots \\ &= E_{20}^- a_x e^{i\beta_2 z} \end{aligned} \quad (2.56)$$

相应的磁场强度为 H_2^+ 和 H_2^-

$$H_2^+ = \frac{E_{20}^+}{Z_2} a_y e^{-i\beta_2 z} \quad (2.57)$$

$$H_2^- = -\frac{E_{20}^-}{Z_2} a_y e^{i\beta_2 z} \quad (2.58)$$

介质三中的合成场为

$$\begin{aligned} E_1 &= E_1^{(1)} + E_1^{(2)} + E_1^{(3)} + \dots \\ &= E_{10} e^{-i\beta_1(\tau-d)} a_x \end{aligned} \quad (2.59a)$$

$$H_1 = \frac{E_{10}}{Z_3} e^{-i\beta_1(\tau-d)} a_y \quad (2.59b)$$

有边界条件可得, 在 $z=0$ 处时

$$E_1(0) + E_2(0) = E_2^+(0) + E_2^-(0) \quad (2.60a)$$

$$H_1(0) + H_2(0) = H_2^+(0) + H_2^-(0) \quad (2.60b)$$

在 $z=d$ 处

$$E_2^+(d) + E_2^-(d) = E_1(d) \quad (2.60c)$$

$$H_2^+(d) + H_2^-(d) = H_1(d) \quad (2.60d)$$

式(2.60a)和(2.60b)中包含了 E_{10} 、 E_{20}^+ 、 E_{20}^- 和 E_{10} 等 4 个未知量, 由此 4 个代数方程, 完全可以解出以 E_{10} 表示的解, 即可得到各区域场量与入射场的关系。

一般地, 如果有 $n+1$ 层介质, 则有 n 个分界面, 由边界条件则建立 $2n$ 个代数方程, 其中包含了 $n-1$ 层介质中沿 $+z$ 方向传播和沿 $-z$ 方向传播的合成场及第一层中的总反射场和第 $n+1$ 层中的总透射场, 共 $2n$ 个未知量, 方程有解。

2.6 导体中的电磁波及表面的反射特征

对于铜、铁等良导体, 其电导率 σ 很大, 由式(2.35)可知到衰减常数 α 也很大。因此, 电磁波在良导电中传播时, 场矢量的衰减很快, 电磁波只能透入良导体表面的薄层内 (电磁波只能在导体以外的空间或电介质中传播), 这种现象称为集肤效应。当 $z=1/\alpha$ 时, 场矢量的振幅为 E_0/e , 即在导体内的 $1/\alpha$ 处, 场矢量的振幅已衰减到表面处的 $1/e$, 这时, 电磁波透入导体内的深度称为穿透深度或集肤深度, 记为 δ , $\delta=1/\alpha$, 代入式(2.35)中的, 经过简化可得

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.61)$$

这表明电磁波进入良导体的深度是其波长的 $1/2\pi$ 倍, 高频电磁波透入良导体的深度很小。例如, 当频率为 100MHz 时, $\delta=0.67 \times 10^{-3}$ cm。可见, 高频电磁波的电磁场, 集中在良导体表面的薄层内, 相应的高频电流也集中在该薄层内流动。

任意角度入射条件下导体表面的反射比较复杂, 这里仅讨论垂直入射的情况。理想介质中将存在入射波和反射波。理想导体内不存在透射波。如 E^r 为导体反射波, E^i 为入射波, K_{Cl} 为入射介质的波数, 由理想导体边界条件可知: $E^r = -E^i e^{iK_{Cl}z}$, 此时电场与磁场在界面上的连续条件依然成立。因为导体表面有感生电流, 反射系数为复数, 用反射的能流密度与入射的能流密度之比表示反射系数 R

$$R = - \left| \frac{E^r}{E^i} \right| = -1 \quad (2.62)$$

能量全部被反射, 在混凝土中的钢筋之所以有很强的反射就是因为高导性质。

2.7 介质的电磁性质及高频雷达波在分层有耗介质中的传播机制

由前述内容可知, 介质的相对介电常数 ϵ_r 对雷达波的波长、波速和反射系数有非常大的影响。而在高频电磁波中, 由极化惯性所引起的附加导电性, 也是一个值得深入研究的问题。

多种因素的影响使得同类介质的电阻率 ρ 在很宽的范围内变化。同样介质的相对介电常数 ϵ_r 也在相当宽的范围内变化, 绝大多数介质的介电常数较低。由于一般介质与水的相对介电常数差异较大, 所以具有较大孔隙度介质的介电常数主要取决于它的含水量。

基于上述分析, 总结高频雷达波在分层有耗介质中的传播机制如下:

(1) 电磁波的波长、波速和在分界面上的反射系数主要与介电常数有关, 而与电导率关系不大。

(2) 高频雷达波在层间传播时, 与在空气中相比, 波长缩短、波速降低、振幅衰减。电导率对雷达波的振幅衰减影响较大, 限制了雷达波的探测距离。

(3) 在两层介质的分界面上, 当介质的介电常数存在差异时, 才会发生反射。反射系数的大小还与入射角有关。由此可见, 基于反射脉冲的识别和脉冲波双程旅行时间计算的地质雷达探测, 不仅要考虑地下介质的介电常数, 还要考虑地下介质的电导率。特别要注意, 当两层不同介质的介电常数相同时, 不可能接收到此界面的反射信号。

(4) 虽然较高频率的天线有较高的分辨率, 但也会受各种损耗机制造成的较大衰减的影响, 因而被限制应用在较浅的穿透深度上。

参考文献

- 付国强. 2006. 铁路路基地层雷达波传播规律研究. 北京: 中国矿业大学(北京) 博士论文
 马冰然. 2003. 电磁场与微波技术. 广州: 华南理工大学出版社
 宋水森, 张晓娟, 徐诚. 2003. 现代电磁场理论的工程应用基础——电磁波基本方程组. 北京: 科学出版社

- 栗毅, 黄春琳, 雷文太. 2006. 探地雷达理论与应用. 北京: 科学出版社
- 王薰, 李国定, 龚克. 2001. 电磁场理论基础. 北京: 清华大学出版社
- 杨峰. 2004. 地质雷达系统及其关键技术的研究. 北京: 中国矿业大学(北京) 博士论文
- 曾昭发, 刘四新, 王者江. 2006. 探地雷达方法原理及应用. 北京: 科学出版社
- 翟波. 2007. 道路病害探地雷达解释方法研究. 北京: 中国矿业大学(北京) 博士论文