

微波遥感

第二卷

雷达遥感和面目标的散射、辐射理论

【美】F. T. 乌拉比 R. K. 穆尔 冯健超 著

黄培康 汪一飞 译

科学出版社

1987

内 容 简 介

《微波遥感》共三卷,本书是第二卷,主要论述雷达面目标的散射和辐射理论以及测量方法。前一部分介绍微波散射计、微波辐射计、真实孔径雷达和合成孔径雷达等几种主要遥感测量工具及其测量方法,后一部分阐述均匀与不均匀介质的散射和辐射特性,在此基础上建立起面目标的散射和辐射理论。

本卷共六章,即从第七到十二章。第七章阐述散射基本原理;第八章与第九章分别叙述真实孔径与合成孔径侧视机载雷达系统;第十章介绍散射测量技术;第十一章解释散射、辐射机理及经验统计模型;第十二章对面目标的散射和辐射特性进行模型化。

本书可供从事微波遥感研究、设计和应用的科技人员参考,也可供大专院校微波遥感专业的高年级学生、研究生和教师阅读。

Fawwaz T. Ulaby Richard K. Moore Adrian K. Fung

MICROWAVE REMOTE SENSING

Volume II

Radar Remote Sensing and Surface

Scattering and Emission Theory

Addison-Wesley Publishing Company, 1982

微 波 遥 感

第 二 卷

雷达遥感和面目标的散射、辐射理论

[美] F. T. 乌拉比 R. K. 穆尔 冯健超 著

黄培康 汪一飞 译

责任编辑 唐正必 李 立

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳区门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1987年9月第一版 开本:787×1092 1/16

1987年9月第一次印刷 印张:25

印数:0001-1,500 字数:571,000

统一书号:15031·865

本社书号:5292·15-7

定价: 5.90 元

中 译 本 序

美国堪萨斯大学三位教授合著的《微波遥感》一书(三卷集)是这一领域迄今最权威的一部学术专著。它是20年来堪萨斯大学微波遥感实验室工作成果的反映和总结;也是三位教授多年教学和科研工作的结晶。

过去20年是微波遥感取得重大突破、开始引起遥感领域广大科技工作者兴趣并取得加速发展的年代。最先引人注意的是高分辨率合成孔径雷达(SAR)于60年代初开始在军事高空侦察领域发挥作用并于60年代中期逐步扩展到民用遥感领域。大量机载SAR的高质量图象改变了人们对微波雷达空间分辨率不高的旧概念,而雷达的全天候运用特点更使人们刮目相看。与此同时,微波辐射计的灵敏度(温度分辨率)也不断提高。1962年美国发射“水手2号”卫星,首次用微波辐射计探测金星。1968年苏联发射“宇宙243号”卫星,用4频道微波辐射计研究大气和海冰。进入70年代,SAR由机载向星载过渡。1972年“阿波罗-17”登月宇宙飞船上的SAR系统是这样过渡的首次成功的尝试。1978年发射的“海洋卫星1号”是从航天高度向地球环境进行微波遥感的第一次试验。为期98天的飞行结果取得了大批雷达图象,证明了SAR从航天高度提取地面高分辨率图象的能力。它的25米空间分辨率的图象已经超过了陆地卫星上MSS图象的分辨率(80米),也超过了专题扫描仪TM图象的分辨率(30米),而它的全天候工作能力使成像过程不会留下无效的空白,这更是MSS, TM及SPOT卫星上CCD推帚式扫描仪等无法做到的。“海洋卫星1号”上还装载着其它三种微波传感器:无源的五通道扫描微波辐射计,有源的微波散射计和微波高度计。它们分别取得了一批全球大气和海洋参数的微波辐射图象和散射数据。此外,在基础理论研究、地物微波辐射和散射测量研究方面70年代也得到了相应的加强。在成像技术领域,SAR数据的计算机成像也在70年代后期取得了突破。

就在这二十年中的最初日子里,本书作者之一的R. K. 穆尔教授60年代初以高度的科学预见在堪萨斯大学筹建起“微波遥感实验室”。以后,F. T. 乌拉比教授和冯健超教授也先后成为这个实验室的主要成员。从60年代中期开始,这个实验室以每年几十篇论文的成果推动着微波遥感向前发展,成为微波遥感基础研究和应用研究的一个重要国际中心,访问过这个实验室的国际学者以及由它培育出来的取得博士学位的研究生遍布世界各地。这三位教授对中国都怀着友好的感情并于80年代初期分别访问过北京、上海、青岛等地,本书的许多读者一定都听过他们生动的富有内容的学术报告。这套三卷专著的第一册和第二册也是在80年代初陆续问世的。

为了进一步看出这套专著的重要性,我们再简单考虑一下进入80年代后微波遥感的动向。1981年11月哥伦比亚号航天飞机装上成像雷达SIR-A,这是80年代的第一次重要试验。它所获得的图象可以识别出埃及西北部沙漠地区的地下古河道,又一次引起国际科技界的震动。1984年10月挑战者号航天飞机装上SIR-B,它是双波段(L和C波段)成像雷达,试验目的是要测量地形、探测海上油溢、研究海洋波谱、考察美国、中国和

澳大利亚的沙漠。美国还打算在 1988 年发射的航天飞机上试验第 III 型成像雷达 SIR-C, 它是三波段 (L, C 和 X 波段) 成像雷达, 并有雷达数据实时成像系统。如果试验成功, 将是星载 SAR 技术的又一重大突破, 使雷达数据的计算机成像时间 (一幅 100 公里 \times 100 公里的图象) 可望从 8-12 小时缩短到几秒钟。1988 年以后美国拟在航天飞机上分别装上四种 SAR, 还打算发射在轨道上长期运行的 SAR。NASA 曾宣布要在 1991 年 3 月发射极地轨道历时三年的雷达卫星和历时五年的成像雷达空间站。美国计划到本世纪末使微波遥感器的能力达到现在的 10 倍, 获得的信息量增加 1000 倍。此外, 欧洲空间局 (ESA), 以及加拿大、日本等都有相应的航天微波遥感计划。

国际上的这种热闹景象不是偶然的, 它一方面说明微波遥感的巨大潜力正在逐步被发掘出来, 同时也说明微波遥感目前正处在试用阶段, 需要做更多的严格考验使它尽快地从试用阶段过渡到实用阶段。可以看出, 目前正在从以下三方面进行努力: 一、继续进行大规模微波遥感试验, 包括从航天高度对地面的观察和在地面 (或用机载设备) 对各类地物微波辐射和散射特性的测量, 系统地积累数据, 形成各类数据库。二、提高微波遥感器的研究水平, 特别要求遥感器的标定精度和测得的数据精度有数量级 (10 倍) 的提高。三、开发新的图象处理和信息提取技术, 把人工智能技术应用到“图象理解”。一般估计在今后十年内能使微波遥感技术在许多领域达到比较全面的实用阶段。

本书是在上述时代背景下产生的, 从它内容安排的全面性和逻辑性可以看出作者是完全理解时代要求的。第一卷是全书的基础。它扼要而精辟地阐述了微波遥感的原理, 着重叙述了目前正在广泛试用的微波辐射计的理论 and 系统设计中的一些主要问题。作者在基本概念的阐述和数学推导方面既是严谨的也是深入浅出引人入胜的。在微波辐射计的系统设计介绍中, 作者从经典的狄克型辐射计出发一直叙述到最新的扫描成像辐射计, 使读者既看到这一技术领域的历史发展过程, 也看到当前最新的前治方向。此外, 作者还详细分析了设计中的许多工程实际问题, 如狄克型输入开关, 接收机输入端的一些技术细节、参量放大器、场效应晶体管 (FET) 放大器和混频前置放大器的比较。特别值得一提的是, 第一卷中详细讨论了辐射计中接收机和天线标定问题; 第二卷中讨论了 SAR 的标定问题。这是提高遥感器测量精度的关键。每一章之后都有习题和详尽的参考文献, 这当然是读者所欢迎的。

我深深感到三位教授多年教学和科研工作的丰富经验和严谨的治学作风在这部专著中是反映出来了。我们是可以从中得到许多有益启示的。

陈宗鹭

于中国科学院电子学研究所

一九八七年三月

译 者 的 话

众所周知,雷达的工作波段的选择大致经过了一个从长波到短波的发展过程,最早的英国 CH 雷达的波长大于 10 米,继而是米波、分米波和厘米波,目前正在向毫米波和红外波段扩展。然而遥感技术所使用的波长似乎正好相反,最早的是可见光,继而是红外多光谱,目前微波遥感正在迅猛兴起。微波遥感与光学遥感相比较,它除了具有全天候和全日夜的能力外,它的特征信号丰富,含有幅度、相位和极化等多种信息,它对地球覆盖层的穿透能力也较红外波段为强。目前微波遥感尚有不及光学遥感的方面,例如,存在空间分辨力低,以及人们还不习惯对雷达图象解译等弱点。总之,微波遥感在遥感领域中还是一门新兴的学科,正在欣欣向荣,具有很大的发展潜力。

微波遥感是研究电磁波与各种媒介质之间相互作用的机理。电磁波在传播途径中,由于媒介质的不连续性、不均匀性、各向异性以及耗损等因素,因此,在遥感目标区产生了反射、散射、透射、吸收和辐射等各种现象,目标与散射电磁波的相互作用,产生空间、时间、幅度、频率、相位和极化等参数的调制,从而使回波载有信息,通过标定和信号处理技术,把这些信息变换成各种特征信号 (signatures), 例如散射系数、极化系数、相对相位量、发射率、表观温度、亮度温度、多普勒谱、功率谱、角谱,以及时域统计的各阶矩等。人们面临的最艰巨的任务是力图将特征信号与被测目标的物理量之间建立起严格的对应关系,通过建立的半经验公式或数学模型,推知遥感目标的物理特性和运动特性,从而达到辨认目标和识别目标的目的,这就是微波遥感技术的全过程。

微波遥感技术能否在我国以至全世界蓬勃发展,关键是它的应用价值。所以应该尽快地使微波遥感在地形勘测、地下资源勘探、海洋开发、农业增产和环境保护等各个应用领域中产生效益,创造财富,为人民造福。我国地大物博,自然资源极为丰富,正等待着开发。我国的科学技术又正面临着新的振兴时期,因此微波遥感技术大有可为。我们不一定走陆基、机载到星载的固定模式之路,不一定局限于合成孔径雷达、散射计、辐射计和高度表等标准设备,而可以从被测目标的具体特性出发,利用上述微波遥感基本机理,有针对性地设计遥感器,走我国自己的道路。与此同时,也应该积极参加国际遥感技术的活动,加强合作,分享对全地球资源开发的成果。

《微波遥感》全书共三卷(本书是第二卷),它是美国堪萨斯大学遥感实验室多年来大量实验结果和理论研究工作的结晶,是世界微波遥感领域中的一部经典著作。译者希望通过本书的翻译出版,对我国的微波遥感事业的发展有所裨益。

在本书的翻译过程中曾得到江明、黄培功、印国泰和林元福诸同志的帮助,得到中国科学院电子学研究所陈宗鹭同志的指教,在此一并致谢。

由于译者水平有限,不妥之处望读者予以指正。

原 序

在过去的二十年中，微波遥感已经逐渐发展成为监测大气层和行星表面的一种重要工具，特别是用于对地球的观测。“微波遥感”这一术语包含了对电磁波传播和它与各种介质相互作用这两个方面的现象的研究。具体说来，其内容包括面目标和体目标的散射与辐射；设计微波遥感技术和被测数据的处理方法；以及从测量数据中求得有关大气层或物质表面的时变或空变的信息，从中求得介质特性及其参数等等。遥感器按其工作原理通常可分为主动和被动两大类：主动遥感器本身包含有照射源，因而它具有发射机和接收机，按其体制和用途不同包括有：雷达成象仪、散射计和高度表等；被动遥感器只包含接收机，它测量来自观测环境的辐射特性，被动遥感器通常称为微波辐射计。

雷达除了作为传统的气象应用和军事应用之外，目前已被扩展到绘制地质结构和地貌图象方面，特别是在有云覆盖的那些地方，用光学遥感器是很难穿透的。其他方面的应用，其中有的已经卓有成效，有的尚处于研究阶段。它们包括：植被图、各类海冰的辨认、测量海风的速度与方向、绘制土壤水分和雪中含水量分布图，以及土地利用的估值等。微波辐射计则被装载于地球卫星上，用来检测大气层温度和海面水蒸气密度，也可用来估计云层中液态水含量，还可用来辨认不同类型海冰以作为在寒冷海水中的—种辅助导航手段。处于研究阶段的有希望的应用领域包括监测土壤含水量和雪中水量的立体分布。这些特性对于农业、水文学和气象学无疑都是很重要的，也是非常有用的。

本书包括微波遥感的三部分内容：遥感器和被测景物间的相互作用，遥感器设计和遥感测量技术，以及微波遥感在地球科学中的应用。然而，应强调指出的是，本书是专为从事微波遥感的物理学家和工程师们所写的，而不是为诸如地质学家和水文学家等用户们写的，因此，为弥补这一不足，我们试图利用一些通用知识，并通过诸如景物的实体温度和介质特性等中间参数，在微波遥感的输出响应和景物参数（例如土壤含水量等）之间建立起一定的数学关系。而再深入一步的工作，例如将遥感数据拟合成合适的模型，以及遥感数据与其他信息源的综合利用等问题，都超出了本书的范围。我们只讨论如何利用雷达去绘制线性地质构造图，而不介绍地质学家们如何利用这些信息去描绘矿物与石油勘探位置的方法学。

本书共分三卷。第一卷是微波遥感基础和辐射测量学。它以主动和被动微波遥感的发展历史与应用作为开头（第一章），接着是电磁波传播（第二章）、天线（第三章）和电磁波与大气成分相互作用（第五章）三个主题的导论，这三章的内容企图向读者提供一个微波遥感的基本概貌，因为它们都是通用知识。第一卷的主要论题是微波辐射测量学，其主要内容包括在第四章、第六章以及第五章的后半部分之中。第四章一开始是辐射测量学的基本概念和一些引人感兴趣的问题引论，然后对大气层和地球自然辐射源的辐射测量问题进行了论述。第五章是讲大气层中的气体、云层和雨的辐射问题，它利用了前面第四章所推导出来的一些辐射传递的基本关系式。第六章讨论了辐射计接收机的工作原理及其性能指标，并对测量精确度、定标技术和成象等方面作了详尽的研究。

第二卷是雷达遥感和面目标的散射、辐射理论,包括从第七章至第十二章。第七章阐述后向散射测量的基本原理,其中包括:测量统计法,角度、多普勒和脉宽的分辨技术,以及有关雷达模糊函数的讨论。第八章和第九章分别描述了真实孔径和合成孔径侧视机载雷达系统的工作原理。第十章集中讨论了散射测量中采用的内定标和外定标两种方法。

第十一章至第十三章是阐述电磁波(微波频段范围)与材料介质参数相互关系的模型化。其中第十一章的主要目的是帮助读者建立有关均匀的和不均匀介质散射与辐射特性的物理机理的一些感性知识。它是从两方面来描述的:一是对影响散射和辐射特性的诸因素进行讨论(例如表面粗糙度、电介质特性、穿透深度和介电常数不均匀等);二是提出了简单的半经验统计模型。第十二章和第十三章是系统地阐述了包含有一套高级数学技巧的理论模型。其中第十二章仅限于讨论扩展面目标,例如海面 and 裸露土壤等目标。第十三章(归于第三卷)阐述更一般情况下的散射和辐射模型,例如覆盖在粗糙表面上的体散射体组成的一层(例如植被层)。

正如第三卷的书名(体目标的散射辐射理论,先进遥感系统及其应用)所表达的,该卷的内容包括有:第十三章讲体目标散射和辐射;第十四章和第十五章分别讲散射计和高度表的系统结构及其应用;第十六章讲合成孔径雷达的信号处理技术;最后五章讲主动和被动微波遥感的应用。第三卷末尾还附有一张各种典型材料介电特性的综合表,表中列举了淡水与盐水,纯冰与海冰,雪、土壤以及植物等的介电特性参数。

这三卷书一起可作为研究生三个学期的微波遥感的教材,也可以作适当的删减,将本书压缩成为一个学期的教材,例如只保留主动微波遥感系统,微波辐射学,散射和辐射理论,以及微波遥感应用等主要方面的内容。此外,这三卷书还可供遥感工程师和科学家们作为有关波谱学(电磁波范围)方面的遥感技术参考书。

作者对本书撰写中提供了帮助和支持的各位人士表示感谢。感谢支援过我们研究工作的各个单位,特别是国家航空与航天局(NASA)、国家科学基金会(NSF)和国防部。还要感谢我们的许多学生,他们在好几个学期只能用笔记形式的教科书来学习,但他们在改进本书内容的描述方面提出了许多好的建议。在本书的图片与照相处理方面,要向堪萨斯大学研究中心的誊写艺术服务社的薇拉·谢红(Vero Schon)及她的同事们致谢,还特别要表扬曾经是本书的主要绘图技师里克·尼格斯(Ricky Nigus)。

除此之外,我们的秘书李·布拉克莱奇(Lee Blackledge)、乔礼·巴哈特(Julie Banhart)和卡席·布里克门(Kathy Brinkman)等为本书的原稿打印和文字修改耐心地做了大量的工作,在此一并给予致谢。

F. T. 乌拉比 R. K. 穆尔 冯健超

目 录

中译本序.....	i
译者的话.....	iii
原序.....	iv
第七章 测量和分辨	1
7-1 雷达方程	1
7-2 亮度温度和微分散射系数的测量	5
7-2.1 衰落概念	5
7-2.2 衰落统计特性	14
7-2.3 对衰落信号求平均以降低平均估值的方差	18
7-2.4 有噪状态下的测量	24
7-3 角度、距离和速度的分辨.....	26
7-4 角度分辨	29
7-5 距离分辨	33
7-5.1 脉冲雷达	33
7-5.2 调频雷达	36
7-5.3 Chirp (啁谱)雷达	40
7-5.4 二进相位码“Chirp”.....	45
7-6 速度分辨	49
7-7 距离测量和速度测量中的模糊	54
7-7.1 引言	54
7-7.2 模糊函数	55
习题.....	63
第八章 真实孔径侧视机载雷达	69
8-1 引言	69
8-2 雷达测量类型	69
8-3 天线旋转式雷达	71
8-4 侧视机载雷达的特性	73
8-5 侧视机载雷达的雷达方程	75
8-6 对天线方向图、距离和散射系数变化的补偿.....	76
8-7 侧视机载雷达图象中的斑纹	82
8-8 侧视机载雷达系统	88
8-9 系统各部件相互匹配	93
8-9.1 接收机传递函数	93
8-9.2 各部件匹配以获取所需的传递函数	96
8-10 几何失真.....	98
8-10.1 侧视机载雷达图象的失真	98

8-10.2 侧视机载雷达测高度	102
8-10.3 山与建筑物	105
习题	106
第九章 合成孔径侧视机载雷达系统	109
9-1 引言	109
9-2 研究合成孔径雷达的方法	109
9-2.1 合成孔径	109
9-2.2 与基准点目标响应进行相关	113
9-2.3 对接收的点目标信号匹配滤波	115
9-2.4 类似于测距脉冲压缩中去调制的去线性调频	115
9-2.5 合成孔径雷达与光学聚焦等价	116
9-3 合成孔径雷达的分辨力	118
9-3.1 合成孔径的观点	118
9-3.2 多普勒波束锐化的观点	121
9-3.3 真实孔径分辨力与聚焦、非聚焦合成孔径分辨力的比较	122
9-4 合成孔径雷达模糊度的研究	123
9-4.1 扫描式合成孔径雷达	127
9-4.2 斜视模式	128
9-5 合成孔径雷达功率估量	129
9-6 合成孔径雷达的误差及其补偿方法	131
9-6.1 固有的几何误差	131
9-6.2 电子系统稳定性	132
9-6.3 运动误差	133
9-6.4 姿态误差	135
9-6.5 距离游动和距离弯曲	136
9-7 合成孔径雷达的系统组成	139
9-8 合成孔径雷达的斑纹及其减小措施	143
9-9 合成孔径雷达信号处理导论	146
9-9.1 频谱与偏置	149
9-9.2 聚焦深度	151
9-9.3 处理器定时和复杂性与分辨力的关系	153
9-10 聚焦式电子处理器	154
9-10.1 零偏置数字处理	154
9-10.2 真正合成孔径处理	156
9-10.3 相关处理	159
9-10.4 声表面波器件作方位去线性调频	162
9-10.5 采用梳状滤波器的距离序贯处理器	164
9-11 光学处理器	166
9-12 非聚焦处理器	170
9-12.1 波束方向图	170
9-12.2 处理器	171

9-12.3 基带处理器	171
9-12.4 距离偏置处理器	174
9-13 成像雷达小结	176
9-13.1 引言	176
9-13.2 空间分辨力	176
9-13.3 斑纹和灰度等级分辨力	178
9-13.4 功率估量	178
9-13.5 对不同散射系数和距离进行天线方向图和接收机增益修正	179
9-13.6 真实孔径雷达和合成孔径雷达系统	180
9-13.7 系统各部件相互匹配	180
9-13.8 运动效应	180
9-13.9 合成孔径雷达的模糊问题	181
9-13.10 处理合成孔径雷达数据	181
习题	182
第十章 散射测量	185
10-1 雷达定标概述	185
10-1.1 引言	185
10-1.2 照射积分	187
10-2 内定标	192
10-3 外定标	198
10-3.1 引言	198
10-3.2 测量精度	199
10-3.3 定标目标	200
10-4 陆基的与直升飞机机载的散射计和频谱仪系统	206
10-5 机载和星载的散射计系统	214
10-5.1 引言	214
10-5.2 锐方向性波束体制	215
10-5.3 扇形波束体制	218
10-5.4 接近垂直入射时的测量	226
10-6 辐射计-散射计系统	228
习题	230
第十一章 散射与辐射的物理机理及其经验统计模型	231
11-1 引言	231
11-2 面散射特性	233
11-2.1 表面参数	234
11-2.2 光滑表面的判据	236
11-2.3 表面粗糙度的影响	238
11-2.4 介电常数的影响	239
11-3 简单物理模型	241
11-3.1 点散射体	241
11-3.2 小面单元	243

11-3.3 布雷诺格谐振	246
11-3.4 硬目标	247
11-4 体散射特性	248
11-4.1 海冰	250
11-4.2 雪	251
11-4.3 植被层	252
11-4.4 土壤	252
11-5 散射系数的简单模型(与表面物理参数关系)	253
11-5.1 海水	253
11-5.2 土壤湿度	257
11-5.3 植被层	260
11-5.4 雪	266
11-6 亮度温度的简单模型(与表面物理参数关系)	270
11-6.1 海水	270
11-6.2 土壤湿度	272
11-6.3 植被层	277
11-6.4 雪	278
11-7 地面和海面后向散射的一般特性	283
11-7.1 地面的平均后向散射系数	283
11-7.2 农田	285
11-7.3 雪	287
11-7.4 海冰	287
11-7.5 目标类型的比较	288
11-7.6 海面的平均后向散射系数	289
11-8 地面和海面辐射的一般特性	290
11-9 硬目标的后向散射	292
习题	293
第十二章 随机表面的散射和辐射导论	295
12-1 引言	295
12-2 接收功率和散射系数	295
12-3 从平均功率测量中求得散射系数	296
12-4 波浪形表面的散射	297
12-4.1 确定 $\hat{n} \times E$ 和 $\hat{n} \times H$	298
12-4.2 介质 1 中的散射场(驻留相位近似法)	299
12-4.3 介质 2 中的散射场(驻留相位近似法)	301
12-4.4 散射系数(大 $q_0 \sigma$, $\bar{q}_0 \sigma$ 值近似法, 即 $q_0^2 \sigma^2 > 10, \bar{q}_0^2 \sigma^2 > 10$)	302
12-4.5 介质 1 中的散射系数(表面均方根斜度小于 0.25 时的标量近似法)	304
12-4.6 介质 2 中的散射系数(表面均方根斜度小于 0.25 时的标量近似法)	308
12-4.7 基尔霍夫散射模式	309
12-5 微粗糙表面的散射	311
12-5.1 散射问题的公式	312

12-5.2 场强幅度的确定	313
12-5.3 极化幅度	316
12-5.4 散射系数	319
12-5.5 小扰动模式	321
12-6 倾斜扰动平面的后向散射	323
12-7 不规则表面的反射率、透射率和发射率	327
12-8 测试比较	330
12-8.1 人造表面	330
12-8.2 天然表面	331
习题	337
附录 12A 在上层介质中散射场公式推导 [$(q_z \sigma)^2 > 10$ 近似条件]	339
附录 12B 在下层介质中散射场公式推导 [$(q_z \sigma)^2 > 10$ 近似条件]	341
附录 12C 在介质 1 与介质 2 中散射场公式推导(标量近似法)	343
附录 12D 相干散射分量	346
附录 12E 集合平均和积分公式	348
附录 12F 均方根斜度和曲率半径	349
附录 12G 波动方程求解	350
附录 12H 由平面电磁波算出散射系数	351
附录 12I EE^* 的集合平均和散射系数	351
附录 12J 基本数学公式推导	352
附录 12K 遮蔽函数	357
附录 12L 利用表面相关系数 $\rho = (1 + \xi^2/l^2)^{-1.5}$ 对 (12.55b) 和 (12.58b) 式 求值	358
参考文献	363
附录 A 常数表	369
附录 B 常用的函数和变换	370
附录 C 符号表	373
汉英名词对照索引	380

第七章 测量和分辨

在微波遥感中，对地面上不同面目标之间的分辨主要是靠雷达或辐射计所接收到的信号强度不同来区分的，因此接收信号强度的测量是遥感设备中一项最重要的测量。微波遥感仪器的这种特性既不同于典型雷达，也不同于作为其他用途的辐射计，在典型雷达中，目标位置的测量常是系统最重要的指标，而信号幅度的测量倒不那么重要。

由于从不同面目标所接收到的信号幅度彼此必须能分辨开来，因此位置的测量对于遥感器来说，也是一种分辨能力。对地面不同面目标之间的分辨方法通常是角度、距离和速度测量的综合。在微波遥感中，速度测量实际上仍是对地面上不同距离的测量。类似地，角度测量也是对地面上某一区域的分辨，因为对地面不同点来说，偏离遥感器纵轴线的角度是不同的。

幅度测量与接收信号的统计特性紧密相关。不论雷达还是辐射计，通常其接收信号具有像噪声那样的衰落特性。例如，在辐射计中，信号源本身就类似于噪声。又如在机载雷达中，地面上每点散射体所对应的多普勒频移值均不相同，其结果导致所接收的信号是不同频率的多个正弦波的综合，这种模式也与噪声的分析方法相似。辐射计和雷达所接收到的两种貌似噪声信号之间的主要区别在于它们的通带。辐射计的信号通带很宽，可达几十兆赫或几百兆赫，而雷达的多普勒通带要窄得多，典型的带宽常不超过几千赫。

7-1 雷达方程

雷达系统、雷达目标和接收信号，三者特性之间的基本关系可以由雷达方程来描述。图 7.1 表示了由一个孤立的雷达目标（散射体）散射时的几何关系，图中还注明了雷达方程中所包含的各个参数。

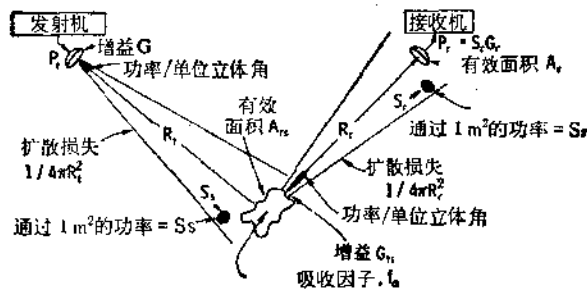


图 7.1 雷达方程所包含的各量及其几何关系

当发射天线增益为 G_t 和发射功率为 P_t 时，在散射体所处方向上单位立体角的功率等于 $P_t G_t$ 。在散射体处的功率密度（也称坡印亭矢量值）以 S_t 表示，其表达式为

$$S_r = (P_t G_t) \cdot \left(\frac{1}{4\pi R^2} \right) \quad (7.1)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{入射到散射体处的} \\ \text{单位面积功率} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{向散射体} \\ \text{方向的发射功率} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{扩散} \\ \text{损失} \end{array} \right)$$

其中扩散损失 $1/4\pi R^2$ 表示发射功率以天线为中心、以 R 为半径的球面体向外散布时的功率密度降低因子。

功率密度乘上散射体的有效接收面积就等于散射体截取到的总功率

$$P_{rs} = S_r A_{rs} \quad (7.2)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{散射体截取} \\ \text{到的功率} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{单位面积的} \\ \text{入射功率} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{散射体的有} \\ \text{效接收面积} \end{array} \right)$$

应该指出, A_{rs} 并非是散射体截取入射波束所得的实际面积, 而是有效面积。有效面积是这样的含义: 即假设由有效面积所截取入射波束的功率均被留下, 而入射波束其余部分的功率均被不间断地通过。因此, 有效面积 A_{rs} 的实际值决定于将散射体看作为接收天线时散射体的有效程度。

由于散射体不是完纯导体, 也不是完纯绝缘体, 因此在散射体中将有一部分接收功率被耗损掉, 剩下的功率将被再辐射到各个方向。如果以 f_r 表示吸收耗损部分, 则再辐射部分为 $(1 - f_r)$, 这样, 散射体的再辐射总功率为

$$P_{rr} = P_{rs}(1 - f_r) \quad (7.3)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{散射体的再} \\ \text{辐射功率} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{由散射体所} \\ \text{截取的功率} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{不被散射体} \\ \text{所吸收部分} \end{array} \right)$$

散射体中流经的传导电流和位移电流产生的再辐射, 类似于天线那样产生一个方向图, 如图 7.2 所示。应该指出, 散射体的有效接收面积是入射波方向的函数, 因此(7.2)式中的 A_{rs} 值理解为只适用于某一入射波方向的特定值。再辐射方向图可以与 A_{rs} 方向图不一样, 而在接收方向上的增益是再辐射方向图上的一个有关量。

$$S_r = P_{rr} G_{rr} \frac{1}{4\pi R_r^2} \quad (7.4)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{接收机处单位} \\ \text{面积的功率} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{散射体再} \\ \text{辐射功率} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{在接收机方} \\ \text{向上的增益} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{扩散} \\ \text{因子} \end{array} \right)$$

其中 P_{rr} 是再辐射总功率, G_{rr} 是接收方向上散射体的增益, $1/4\pi R_r^2$ 是再辐射扩散因子。请注意, 通信接力线路与雷达散射之间的主要区别在于: 通信线路只有一个扩散因子, 而雷达有两个。因此, 如果 $R_r = R_t$, 则总距离为 $2R_t$ 。如果以 $2R_t$ 作为通信距离, 则扩散因子为 $\frac{1}{4}(1/4\pi R_t^2)$ 。而对雷达来说, 其扩散因子为 $(1/4\pi)^2(1/R_t)^2$ 。因此, 雷达的扩散损失比同样总距离的通信接力线路大得多。

接收机输入端功率为

$$P_r = S_r A_r \quad (7.5a)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{接收} \\ \text{功率} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{接收机处单位} \\ \text{面积上的功率} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{雷达的有效} \\ \text{接收面积} \end{array} \right)$$

其中 A_r 是接收天线的有效孔径,而不是实际面积,它不但是方向性的函数,而且也与接收机呈现给接收天线的负载阻抗有关. 举例来说,如果负载是一个短路或开路电路,则接收功率 P_r 就为零.

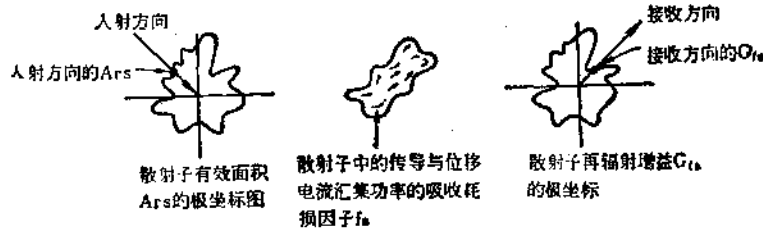


图7.2 散射体的接收、吸收与再辐射特性

将(7.1)至(7.4)式代入(7.5)式,可得

$$P_r = (P_t G_t) \left(\frac{1}{4\pi R_t^2} \right) A_{rs} (1 - f_a) G_{rs} \left(\frac{1}{4\pi R_r^2} \right) A_r$$

$$= \left(\frac{P_t G_t A_r}{(4\pi)^2 R_t^2 R_r^2} \right) [A_{rs} (1 - f_a) G_{rs}] \quad (7.5b)$$

上式中方括弧内的因子均与散射体有关,单独地测量这些因子是很困难的,它们的相对贡献对于只要知道雷达接收信号强度的人们并不感兴趣,因此通常把它作为一个因子来处理,称为雷达散射截面:

$$\sigma = A_{rs} (1 - f_a) G_{rs} \quad (7.6)$$

散射截面不仅是入射波的来向和射向接收机方向的函数,而且还决定于散射体的形状及其介电特性.

用(7.6)式散射截面的定义代入(7.5b)式,最后得雷达方程的表达式为

$$P_r = \frac{P_t G_t A_r}{(4\pi)^2 R_t^2 R_r^2} \sigma \quad (7.7)$$

最通常的情况是发射与接收设在同一位置,所以发射与接收的斜距也就相同,如图7.3所描绘的那样. 这时,通常还使收发公用一副天线,因而收发天线增益与有效口径均相同,即

$$R_t = R_r = R, \quad G_t = G_r = G, \quad A_t = A_r = A \quad (7.8)$$

由于天线有效面积与它的增益有如下关系式:

$$A = \frac{\lambda^2 G}{4\pi} \quad (7.9)$$

我们将雷达方程(7.7)式重新整理成

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} = \frac{P_t A^2 \sigma}{4\pi \lambda^2 R^4} \quad (7.10)$$

上式给出两种形式. 一是以天线增益给出,另一种以天线面积给出.

雷达方程(7.7)式和(7.10)式既可适用于点目标,也适用于面目标. 也就是说,散射截面并不是以目标类型的任何特性来定义的,而是仅表征一个特定目标的散射截面特性. (7.10)式给出的表达式称为单基地雷达方程, (7.7)式给出的称为双基地雷达方程,当然,当满足(7.8)式条件时也就转化为单基地形式了. 遥感雷达测量中被研究的对象是面形

式,因此很适合于选用面散射目标模型。又如在前面 5-14 节中导出的云的表达式,它是遥感测量中体散射,因而也可导出相类似体散射目标模型。

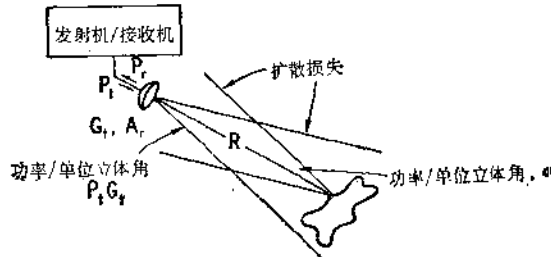


图 7.3 单基地雷达方程所包含的各量及其几何关系

用于上述雷达方程中的基本散射模型是基于这样的假设,即在任何时刻被照射的面积是由完全随机分布位置的许多点散射目标所组成,它们的幅度也同样是随机的。这种标称假设的含义是说,接收信号中没有一个幅度是远大于其他信号的,也就是说,没有一个散射体是起主要支配作用的。在这样假设前提下,则空间任意一点在任何时刻,从不同点目标来的所有散射体之间的相位关系是固定的,接收的电场强度可写成

$$E_r = \sum_{i=1}^N E_{ri} = \sum_{i=1}^N |E_{ri}| e^{i\phi_i} e^{-i2kR_i} \quad (7.11)$$

式中 ϕ_i 是与第 i 个点目标的散射作用相关的相位因子, R_i 是从雷达到第 i 个点目标的距离。这样,在特定时间和特定空间上的一个点的电场强度值完全是确定的。(7.11)式表示了相位复矢量的合成作用。通常,人们关心的是平均接收功率而不是某一瞬时的接收场强。当进行平均时,正如对噪声平均时一样[某一特定瞬时的噪声电压也像(7.11)式那样合成,但无 $2kR_i$ 这项因子],式中相位因子效应被取消。我们对全体进行空间和时间的集合平均,得到的平均接收功率为

$$\bar{P}_r = \sum_{i=1}^N \bar{P}_{ri} \quad (7.12)$$

由(7.10)式给出了每个独立目标的接收功率,代入(7.12)式后,可得

$$\bar{P}_r = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^2} \sum_{i=1}^N \frac{P_{ti} G_i^2 \sigma_i}{R_i^4} \quad (7.13)$$

式中 P_{ti} 也包括在求和符号之内,这说明它与 G_i 和 R_i 一样,受照面积处于不同部位时其照射功率也不可能一样。由于不同散射体所处的雷达入射波来向上稍有差别,因此天线增益 G_i 也不同,散射体到雷达的斜距也稍有差异。

下一步求各独立的子目标散射截面表达式:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_i \Delta A_i}{\Delta A_i}$$

上式分子部分简单表示散射截面^D幅值乘以与该子目标有关的地面那部分面积,而分

1) 通常我们将“雷达散射截面”(σ)缩写为“雷达截面”。同样,将“微分散射系数”(σ^o)缩写为“散射系数”,当可能产生模糊或特别需要强调的场合下,则形容词“微分”两字仍需加上,不能省略。

母部分就是地面的那部分面积,因此我们将单位面积的散射截面定义为微分散射系数,即

$$\sigma^0 = \left\langle \frac{\sigma_i}{\Delta A_i} \right\rangle \quad (7.14)$$

如果在 P_i, G, R 近乎相等的每块面积 ΔA_i 内包含有多个散射中心,并可以对它们进行合理平均的话,我们可将(7.13)式中的 σ_i 用平均意义上的 $\sigma^0 \Delta A_i$ 来代替,则雷达方程可写成:

$$P_r = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \sum_{i=1}^N \frac{P_t G_i^2 \sigma^0 \Delta A_i}{R_i^4} \quad (7.15)$$

如果用 σ^0 来表达的条件得到的满足的话,则上式可推广到求和极限情况,即用积分来代替:

$$\bar{P}_r = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \int_{\text{受照面积}} \frac{P_t G^2 \sigma^0 dA}{R^4} \quad (7.16)$$

上式就是面扩展目标的雷达方程,也是最广泛地用于遥感雷达中的雷达方程。

请注意,上述雷达方程形式仅局限于下列条件下应用:

1. 在天线增益 G 、发射功率 P_t 和斜距 R 基本为常数的某一区域内,存在多个独立的点散射体;
2. 在任何特定时刻,受照总面积内存在众多的散射体。

例如,受照面积只有几个平方米,但却包含有一个大的散射体,这个大散射体也可能是一辆汽车,汽车只有两或三个主要散射中心,这时回波将由汽车目标特性所支配,因此这里的微分散射系数的概念不再适用。相反,同样大小的受照面积如果是草坪,它包含有众多的独立散射体,那末微分散射系数概念完全适用。总之,人们必须非常小心,以保证这个概念应用在合适的特定条件下。

7-2 亮度温度和微分散射系数的测量

亮度温度和微分散射系数的测量完全决定于对设备噪声和目标衰落统计特性所掌握的程度,因此本节一开始先讨论雷达目标的衰落概念,接着再讨论其统计特性。

7-2.1 衰落概念

信号的衰落是这样形成的:即当多个散射体形成的雷达目标和雷达站之间具有相对运动时,(7.11)式中的电场强度求和值在不同空间点是变化的,在同一空间点但不同时刻也会变化。此衰落现象可从两种观点来研究,两者任选一种:

1. 运动时对空间图形取样;
2. 不同散射中心所产生的回波多普勒频率漂移,并由此产生对接收波形的调制。

空间图形观点

领会上述产生衰落的两种观点的最好办法是寻找一种最简单的可能产生衰落的情况,这情况就是散射目标仅有两个散射中心组成,如图 7.4 所示。

图中(a)即是它的几何关系。散射中心 a 与 b , 两者相距 d , 雷达站距两个散射体

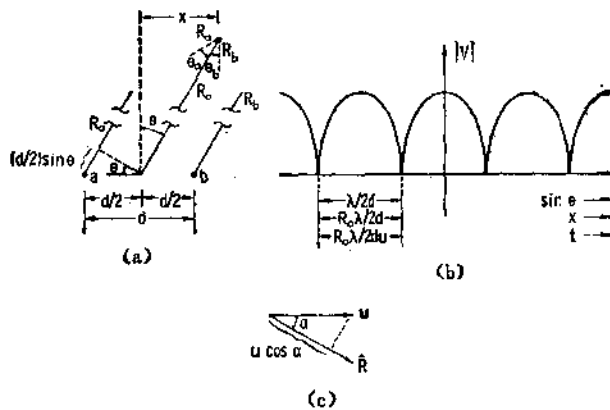


图 7.4 由两个点目标组成阵列的散射特性
 (a) 两个点目标散射体的几何关系; (b) 两个点目标产生的衰落图形;
 (c) 径向速度分量

连线中点的距离为 R_0 ，该距离远大于目标散射体本身所扩展的尺寸。这时，人们可假设由各个散射体到雷达站的射线是相互平行的。即

$$R_0 \gg d \quad (7.17)$$

另外，还可假设雷达到目标的路程 R_a, R_0 与 R_b 均终端于同一点，即雷达站点上，如图 7.4 所示。图中所标的状态是：雷达偏离散射体连线的中垂面的距离为 x ，并继续沿着平行于散射体连线的方向运动。

雷达站接收到的电压值为

$$V = V_0 e^{-i2kR_a} + V_0 e^{-i2kR_b} \quad (7.18)$$

式中 V_0 包含与雷达方程有关的许多因子。我们还假定 a 与 b 两点的散射截面相等，因此，在两点合成的接收电压中，只考虑由于 R_a 与 R_b 的路程差所引起的相移差的贡献。因为在散射体的近区内，各条 R 射线近似为平行的，因此

$$R_a \simeq R_0 + \frac{1}{2}d \sin \theta, \quad R_b \simeq R_0 - \frac{1}{2}d \sin \theta \quad (7.19)$$

将上面的距离值代入(7.18)式，得

$$V = V_0 e^{-i2kR_0} (e^{-i k d \sin \theta} + e^{+i k d \sin \theta})$$

取电压幅值

$$|V| = 2 \left| V_0 \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) \right| \quad (7.20)$$

以 $\sin \theta$ 为横坐标，上式的图形如图 7.4(b) 所示。

这就启发我们对图形特性作进一步研究。譬如，离原点的第一个零值点发生在下式的 θ_1 处：

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta_1 = \frac{\pi}{2}$$

θ 的下标 1 即表示第一个零值点。化简上式得

† 该式中的 V_0 与(7.18)式的 V_0 不同，该式的 V_0 为 $V_0 \cos \frac{4\pi R_0}{\lambda}$ 值，是与 R_0 有关的非时变量。——译者注

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{4d}$$

$$\theta_1 \approx \frac{\lambda}{4d}, \quad \text{当 } d \gg \lambda \text{ 时} \quad (7.21)$$

当两个散射体相距好几个波长时,零值点接近原点,这时正弦函数值可用其自身的幅角来近似。第2个零值点从下式求得:

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta_2 = \frac{3\pi}{2}$$

$$\sin \theta_2 = \frac{3\lambda}{4d}$$

$$\theta_2 \approx \frac{3\lambda}{4d}, \quad \text{当 } d \gg \lambda \text{ 时} \quad (7.22)$$

一般来说,各零值点的位置并不重要,我们仅对给出的波瓣宽度感兴趣,也即希望知道相邻两零值点之间的间隔。它是

$$\Delta \sin \theta = \sin \theta_2 - \sin \theta_1 = \frac{\lambda}{2d}$$

$$\Delta \theta = \theta_2 - \theta_1 \approx \frac{\lambda}{2d}, \quad \text{当 } d \gg \lambda \text{ 时} \quad (7.23)$$

虽然波瓣的角度宽度很容易求得,其衰落特性好似天线方向图那样,然而更适用的量还是沿着雷达飞行路线方向上两零值点之间的间距,这间距值可由下式求得:

$$\Delta x = R_0 \Delta(\sin \theta) \approx R_0 \Delta \theta$$

将(7.23)式的 $\Delta \theta$ 值代入上式得

$$\Delta x = \frac{R_0 \lambda}{2d} \quad (7.24)$$

因此,衰落图形中两零值点间的间距大小正比于斜距与波长,反比于两散射体相互分开的间距。如果两散射体相距很近,则沿着飞行路线的两零值点相距很大;反之,两散射体相距很远,则两零值点靠得很近。

如果雷达站以匀速 u 运动,则 t 时间内的位移距离为

$$x = ut \quad (7.25)$$

由图 7.4(a) 的几何关系可得

$$\sin \theta = \frac{ut}{R_0} \approx \theta \quad (7.26)$$

相邻两零点间的时间间隔值可换算得

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{u} = \frac{R_0 \lambda}{2du} \quad (7.27)$$

当 d 较小时,零值点间的间距较大,因而其时间间隔也相应较大。当然,雷达高速运动时的时间间隔要比低速运动的时间间隔小。

将(7.26)式代入(7.20)式,得到的接收电压幅度是一个时间的函数:

$$|V| \approx 2 \left| V_0 \cos \left(\frac{2\pi d u t}{\lambda R_0} \right) \right| \quad (7.28)$$

式中余弦函数的幅角可用一个衰落频率 f_f 来表达

$$\frac{2\pi du}{\lambda R_0} = 2\pi f_r t$$

衰落频率就等于

$$f_r = \frac{du}{\lambda R_0} = \frac{\text{(目标扩展尺寸)}(\text{相对运动速度})}{\text{(波长)}(\text{斜距})} \quad (7.29)$$

虽然上述推导仅在两个点目标条件下得到的,但是由(7.29)式所描述的基本概念同样适用于 a, b 两点之间充满目标实体的情况。也就是说,如果 d 值表示目标扩展的总长度,则(7.29)式求得的 f_r 就是该目标的最高衰落频率。如果该扩展目标上还有些靠得较近的单元,这意味着它们具有较小的 d 值,因而它们产生衰落信号的频率较低,或者说沿着飞行路线产生较大的零值间距。因此,尽管由于两个点目标的假设条件使推导得到很大简化,上述的基本概念完全适用于面扩展的目标情况。

多普勒观点

多普勒频率值就是径向距离变化所产生的信号相位的变化率。对于常值载频情况,回波场强可表达为

$$E = E_0 e^{j\phi} = E_0 e^{j(\omega_c t - 2kR)} \quad (7.30)$$

总的瞬时角频率是由相位的时间变化率所产生,可写成

$$\omega = 2\pi f = \frac{d\phi}{dt} \quad (7.31)$$

将(7.31)式代入(7.30)式中,得到总瞬时角频率为

$$\omega = \omega_c - 2k \frac{dR}{dt} = 2\pi f_c - \frac{4\pi}{\lambda} \frac{dR}{dt}$$

真实频率为

$$f = f_c - \frac{2}{\lambda} \frac{dR}{dt} = f_c + f_D \quad (7.32)$$

式中 f_D 就是载频的多普勒频移,它是由斜距 R 随时间变化所引起,其值为

$$f_D = -\frac{2}{\lambda} \frac{dR}{dt} = -\frac{2u_R}{\lambda} \quad (7.33)$$

式中 u_R 为径向速度分量。因而多普勒频移可认为是每秒钟内以波长折合的两倍径向速度值,并带负号。其负号的由来是由于人为地假定:当雷达站接近目标,即 R 减小时,多普勒频率为正值;而当雷达远离目标,即 R 增大时,多普勒频率为负值。径向速度分量可由总速度矢量与距离矢量取得,如图 7.4(c) 所示。

$$u_R = -\mathbf{u} \cdot \frac{\mathbf{R}}{R} = -u \cos \alpha \quad (7.34)$$

式中 α 代表速度矢量与由雷达至目标的径向矢量之间的夹角。这样,(7.33)式的多普勒频率可表达为

$$f_D = \frac{2\mathbf{u} \cdot \mathbf{R}}{\lambda R} \quad (7.35)$$

掌握了多普勒频率的这个概念,就可用它去解释衰落现象。

如图 7.4(a)所示,如果假定雷达是朝 x 轴的正方向运动,则速度矢量可写成

$$\mathbf{u} = \hat{x}u$$

同样,由图可见

$$R_0 = \hat{x}R_0 \sin \theta - \hat{y}R_0 \cos \theta$$

将这些表达式代入(7.35)式,多普勒频率为

$$f_D = \frac{2u}{\lambda} \sin \theta \quad (7.36a)$$

与距离有关的相移隐含在多普勒频率之中,因此我们可将接收电压表达为不同频率的两个电压的合成。类似于(7.18)式的形式,不同的只是这里是以总频率与相位变量写出

$$V = V_0 e^{j\omega_0 t} (e^{j2\pi f_{D_a} t} + e^{j2\pi f_{D_b} t}) \quad (7.36b)$$

式中 f_{D_a} 与 f_{D_b} 分别为目标 a 与目标 b 的多普勒频率,由下式给出

$$\begin{aligned} f_{D_a} &= \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_a = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x + d/2}{R_a} \\ f_{D_b} &= -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x - d/2}{R_b} \end{aligned} \quad (7.37)$$

式中 $\sin \theta_a$ 与 $\sin \theta_b$ 的含义已在图 7.4(a) 中表示。忽略(7.37)式分母中 R_a, R_b 与 R_0 之间的差异,则可将上述电压值改写为

$$V = V_0 \left\{ \exp \left[j \frac{4\pi u}{\lambda R_0} \left(x + \frac{d}{2} \right) t \right] + \exp \left[j \frac{4\pi u}{\lambda R_0} \left(x - \frac{d}{2} \right) t \right] \right\}$$

上式中,我们已经省略了载频因子 $e^{j\omega_0 t}$, 它还可简化为

$$V = V_0 e^{j4\pi u x t / \lambda R_0} (e^{j2\pi u d t / \lambda R_0} + e^{-j2\pi u d t / \lambda R_0})^\dagger$$

再次简化,并取电压幅值

$$|V| = 2 \left| V_0 \cos \left(\frac{4\pi u x t}{\lambda R_0} \right) \cos \left(\frac{2\pi u d t}{\lambda R_0} \right) \right|^{**}$$

在 $x \gg d$ 条件下,上式中 $\cos \left(\frac{2\pi u d t}{\lambda R_0} \right)$ 相当于在 $\cos \left(\frac{4\pi u x t}{\lambda R_0} \right)$ 的包络上进行调制。因此可将 $\cos \left(\frac{4\pi u x t}{\lambda R_0} \right)$ 项归纳到载频中,这样进一步简化后可得

$$|V| \simeq 2 \left| V_0 \cos \left(\frac{2\pi u d t}{\lambda R_0} \right) \right| \quad (7.28)$$

由此可见,从多普勒观点得到的上式与由空间图形观点得到的结果相同,同为(7.28)式。

上述的两种研究观点应该是相互等效的,在具体遥感雷达中应用时,哪个方便就采用那一个。通常,多普勒观点用来作计算比较简便,而通过空间图形的运动概念来理解其机理比较直观。

值得注意的是,由第一种概念所得的结果原则上与雷达运动速度是否是常值无关,除非一开始就假定 $x = ut$ 。因此,人们在空间不同点上可测得不同随机时间序列,从而得到信号的时变特性,这在某些特殊情况下是有用的。然而大多数遥感雷达的运载器是匀速运动的,因此,由 $x = ut$ 导出的(7.29)式的这些时间关系假定均适用于遥感雷达,这正是多普勒观点。

† 原文中将指数项 $e^{j4\pi u x t / \lambda R_0}$ 误写为 $e^{-j4\pi u x t / \lambda R_0}$ 。——译者注

** 此式与“在 $x \gg d$ 条件下,……”这段推导是译者添加的,原文直接写成(7.28)式。——译者注

沿水平飞行时多普勒频移通式——等多普勒线

为计算一般情况下的衰落频谱，人们必须分析在特定位置与雷达速度下多普勒频率变量随地面上不同点的变化关系。为计算多普勒频率，图7.5中画出了雷达在地平面上作水平飞行时的几何关系。大多数遥感雷达是水平飞行的，因此正适合这里所讨论的情况。然而，有时也需要考虑垂直运动，在计及垂直运动的大多数情况下，计算方法与此类似，当然要更复杂些。

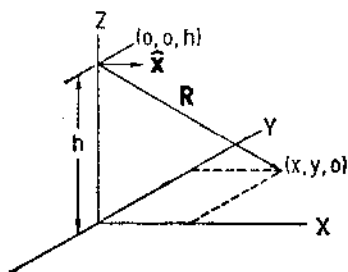


图 7.5 在地平面上空作水平飞行时多普勒计算的几何关系

由图 7.5 可见
$$\mathbf{u} = \hat{x}u \tag{7.38}$$

从处于 $(0, 0, h)$ 点的雷达站到处于 $(x, y, 0)$ 点的目标的矢量距离可表示为

$$\mathbf{R} = \hat{x}x + \hat{y}y - \hat{z}h \tag{7.39}$$

速度的径向分量是

$$u_R = -\frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{R}}{R}$$

由此可得

$$u_R = -\frac{ux}{R} \tag{7.40}$$

因此，从 $(x, y, 0)$ 点散射来的雷达接收信号中多普勒频移值的一般表达式(通式)为

$$f_D = \frac{2u_R}{\lambda} = \frac{2ux}{\lambda R} = \frac{2ux}{\lambda\sqrt{x^2 + y^2 + h^2}} \tag{7.41}$$

以侧视雷达(一种很重要的主要遥感工具)为例。假定侧视雷达的天线电轴指向图 7.5 中的 Y 轴向，那么只要天线波束足够窄，即可得

$$x^2 \ll y^2 \tag{7.42}$$

满足上述条件下，多普勒频率就简化为

$$f_D = \frac{2ux}{\lambda\sqrt{x^2 + y^2 + h^2}} \approx \frac{2u}{\lambda\sqrt{y^2 + h^2}}x \tag{7.43}$$

即如果将平方根内的 x^2 可以忽略，则在靠近正侧向位置处，多普勒频率线性地正比于沿飞行轨迹方向的位移量 x 。

再回到 (7.41) 式，对该式重新整理，可得到一根在平面上为等多普勒频率线的方程，称为等多普勒线。方程为

$$h^2 = x^2 \left[\left(\frac{2u}{\lambda f_D} \right)^2 - 1 \right] - y^2 \tag{7.44}$$

如果在与运动矢量一致的方向上，目标所得的多普勒频移定义为 f_{D0} 的话，即

$$f_{D0} = \frac{2u}{\lambda} \tag{7.45}$$

则(7.44)式可表达为

$$h^2 = x^2 \left[\left(\frac{f_{D0}}{f_D} \right)^2 - 1 \right] - y^2 \tag{7.46}$$

因为 f_{D0} 恒大于 f_D , 因此上式为双曲线方程。所得的双曲线组如图 7.6 所示。零多普勒线就是 y 轴, 当 f_D 为小值时, 双曲线族几乎平行于 y 轴。当 f_D 逐渐向 f_{D0} 值逼近时, 在靠近 x 轴处, 双曲线族愈来愈弯曲。遥感雷达可以在任意的平面区域内探测, 但顾名思义, 实用的侧视雷达总是基本上在 y 轴邻近区域内观察的。

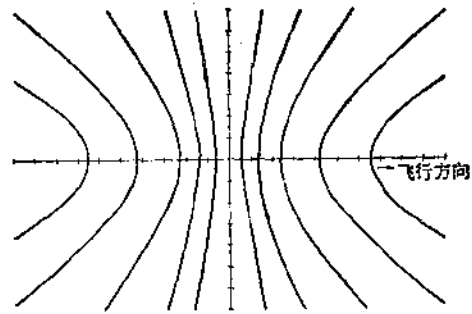


图 7.6 在地平面上空作水平飞行时的等多普勒线

复合目标的衰落

典型遥感雷达照射一块有限范围的面积, 该面积中包含有多个散射体, 这些散射体给出不同的多普勒频率, 如图 7.7 所示, 图中那块椭圆形的照射面积被多条等多普勒线所划分。沿着不同的等多普勒线上标有从 1 至 16 个不同点目标, 1 号点目标处于最低等多普勒上, 接着有三个点目标处于稍高一点的等多普勒线上, 再接着是四个等等。其衰落频谱正是由于这些多元散射体的合成所产生。与 (7.36b) 式相仿, 只不过不是两个点, 而是一大群不等分量的点所合成。

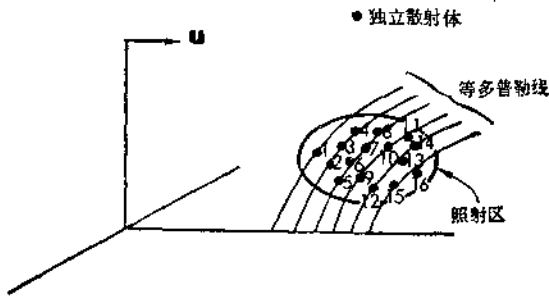


图 7.7 多普勒衰落的基本模型

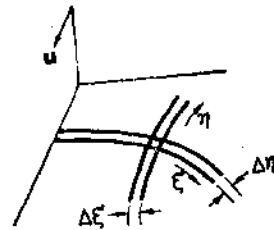


图 7.8 用于计算多元复合体衰落的几何图

一般情况下, 我们既不知道照射区域中独立散射体的位置, 也不知道它们的大小, 因此要利用不均匀散射系数的概念对整个照射面积积分, 才能得到散射的功率谱。图 7.8 表示了供计算复合衰落用的几何图。图中给出了沿着一条等多普勒线的坐标轴为 ξ 与垂直于等多普勒线的坐标轴为 η 的这样一个给定面积单元 $\Delta\xi\Delta\eta$, 它处于一组正交族的交会区域内, 这组正交族的一族由两邻近的等多普勒线形成, 另一族即垂直于等多普勒线的两邻近等 η 线所产生。按照扩展面目标的散射方程 (7.16) 式, 将面积单元的上述性质代入, 就可决定微分回波功率为

$$d^2P_r = \frac{\lambda^2 P_t G^2 \sigma^0}{(4\pi)^2 R^4} d\xi d\eta \quad (7.47)$$

我们可以沿着宽度为 $d\eta$ 的等多普勒带积分, 得到由 $d\eta$ 多普勒频带所产生的总回波功率为

$$dP_r = \frac{\lambda^2 d\eta}{(4\pi)^2} \left[\frac{P_t G^2 \sigma^0 d\xi}{R^4} \right] \quad (7.48)$$

当然, 这里假定: 积分带具有足够的宽度和长度, 以保证其内有足够多的散射体。这样, 微分散射系数的概念才能被应用。

上式如以功率密度来表达,则为

$$dP_r = S(f_D)df_D$$

(7.48)式就变为

$$S(f_D) = \frac{dP_r}{df_D} = \left(\frac{d\eta}{df_D} \right) \left[\frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \right] \left[\int \int \frac{P_t G^2 \sigma^0 d\xi}{R^4} \right] \quad (7.49)$$

相对来说,这个方程式比较直观易懂。但有时由于装载雷达的运载器特殊的运动特性,用 ξ 与 η 表示的上式计算起来也是相当复杂的。

我们选用一部侧视机载雷达作为一个应用例子来说明多普勒频谱的概念。这时,相应于图 7.8 的几何图用图 7.9 来表示。等多普勒线族是平行于 y 轴的,因而它是以 x 为常值的一族线,沿某一根等多普勒线伸展距离 ξ (即 y 值),为了得到一块面积单元,取 $\Delta y = \Delta \xi$ 。相类似,在垂直于等多普勒线方向上有一族 y 为常值的线(即 x 方向),也取一段 $\Delta x = \Delta \eta$ 。

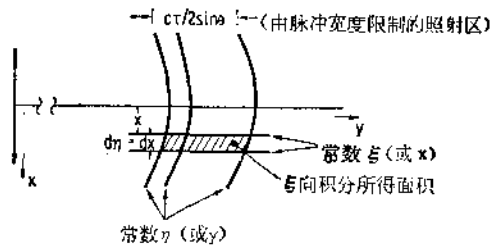


图 7.9 用于计算侧视机载雷达衰落的几何图

由(7.41)式得到的多普勒频移值为

$$f_D = \frac{2ux}{\lambda R} \quad (7.50)$$

因此

$$x = \left(\frac{\lambda R}{2u} \right) f_D \quad (7.51)$$

求由 x 变化而引起的 f_D 变化

$$\frac{d\eta}{df_D} = \frac{dx}{df_D} = \frac{\lambda R}{2u} \quad (7.52)$$

上式给出了(7.49)式中的第一个因子。(7.49)式的第二个因子为常值。为求第三个因子,需仔细研究哪些量是 ξ 的函数(或 x 的函数)。在侧视机载雷达情况下,在任意较大范围内随 x 值变化的唯一因素是天线增益 G ,在恒定照射的情况下,天线增益可表达为

$$G = G_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (7.53)$$

其中

$$\alpha = \pi(\beta/\beta_h) \quad (7.54)$$

式中 β 角表示侧视方向上的角偏移量,因此它是

$$\beta = \frac{x}{R} \quad (7.55a)$$

而 β_h 为

$$\beta_h = \frac{\lambda}{l} \quad (7.55b)$$

式中 l 是沿着飞行轨迹方向的天线尺寸, 应注意的是 β_h 并不是天线半功率点的实际波束宽度, 在此情况下, 半功率点宽度为 $0.88\beta_h$, 将(7.55)式代入(7.54)式, 化简得

$$\alpha = \frac{\pi l}{\lambda R} x = \left(\frac{\pi l}{\lambda R}\right) \left(\frac{\lambda R}{2u}\right) f_D$$

因而得到

$$\alpha = \left(\frac{\pi l}{2u}\right) f_D \quad (7.56)$$

为得到更简洁的形式, 可定义

$$f_{Dc} = \frac{2u}{l} \quad (7.57)$$

所以

$$\alpha = \pi \frac{f_D}{f_{Dc}} \quad (7.58)$$

将 α 值代入(7.53)式, 最后得到以多普勒频率表达的增益式

$$G = G_0 \left(\frac{\sin(\pi f_D / f_{Dc})}{\pi f_D / f_{Dc}} \right)^2 \quad (7.59)$$

可将上式 G 值代入(7.49)式。

此外, 我们假定散射系数 σ^0 在照射区内为常值, $1/R^4$ 因子也近似为常值, P_t 在照射区内同样可认为是常值, 最后得功率密度为

$$S(f_D) = \frac{\lambda^3 P_t G_0^2 \sigma^0 r_y}{2(4\pi)^3 u R^3} \left[\frac{\sin(\pi f_D / f_{Dc})}{\pi f_D / f_{Dc}} \right]^2 \quad (7.60)$$

式中 r_y 是 y 方向(即横轨迹方向, 也即距离方向)上的雷达分辨力, 因此多普勒衰落的功率谱仅仅决定于天线的方向图。

仍以一部机载侧视雷达为例, 取 $l = 4\text{m}$, 速度 $u = 200\text{m/s}$, 由(7.56)式得

$$\alpha = 0.01\pi f_D$$

因为天线方向图的第一零点处于 $\alpha = \pi$, 因而在该零点处的多普勒频率为 $f_D = 100\text{Hz}$ 。

再以一部宇宙飞船所载的侧视雷达为例, 取 $l = 15\text{m}$, 速度 $u = 7.5\text{km/s}$, 则得

$$\alpha = 0.001\pi f_D$$

即在宇宙飞船上装载遥感的天线方向图第一零点处的多普勒频率是 1000Hz , 如果这时将天线缩小到飞机一样(即 4m 时), 其多普勒频率将升高到 3750Hz 。

综上所述, 衰落是由因众多的、同时被照射的散射体与雷达之间具有不同的路程长, 以及不同的径向速度所引起的。我们既可以认为它是由散射体处于不同位置上雷达飞过时的不同空间图所引起的, 也可以认为它是由不同多普勒频移的多个点目标的合成回波的多普勒频谱所产生。当被照射的面积较大时, 衰落图形中的零值点不论在时间上还是在空间上相互均靠得很近, 因此它含有较高的频谱。反之, 当被照射的面积较小, 则含有较低的频谱, 沿着飞行方向的空间零值点间隔也相应加宽。

7-2.2 衰落统计特性

扩展面目标的衰落统计模型本质上与噪声模型相类似,它以多普勒方法为计算基础,也与噪声那样,以空间图形法来解释物理概念,因此就按统计学观点来说,本节的讨论只是第 6-2 节噪声讨论的延续。

在多普勒模型中,我们将回波信号中的每小段增量频带认为是一个工作于多普勒偏移频率上的小振荡源,如果目标是一个多散射体的大集合体,则这是很有效的近似。这些不同频率源的起始相位是随机的,当然,由于频率不同,因此也不存在什么谐波关系,随机相位的叠加产生一个似噪声信号 (noislike signal)。因而衰落信号的统计特性也与噪声那样,是一种由多个振荡源集合体的统计模型,这个模型中,每个振荡源的功率就代表了总噪声通带中每小段增量的功率。

正如在扩展面散射的基本模型讨论中曾指出的,有些目标的散射特性可能由其中的一个或少数几个主要的散射体所支配,这时,似噪声统计模型不能采用,而需采用赖斯 (Rice) 于 1944—1945 年所推导的模型,他假设条件是在噪声背景中存在有一个或多个强信号。

在似噪声情况下,采用随机游动 (random-walk) 法将一系列的随机相位的相矢量叠加,如用图来表示的话,即从原点开始画第一个相矢量,接着从第一相矢量的末端开始画第二个相矢量,依次一个接一个,从原点到最后一个相矢量末端的矢量就是最后合成矢量。该合成矢量可分解为水平分量 V_x 和垂直分量 V_y , 而该合成矢量的长度就是包络电压 V_c , 如图 7.10 所示。

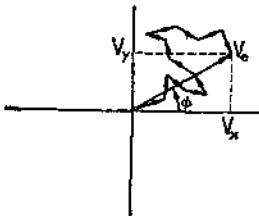


图 7.10 随机角度相矢量叠加的例子
(在两维平面上随机游动法)

设第 i 个散射体的电压值为

$$V_i e^{j(\omega t + \theta_i)} \triangleq V_i e^{j\phi_i}$$

式中 V_i 为幅值, $\phi_i = \omega t + \theta_i$ 为瞬时相位值。于是,由 N_i 个散射体组成的集合体其瞬时电压值为

$$V = \sum_{i=1}^{N_i} V_i e^{j\phi_i} \quad (7.61a)$$

正如图 7.10 所示,合成电压 V 同样可表示为由电压包络值 V_c 和相角 ϕ 所组成

$$V = V_c e^{j\phi} \quad (7.61b)$$

由图 7.10, 对 V 进行分解

$$V_x = V_c \cos \phi = \sum_{i=1}^{N_i} V_i \cos \phi_i \quad (7.62a)$$

$$V_y = V_c \sin \phi = \sum_{i=1}^{N_i} V_i \sin \phi_i \quad (7.62b)$$

当 N_i 足够大到使中心极限定理可适用的情况,这时 V_x 和 V_y 就可认为是正态分布,其平均值分别为

$$\langle V_x \rangle = \sum_{i=1}^{N_i} \langle V_i \cos \phi_i \rangle \quad (7.63a)$$

$$\langle V_y \rangle = \sum_{i=1}^{N_c} \langle V_i \sin \phi_i \rangle \quad (7.63b)$$

对随机相位散射体来说,通常假定 V_i 与 ϕ_i 均为独立随机变量,其中 ϕ_i 在 0 到 2π 范围内呈均匀分布,于是 (7.63a) 式变为

$$\langle V_x \rangle = \sum_{i=1}^{N_c} \left[\langle V_i \rangle \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \phi_i d\phi_i \right] = 0 \quad (7.64a)$$

相类似可得

$$\langle V_y \rangle = 0$$

另外, $\langle V_x V_y \rangle = 0$, 意即 V_x 与 V_y 不相关,而在正态分布的随机变量条件下,这同样意味着相互独立,因此可写出 V_x 与 V_y 的正态分布联合概率密度函数为

$$p(V_x, V_y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-(V_x^2 + V_y^2)/\sigma^2} \quad (7.65)$$

通常我们只对合成相矢量的长度感兴趣,即包络电压 V_c , 因为在一般的雷达系统中,接收机中的检波器对进入的调制载波进行检波,它将载波中的调制电压解调出来,如果检波器是线性的,则检波器输出电压就是合成相矢量的长度;如果是平方律检波器,则其输出电压等于合成相矢量长度的平方。

大家熟知,包络电压的分布为瑞利 (Rayleigh) 分布,这可从 (7.65) 式分布变换到极坐标变量 V_c 与 ϕ 中获得,可作如下推导:

$$p(V_x, V_y) dV_x dV_y = p(V_c, \phi) dV_c d\phi$$

公认的如下两式:

$$\begin{aligned} V_c^2 &= V_x^2 + V_y^2 \\ V_c dV_c d\phi &= dV_x dV_y \end{aligned}$$

结果得

$$p(V_c, \phi) = \frac{V_c}{2\pi\sigma^2} e^{-V_c^2/2\sigma^2} \quad 0 \leq V_c \leq \infty, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (7.66)$$

最后,分别得 V_c 与 ϕ 独立的概率密度函数为

$$p(V_c) = \int_0^{2\pi} p(V_c, \phi) d\phi = \begin{cases} \frac{V_c}{\sigma^2} e^{-V_c^2/2\sigma^2} & V_c \geq 0 \\ 0 & V_c < 0 \end{cases} \quad (7.67a)$$

$$p(\phi) = \int_0^{\infty} p(V_c, \phi) dV_c = \frac{1}{2\pi} \quad (7.67b)$$

(7.67b)式表明,相位在 $[0, 2\pi]$ 范围内呈均匀分布,只要照射面积的长宽边尺寸远大于波长,相位均匀分布的条件一般总是满足的。实际上,当 ϕ 远大于 2π 的情况下,从 0 到 ϕ 整个范围内相位分布并非均匀,但只要 ϕ 足够大,将整个 ϕ 分布映射到 $[0, 2\pi]$ 域内时,它就近似于均匀分布。(7.67a) 式中的方差 σ^2 值,它是相矢量求和的那些独立正交分量。

瑞利分布具有一个非零的平均值,即包络电压的平均值是正值,它等于

$$\bar{V}_c = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma \quad (7.68)$$

我们可以认为此电压是检波器输出电压(或是包络电压)的直流成分。如果我们发射一个不调制的载波,经受了目标散射的瑞利衰落,接收信号的直流成分,即(7.68)式,围绕直流成分的起伏量就认为是噪声,由此可得信噪比。要确定信噪比,首先求二阶矩,即起伏的均方值,也即起伏的交流成分,其二阶矩等于

$$\overline{V_c^2} = 2\sigma^2 \quad (7.69)$$

由此求起伏分量的方差,也即交流成分的均方值

$$\overline{V_{ac}^2} = \overline{V_c^2} - \overline{V_c^2} = \left(2 - \frac{\pi}{2}\right)\sigma^2 = 0.429\sigma^2 \quad (7.70)$$

包络平均值的平方(代表直流分量平方)与起伏的均方值(代表交流分量)之比为

$$S_{eq} = \frac{\overline{V_c^2}}{\overline{V_{ac}^2}} = 3.66 \text{ (或 } 5.6\text{dB)} \quad (7.71)$$

这就是瑞利分布衰落信号的固有信噪比。瑞利衰落相当于一项附加噪声。因此,即使平均信号电平与实有机内噪声比值很高,衰落信号也只能得到 5.6dB 的信噪比,这是最好的等效信噪比。这说明为什么在雷达技术中对衰落分布是非常重视的理由。人们总希望得到高信噪比,可是在瑞利衰落情况下,不管接收的平均功率与系统热噪声功率之比为多大,其有效的信噪比不可能超过 5.6dB。除非采用多通道,将各独立通道的衰落信号取样值加在一起进行处理,这是另外一个问题了。

包络的功率值是个重要量,特别是在平方律检波的情况。无论是平方律检波器还是线性检波器在实际雷达中都是可以应用的,但大多数的计算都是假设检波器是平方律的,这倒并不是因为平方律检波优越,而是因为它的数学推导较为容易(未必很容易)。

我们假定检波的包络功率是从 1Ω 的电阻上取得的,则包络电压与包络功率具有如下关系式:

$$P = V_c^2$$

电压与功率的微分关系为

$$dP = 2V_c dV_c$$

应用此关系式,将(6.67)式的电压瑞利分布变换为功率分布:

$$p(P)dP = p(V_c)dV_c = \frac{1}{2\sigma^2} e^{-P/2\sigma^2} dP \quad (7.72)$$

上式为指数分布。其平均值为

$$\bar{P} = \overline{V_c^2} = 2\sigma^2 \quad (7.73)$$

代人(7.72)式得

$$p(P) = \begin{cases} \frac{1}{\bar{P}} e^{-P/\bar{P}} & P \geq 0 \\ 0 & P < 0 \end{cases} \quad (7.74)$$

平方律检波器输出的包络功率(或电压)的等效信噪比与输入包络电压不同,我们从它的二阶矩推求输出功率的方差,它的二阶矩为

$$\overline{P^2} = \int_0^{\infty} \frac{P^2}{\bar{P}} e^{-P/\bar{P}} dP = 2\bar{P}^2$$

从而得到方差为

$$\sigma_{P_{ac}}^2 = \overline{P^2} - \bar{P}^2 = \bar{P}^2 \quad (7.75a)$$

或者以均方差表示为

$$\sigma_{pec} = \bar{P} \quad (7.75b)$$

上式表明,指数分布的均方差(或称标准离差)等于该变量的平均值。很清楚,人们以往基于高斯分布的一套概念不适用于指数分布情况。首先,指数分布与瑞利分布都是单参数分布,也就是说,它们的均方差和平均值是相互关联的,而在高斯分布情况下,该两值是相互独立的。其次,指数分布是没有负变量值的定义,而且低于平均值一个均方差值的点已经处于定义域的边缘处,因此,高斯分布中关于落在平均值两边 $\pm n$ 个均方差的一些概率估算概念也不再适用于指数分布。

(7.73)式已经求出了指数分布的平均值。我们将此平均值代入(7.67)式瑞利分布表达式中

$$p(V_c) = \begin{cases} \frac{2V_c}{\bar{P}} e^{-V_c/\bar{P}} & V_c \geq 0 \\ 0 & V_c < 0 \end{cases} \quad (7.76)$$

图 7.11 中画出了三种分布的概率密度函数的特性,即高斯分布、瑞利分布和指数分布。

图 7.12 中画出了以分贝为横坐标的瑞利和指数的累积分布函数曲线。由图可见,这两种分布的衰落动态范围都是相当大的。如果我们只对瑞利分布或指数分布的集合取样

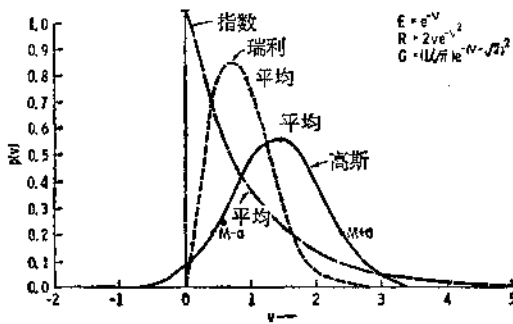


图 7.11 瑞利、指数和高斯三种概率密度函数的比较

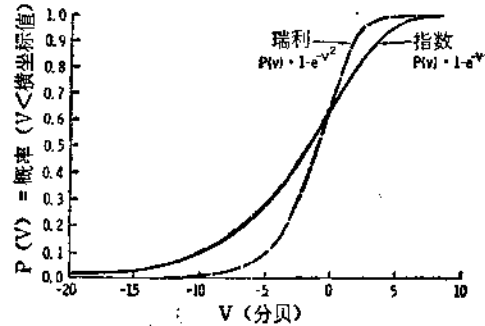


图 7.12 瑞利和指数型的概率分布函数

一个值,则很难能取到一个接近于平均值的取样值,而对遥感应用来说,很重要的问题是如何从测到的信号强度中得到平均值的估值。从图曲线可得瑞利分布的下列区域的概率

$$\begin{aligned} \text{prob}\{V_c(\text{dB}) < [\bar{V}_c(\text{dB}) - 11.9\text{dB}]\} &= 0.05 \\ \text{prob}\{V_c(\text{dB}) > [\bar{V}_c(\text{dB}) + 5.8\text{dB}]\} &= 0.05 \end{aligned} \quad (7.77)$$

这就是说,衰落信号处于动态范围 17.7dB 内的概率为 90%,而 17.7dB 相当于 7.68 倍电压值,也相当于有 5% 的时间要超过这个范围。还可以看到,如果在平均值的左右取相同的间隔,则信号经常处于低于平均值一边的可能性要比高于平均值一边的可能性大。

在指数分布情况下,不对称情况可能更为严重些,由曲线可得

† 原文误为 $\frac{V_c}{\bar{P}} e^{-V_c^2/\bar{P}}$, 现已改正。——译者注

$$\begin{aligned} \text{prob}\{P(\text{dB}) < [\bar{P}(\text{dB}) - 12.9\text{dB}]\} &= 0.05 \\ \text{prob}\{P(\text{dB}) > [\bar{P}(\text{dB}) + 4.8\text{dB}]\} &= 0.05 \end{aligned} \quad (7.78)$$

上式表明, 90% 概率的衰落动态范围同样是 17.7 dB, 但由于是功率因次, 因而它相当于 58.9 倍的功率值。也相当于有 5% 的时间还要超过这个范围。此外, 对指数分布来说, 不对称性要比上述瑞利分布更大, 这从(7.78)式与(7.77)式对比中可显而易见的。

由于遥感应用中要求雷达得到幅度的平均值, 因此在上述如此大的衰落中, 对多个独立取样值作平均处理是十分需要的, 这将在下节叙述。另外, 在微波辐射计中是接收目标辐射的真实噪声信号, 而对噪声的统计与对衰落信号的统计是一样的, 因此同样的对测量平均处理存在于辐射计中。在微波辐射计中, 该测量处理可能更为复杂, 这是因为接收的真实噪声信号几乎总是比系统所引入的热噪声弱, 因而必须处理由真实噪声信号与附加噪声两者联合的起伏效应。

上述的衰落模型均假设在一特定的照射区中, 每个散射体分量的贡献均只占总信号的一小部分。如果上述假设条件不成立, 也即当有一个大散射体, 其散射贡献能支配回波特性时, 这时得到的分布称为纳卡加密-赖斯 (Nakagami-Rice) 分布。它是由 Beckmann 于 1967 年推导出的

$$p(V) = \begin{cases} \frac{V}{\sigma^2} e^{-(V^2+A^2)/2\sigma^2} I_0\left(\frac{VA}{\sigma^2}\right) & V \geq 0 \\ 0 & V < 0 \end{cases} \quad (7.79)$$

式中 A 是单个大散射体贡献的回波幅度, σ^2 是由其余小散射体分量所贡献的有关方差值。 I_0 是第一类贝塞尔函数零阶的虚值部分。早在 1944—1945 年期间, Rice 曾推导出类似表达式, 他假设的情况是在似噪声信号中存在有几个大的正弦波, 这些内容均可在参考书中找到。

7-2.3 对衰落信号求平均以降低平均估值的方差

对衰落信号作平均处理, 可以通过取样并对取样值作叠加处理, 也可使信号通过低通滤波器以获得一个连续平均值, 该低通滤波器可认为是个积分器。下面首先研究对信号独立取样求平均的处理方法, 然后再决定在连续平均处理中等效独立的取样数目, 最后求当离散取样值相关情况下的等效独立取样数目。

通常, 只要取样间隔足够长, 就可认为各取样值不相关, 以使连续处理的相关性几乎降至零。粗略而方便的估计是使取样间隔大于通带的倒数, 这就可认为不相关。举例来说, 典型雷达的脉冲重复频率为几百赫至几千赫, 而脉冲体制雷达的通带为几兆赫量级, 因衰落的频谱远窄于发射信号自身的几兆赫带宽, 因此每个离散的脉冲回波都得到一个噪声的独立取样值。衰落信号取样值的独立性决定于对衰落频谱的分析和结果的相关性。衰落信号的独立取样值还可从频率分集的发射信号回波或从地面不同照射区中获得。

线性检波

线性检波器的平均接收电压估值 \hat{V}_L 为

$$\hat{V}_L = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_{ei} \quad (7.80)$$

式中 N 为平均取样数, V_{ei} 为第 i 个取样值在检波器输入端的包络电压值。平均值 \bar{V}_L 上面的弯折符号表示对 N 个观察取样值求平均的估值。由(7.68)式可知, 线性检波后的接收电压平均值为

$$\bar{V}_L = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma = \sqrt{\frac{\pi \bar{P}}{4}} \quad (7.81)$$

式中 σ 与 \bar{P} 的关系是由(7.73)式给出的, N 个独立取样总和的方差就等于每个取样的交流成分的均方值除以取样总数 N , 即

$$\bar{V}_{ac}^2 = \frac{0.429\sigma^2}{N} = 0.429 \frac{\bar{P}}{2N} \quad (7.82a)$$

更有意义的是用线性检波后的平均电压来表示均方差(即标准偏差):

$$S. D. = \sqrt{\bar{V}_{ac}^2} = \sqrt{\frac{0.273}{N}} \bar{V}_L = \frac{0.523\bar{V}_L}{\sqrt{N}} \quad (7.82b)$$

上式中利用了(7.81)式中 \bar{V}_L 与 σ 的关系。因此, N 个线性检波后独立取样测量的均方差与被平均的取样总数的平方根成反比。正如前述, 对瑞利分布来说, 对动态范围估计, 均方差并非是一个好的度量值。然而, 当取样数超过 4 时, 从平均意义来说, 其分布就接近高斯型, 也就是说, 有关高斯分布的均方差与平均值之间的关系等一系列的正态概念均能用来理解这里的信号变化。在某些情况下(如在杂波环境中检测目标), 概率密度函数曲线的拖延尾巴部分是很重要的。因此, 在进行高斯型近似之前, 应该采集更多的取样数作平均计算才好。

由 N 个瑞利分布变量平均而得的概率密度函数可以从瑞利分布的逐次褶积计算而得。图 7.13 表示 $N = 1$ 至 4 个取样值的计算结果。图中曲线表明, 随着取样数的增加, 曲线迅速变窄, 只要取样平均数达 4 以上, 瑞利分布的平均值很快上升到曲线的峰值附

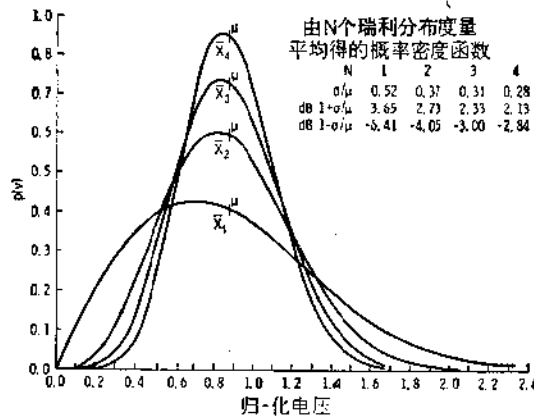


图 7.13 由 N 个瑞利分布变量平均得的概率密度函数

† 原式误为 $\sqrt{\frac{\pi \bar{P}}{2}}$ 。——译者注

近,即平均值与曲线峰值位置很接近,曲线形状也趋近于象高斯分布那样地对称。在图 7.13 右上角上还写出了四种取样数时的相对均方差值,标上了比平均值高一个与低一个相对均方差值时的分贝数。当取样数为 4 时,相对均方差(即均方差/平均值)下降到 0.28,高一个与低一个相对均方差之间的总扩展大约为 5dB。由此得到一个启示,即必须有更多的取样数进行平均,密度函数曲线的扩展才能降低。当被平均的取样数足够多时,概率密度函数的曲线除了尾巴部分之外能达到很合理的高斯近似。

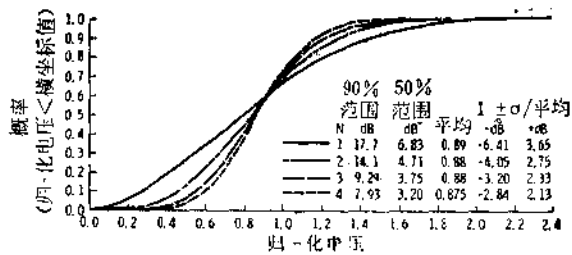


图 7.14 由 N 个瑞利分布变基平均得的概率分布函数

图 7.14 是画出了相应于图 7.13 密度函数的概率分布函数曲线,图右方还写出处于 90% 与 50% 范围内的分贝值,即使取样值选 4 时,90% 范围的分贝落差相对来说仍比较大,因此需要更多的取样数进行平均。

平方律检波

在平方律检波器中,归一化检波输出电压就等于输入端功率,称为 V_s ,其平均估值为

$$\hat{P}_s = \hat{P} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_{s,i} \quad (7.83)$$

式中 $V_{s,i}$ 为第 i 次测量值。该电压的方差是交流成分的平方平均。当指数分布时,它与功率的关系是

$$\overline{V_{s,i}^2} = \frac{\bar{P}^2}{N} \quad (7.84)$$

因此均方差为

$$S. D. = \frac{\bar{P}}{\sqrt{N}} \quad (7.85)$$

指数分布就是大家熟知的二阶自由度的 χ^2 分布。即指数分布可表达为 $\chi^2(2)$ 。对于 N 个取样数总和时的概率密度函数就是 $\chi^2(2N)$ 。按照通常统计学书籍中对 χ^2 分布惯用的标准定义,在我们这种情况下, χ^2 值应为

$$\chi^2 = 2P/\bar{P}$$

在许多概率与数理统计书籍中,有关 χ^2 分布表容易找到,然而 N 个指数分布[†]变量总和的有关分布表不太容易弄到。当 $N = 1, 2, 3, 4$ 和 10 时, $\chi^2(2N)$ 的概率密度函数的结果曲线画于图 7.15 的右上角,指数分布与高斯分布的相似性较差,也就是说,在平方律检波下的输出要比线性检波更缓慢地渐近于高斯分布,一般在取样数小于 10 之前不

[†] 原文误为瑞利分布。——译者注

应作高斯分布渐近的假设。与图 7.15 相对应的 N 个指数分布变量平均得的概率分布函数曲线如图 7.16 所示。图中同样注有 90% 与 50% 范围的分贝数。

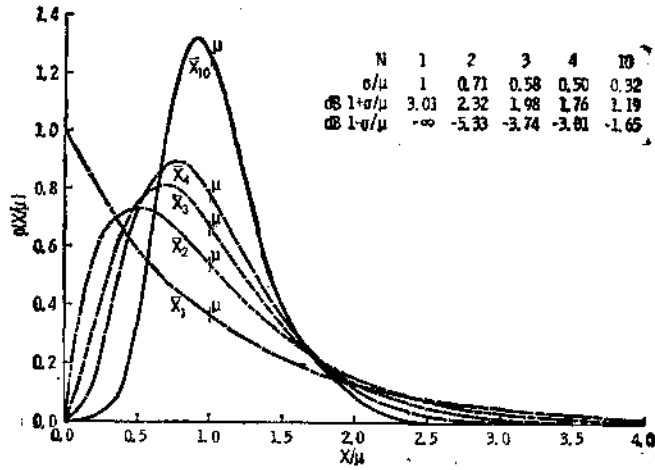


图 7.15 由 N 个指数分布变量平均得到的概率密度函数

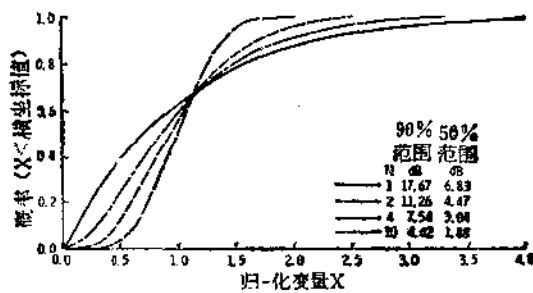


图 7.16 由 N 个指数分布变量平均得到的概率分布函数

连续积分

当对一随机信号作连续测量, 或者对一随机信号作非常密集取样时(相对于独立取样间隔来说), Rice 于 1944—1945 年曾导出在 T 时间内积分的方差表达式

$$\sigma_T^2 = \frac{2}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{x}{T}\right) R_{ej}(x) dx \quad (7.86)$$

式中自相关函数 $R_{ej}(x)$ 可由下式获得

$$R_{ej}(\tau) = R_e(\tau) - \bar{P}_e^2 \quad (7.87)$$

$R_e(\tau)$ 是检波电压的自相关函数, 由下式给出

$$R_e(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T V_e(t) V_e(t + \tau) dt \quad (7.88)$$

而 N 个独立取样的方差的表达式为

$$\sigma_T^2 = \frac{\bar{P}_e^2}{N} \quad (7.89)$$

将(7.86)式与(7.89)式比较, 可求得独立取样的有效数

$$N = \frac{\bar{P}_c^2 T}{2 \int_0^T \left(1 - \frac{x}{T}\right) R_{ij}(x) dx} \quad (7.90)$$

而自相关函数既可从信号本身直接求出，也可由信号的功率谱经傅里叶变换求得。在带有似噪声的许多情况下，用后者的方法可能更有效些。

举一个例子，假设有一信号，具有宽度为 B 的矩形频谱，其积分时间远长于自协方差函数下降至零的时间。即

$$R_{ij}(\tau) \approx 0 \quad \tau \ll T$$

在本例中，自协方差函数应为

$$R_{ij}(\tau) = \bar{P}_c^2 \left(\frac{\sin \pi B \tau}{\pi B \tau} \right)^2$$

代入(7.86)式，方差近似为

$$\sigma_T^2 \approx \frac{2\bar{P}_c^2}{T} \int_0^T \left(\frac{\sin \pi B x}{\pi B x} \right)^2 dx$$

上式被积函数中，自协方差值不趋于零的所有区间内， x/T 项的效应可以忽略。考虑这些因素后进行积分计算，导出方差为

$$\sigma_T^2 \approx \frac{\bar{P}_c^2}{\pi B T} \left[\frac{\cos(2\pi B T) - 1}{\pi B T} + 2\text{Si}(2\pi B T) \right]$$

式中 $\text{Si}(x)$ 为正弦积分函数(见附录 B)。当 $BT \gg 1$ 时，上式方括号内第一项可以忽略，而第二项近似为 π ，因此

$$\sigma_T^2 \approx \frac{\bar{P}_c^2}{BT}$$

上式与(7.89)式相比较，可得

$$N \approx BT \quad (7.91)$$

(7.86)式的更精确些的估值绘于图 7.17 中。图中还标有一些感兴趣的量以供比较。标有相对均方差值做纵坐标，而不是方差，并与 $1/\sqrt{BT}$ 曲线相比较。由图清楚可见，当 BT 值增大至 10 左右时，相对均方差值 σ_T/\bar{P}_c 与 $1/\sqrt{BT}$ 曲线渐近于一致。

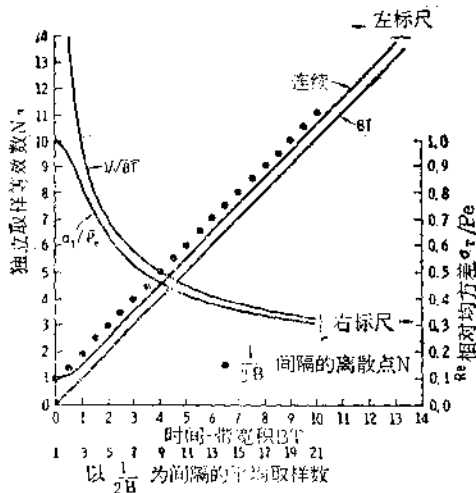


图 7.17 独立取样等效数和相对均方差与时间-带宽积的关系

在图 7.17 中，同样还可看到 $N = BT$ 近似式与(7.90)式计算所得 N 估值相比较的情况。独立取样有效数 N 总要比 BT 值略大一点，很自然，因为独立取样有效数总要从 1 开始，任何测量至少有一个取样。随 BT 值逐渐增加， N 值增加几乎是条直线，它与 BT 线平行但位移约 0.6 值，也就是说，在 BT 值较大时，独立取样有效数 N 总要比 BT 值大 0.6，当然这点差别在 BT 值大时是无要紧要的，可在 BT 值小时还是显著的。这种差别在相对均方差曲线与 $1/\sqrt{BT}$ 曲线相比较时

也有类似的地方。还可以推导出其他形状的谱分布和相应的自协方差函数的类似曲线。

但是这个例子得到的结果可以作为多数情况下所期望结果的一种直观解释。

在离散情况下，可用离散取样值代替上面的连续信号积分平均。由 Davenport 和 Root (书名详见本章参考文献, 1958年版本第80页) 导出的方差表达式为

$$\sigma_T^2 = \frac{1}{N_p^2} \left\{ \sum_{i=1}^{N_p} \sigma_i^2 + 2 \sum_{k=1}^{N_p-1} (N_p - k) R_{ij}(kT_p) \right\} \quad (7.92)$$

式中 σ_i 为单次测量中的均方差(对平稳随机过程来说, 每次测量的 σ_i 是不变的), T_p 为相邻两次取样之间的时间间隔。取样脉冲的总数为 N_p 。由于 σ_i 各值相同, 我们用 σ 来代替 σ_i 。相关函数由下式给出:

$$\rho_{ij}(kT_p) = \frac{R_{ij}(kT_p)}{\sigma^2} \quad (7.93)$$

将上式代入(7.92)式得

$$\sigma_T^2 = \frac{\sigma^2}{N_p^2} \left\{ N_p + 2 \sum_{k=1}^{N_p-1} (N_p - k) \rho_{ij}(kT_p) \right\} \quad (7.94)$$

由于独立取样的有效数 N 等于单个取样的方差与在 T 时间间隔内 N_p 个取样方差之比, 由下式给出:

$$N = \frac{\sigma^2}{\sigma_T^2} = \frac{N_p}{1 + 2 \sum_{k=1}^{N_p-1} \rho_{ij}(kT_p)} \quad (7.95)$$

因为分母中的第二项总是正值, 因此当该项为零时, N 达到最大值。对于矩形频谱信号, N 最大值发生在

$$T_p = 1/B, 2/B, \dots$$

的情况, 因为这时 $\sin k\pi BT_p = 0$, 因此对所有 k 值, 其 $\rho_{ij}(kT_p) = 0$ 。对这种情况, 我们得到

$$N = N_p = BT + 1$$

对于除了 $1/B$ 及其倍数以外的任何时间间隔 T_p 值, (7.95) 式分母中的第二项是不为零的正值, 因而 N 值小于上面给出的值。举一个例子, 如果时间间隔 T_p 取为频带倒数的一半, 即

$$T_p = 1/2B$$

对于这种情况, 经计算所得的结果用点点的符号标于图 7.17 中, 令人感兴趣的是, 用这种方法所得的独立取样数要比由连续积分所取得的值还要大一些, 这已在图中标出。在 N_p 大值的情况下, 它大于独立取样连续积分的等效数约 0.3, 因此它比 BT 曲线大 0.9。

这是一个有趣的结果, 它表明为了降低方差值, 取样间隔宁愿取在 $1/2B$ 与 $1/B$ 之间, 而不愿意将取样采得过密以至趋近连续状态。对小间隔取样的数字计算也证明这是对的, 不过当雷达的重复频率高于 B^\dagger 时, 不再有特殊优点, 相反还带来些小缺点。但对辐射计来说, 不会产生这类问题, 因为辐射计为了克服噪声电平的作用, BT 值必须取得很大, 它的噪声电平通常要比信号电平高, 这将在 7-2.4 节中讨论。

[†] 原文误为 $1/B$ 。——译者注

7-2.4 有噪状态下的测量

辐射计可以工作在信噪比远小于 1 的情况下。对雷达来说,只要对接收的衰落信号也取合适的独立取样数,同样也可在信噪比为 1 或小于 1 的数量级下工作。举例来说,装载于天空实验室和海洋卫星上的散射计均能在信噪比约为 0.1 情况下工作得很好,这是因为它们对大数量的独立取样值进行了平均。

在接收机输入端,接收电压被等效为信号和噪声两分量之和:

$$v_r = v_s + v_n \quad (7.96)$$

接收功率的平均值为信号平均值和噪声平均值之和,由于考虑随机相位,因此平均值中交叉项被忽略,故

$$\bar{P}_r = \bar{P}_s + \bar{P}_n \quad (\text{随机相位}) \quad (7.97)$$

将接收平均功率表达为平均信号功率和信噪比的函数

$$\bar{P}_r = \bar{P}_s \left(1 + \frac{\bar{P}_n}{\bar{P}_s} \right) = \bar{P}_s \left(1 + \frac{1}{S_n} \right) \quad (7.98)$$

式中 S_n 是信噪比。如果用的是平方律检波器,则接收信号的均方差为 [见(7.75b) 式]

$$\sigma = \bar{P}_r = \bar{P}_s \left(1 + \frac{1}{S_n} \right) \quad (7.99)$$

当对接收信号的 N_r 个独立取样数进行平均时,其平均值的均方差为

$$\sigma_{rdN} = \frac{\bar{P}_s}{\sqrt{N_r}} \left(1 + \frac{1}{S_n} \right) \quad (7.100)$$

由于我们对信号进行估值,而不是对信号与噪声之和进行估值,因此也只需对信号,而不必对接收总电压和功率求均方差。接收信号的估值可通过取信号、噪声的联合估值与仅有噪声的估值之差来求得:

$$\hat{P}_s = \hat{P}_{rd} - \hat{P}_{nd} \quad (7.101)$$

噪声的估值可以仅对噪声作 N_n 次取样后平均得到,这需要单独测量,要与噪声与信号混合下的测量区分开。由此得纯噪声的均方差为

$$\sigma_{ndN} = \frac{\bar{P}_n}{\sqrt{N_n}} \quad (7.102)$$

无论是两随机变量之和,还是两随机变量之差,它们的方差均等于这两个独立分量方差的和。因此,在(7.101)式表示的两个输入功率之差情况下的信号方差为

$$\sigma_s^2 = \sigma_{rdN}^2 + \sigma_{ndN}^2 \quad (7.103)$$

将(7.100)和(7.102)式代入上式后得

$$\sigma_s^2 = \frac{\bar{P}_s^2}{N_r} \left(1 + \frac{1}{S_n} \right)^2 + \frac{\bar{P}_n^2}{N_n} \quad (7.104)$$

这还不是最后的表达式,我们还希望将 \bar{P}_n 化为信噪比,即

$$\bar{P}_n = \bar{P}_s \left(\frac{\bar{P}_n}{\bar{P}_s} \right) = \frac{\bar{P}_s}{S_n} \quad (7.105)$$

将上式代入到(7.104)式中,得到信号估值方差的最后表达式为

$$\sigma_s^2 = \frac{\bar{P}_s^2}{N_r} \left(1 + \frac{1}{S_n} \right)^2 + \frac{\bar{P}_s^2}{N_n} \left(\frac{1}{S_n} \right)^2 \quad (7.106)$$

该信号估值的相对均方差为

$$\frac{\sigma_s}{\bar{P}_s} = \sqrt{\frac{1}{N_r} \left(1 + \frac{1}{S_n}\right)^2 + \frac{1}{N_n} \left(\frac{1}{S_n}\right)^2} \quad (7.107a)$$

在大多数情况下,可对信号和噪声选用相同的取样数进行估值,因此(7.107a)式进一步化简为

$$\frac{\sigma_s}{\bar{P}_s} = \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{1}{S_n}\right)^2 + \left(\frac{1}{S_n}\right)^2}{N_r}} \quad (7.107b)$$

完成上述形式的测量系统应该具有与混合的信号噪声相分开的单独进行噪声测量的某些手段。例如在辐射计中常选用下列两种状态进行交替测量:(1)接经校准的已知温度的噪声源,加上接收机噪声的输出;(2)替换上天线,也同样加上接收机噪声的输出。经过对这两种输出的合适比较后,接收机噪声的作用能够被校准出来,其精度与(7.107)式估计相当。再如在用于海图测量的雷达散射计中,在数据流程中专门留出一段时间单独地对接收机噪声进行测量,这时没有信号存在。这单独测噪声的时间间隔和混杂有噪声的信号测量时间是相互交替的,而(7.107)式可用于估计单独信号测量值的精度。在图象雷达中,噪声代表了一种背景的灰度电平,这种背景电平可以像散射计那样被减去,或者作为一种均匀灰度阴影被处理掉。这种均匀灰度阴影可能在胶片上被无遮蔽地暴露出来,也可能低于感光的门限值,不论那种情况,人眼与图象观测员的心里功能都能进行积累平均。

在雷达不同信噪比条件下,举一个均方差值的比较。举例:假设雷达的时间-带宽积为 $BT = 100$,如信噪比 $S_n = 1$,则相对均方差为 $\sqrt{5}/10$,即 0.22;如信噪比 $S_n = 10$,则相对均方差降低约一倍,即 0.11;如信噪比趋向无穷大,也即仅考虑信号衰落所产生的相对均方差为 0.1。因此,当信噪比超过 10 后,几乎得不到什么好处,即使在信噪比大于 1 的情况下,改善也甚微。对于许多应用场合,信噪比为 1 时的相对均方差 0.22 的大小也是允许的。在某种特别设计中,增大 BT 值要比提高信噪比容易做到。

再举一个被动式系统的例子。假设有一个射电望远镜,其通带 $B = 10^8 \text{Hz}$,观测时间 $T = 100\text{s}$,则得到 $BT = 10^{10}$ 。当信噪比为 1 时,算得相对均方差为 $\sqrt{5}/10^5 = 2.2 \times 10^{-5}$ 。这个数字说明,测量非常精确。然而射电望远镜并不可能经常在输入端得到与噪声一样强的信号,但是即使信噪比降低到 $S_n = 0.001$,这时相对均方差仍只有 1.4×10^{-1} ,仍是相当精确的测量。当然,假定信噪比为无穷大,那么可得到射电望远镜的相对均方差的极限值为 10^{-5} ,这个数字比任何实际的辐射计和射电望远镜的测量精度要高。通常情况下,即使采用了低噪声输入级,射电望远镜的输入信号总要比机内噪声值小得多。

人们经常遇到这种情况,看到从事检测飞机的雷达工作者,他们习惯于取 S_n 值较大,譬如取大于 14dB。这个数值的由来是这样的:对各种雷达来说,在虚警概率与检测概率之间进行折衷平衡之后,工作信噪比很临界,就选择在 12—14dB 之间。因为这些雷达既不可能象遥感雷达那样长时间地去观测目标,也不可能有时间去单独地测量噪声。如果设想跟踪飞机雷达也允许取得大量的独立取样数和单独地测量噪声,那么在给定的低虚警概率下,较低的信噪比也能得到满意的检测概率。但是毕竟对目标的可靠检测问题与对目标回波幅度测量问题有较大的区别。前者是跟踪飞机雷达中的共性问题,而后

者是遥感雷达中的共性问题。这里的处理方法只适用于遥感雷达，有关检测飞机的处理方法可参阅有关雷达系统的书籍 (Skolnik, 1980)。

7-3 角度、距离和速度的分辨

在微波遥感系统中，接收来自一块面积上不同部位的信号的空间分辨是靠下述方法达到的：从不同的角度、不同的距离和相对于敏感器位置有不同速度的区域来区分回波的。这种空间分辨的能力，我们用“分辨力”这个术语来表达。严格地说，分辨力是回答被观察目标单元是一个还是一个以上的能力的度量。如果客观上确实存在两个目标，如果系统或观察者能分辨出是两个而不是一个，则该两目标被认为是可分辨的。

举例说明，如图 7.18 所示，雷达发射一矩形脉冲，在图 7.18(a) 中，由于目标 1 和 2 相距过于接近，它们的回波不能分辨。 t_1 时刻没有任何回波，经过一段时间后到 t_2 时刻得到 1 号目标回波， t_3 时刻 2 号目标开始出现回波，可是 1 号回波也还存在， t_4 时刻 1 号回波消失，2 号回波继续存在，最后到 t_5 时刻两回波均消失。在图右边示意了这段时间中雷达输出情况，注意，在目标 1 的与目标 2 的回波之间没有间隙。这里示意的雷达输出为一常数，事实上当两个目标同时被照射到时，其回波幅度是不同的，它可能比单目标的幅度大，也可能小，这主要取决于两回波之间的相位，决定两者是相加或是相消。然而幅度的变化通常又不能作为判断是否存在两个目标的依据，因为单个目标也会产生随时间变化的回波幅度。

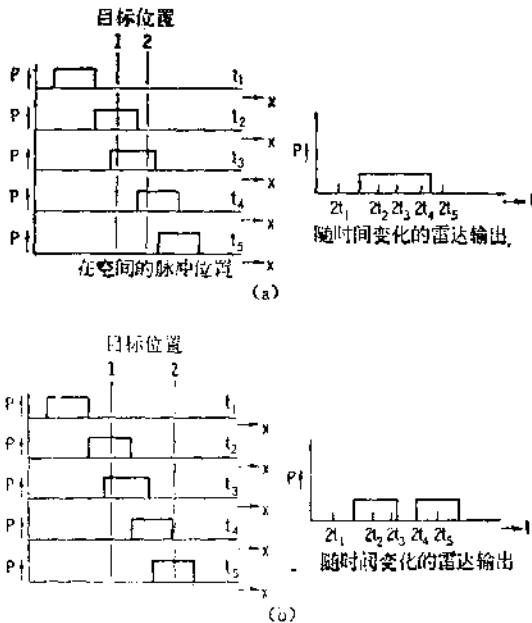


图 7.18 矩形脉冲状态下距离分辨力的例子
(a) 不可分辨的两个目标；
(b) 可分辨的两个目标

图 7.18(b) 中表示了两个目标相距足够远以至矩形脉冲能分辨的情况。 t_2 时刻出现 1 号目标回波， t_3 时刻 1 号目标回波开始消失，因此得到的是 1 号目标单独的一个完整回波。再继续到 t_4 时刻得到由 2 号目标进入回波，它与 1 号回波不连接，整个雷达输出回波如图右边所示，很容易判断有两个目标存在。结论是图 7.18(a) 状态两目标不能分辨，而图 7.18(b) 状态两目标能够分辨。

更实际的例子如图 7.19 所示。雷达回波响应呈弧状(它可以是在角度、距离和速度的任一领域)。左边表示的是两目标相距很近以至它们的回波相互重叠在一起。从输出功率波形中可见到，当两目标是同相位时，在波形中点有个很小的凹点。如果噪声很小，又确认在两回波之间有小凹点存在，那么，这也证实了存在有两个目标。图中间所示为两目标相距略远的例子。这时两回波之间的回陷略大些，令凹陷幅度为 a (已标在图上)，如

果噪声和两目标回波不同相位的作用均比 a 小得多的话, 那么人们就可按 a 值来证实有两个目标存在, 但这种条件较难满足。第三种情况为图中右边所示, 这时两目标相距足够远, 回波之间的响应输出基本为零, 人们就能清楚地证实是存在两个目标。

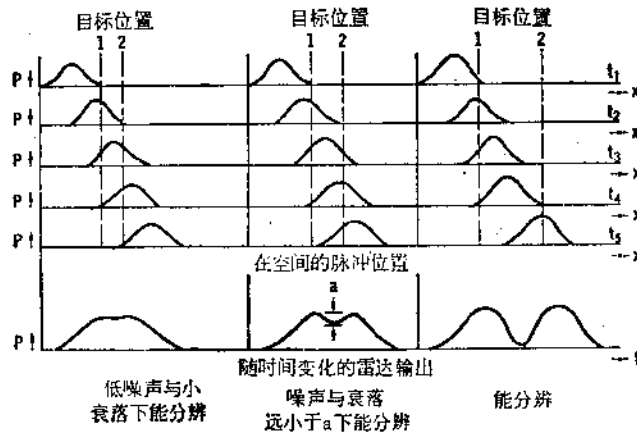


图 7.19 距离分辨的更实际的例子

图 7.18 与图 7.19 所列举的状态还是最简单的情况, 因为它们均假设两目标具有等强幅度, 且两者之间没有相位差。较复杂的情况, 也可说更实际的状态是假定被分辨的两目标具有不同的幅度, 这时如还用图 7.19 中间所示的状态, 按其输出响应可能很难判定有两个回波存在。当然, 如不同强度的两目标位置, 如右边图中所示, 则可能仍能辨认出两个目标。

在光学中, 分辨力的标准定义是: 决定有多少线对的一种能力, 线对中的一条给出强(亮)响应, 另一条给出弱(暗)响应。该定义还基于特定的反差比条件下, 也即在给定的反差比和相邻近等强反差的线对条件下, 用单位距离上(例如在胶片上)的线对数目的值来表征分辨力 (Stater, 1980)。

微波遥感与光学不同。在微波遥感中, 避免采用反差比的定义, 而是采用两半功率点之间的间隔来表示分辨力, 这间隔可以在角度域、距离域, 也可在速度域。分辨力可用响应的半功率点间的宽度来衡量, 如图 7.20 所示, 图中所示的分辨力 W 就是目标响应半功率点之间的宽度。

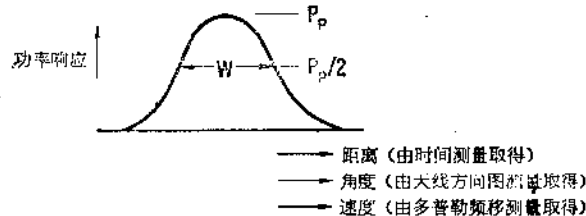


图 7.20 按半功率宽度定义的雷达分辨力

在对光学系统与微波系统作分辨力比较时, 人们必须非常谨慎地去弄清两者分辨力的各自定义。虽然一些简单的光学系统仍用线对值表示, 但是在一些扫描式光学系统中

已经采用了类似于微波所用的方法。因此在这两个不同频段内，对两个系统作分辨力比较时必须仔细搞清楚它们的定义。

微波系统的分辨力是靠测量(一个或几个)角度、距离和速度量而获得的。角度分辨力在微波系统中是通过天线波束宽度测量而得到的。如果天线波束较窄，则角度辨别较好，如对应的分辨距离较小，则我们说分辨力很好。距离分辨力是由测量时间延迟得到的，它与距离测量相等效，因为电磁波传播速度是已知的常数。雷达体制中有不同的时延测量法，其中最通用的是脉冲体制，如图 7.18 与图 7.19 所示，这时，时间分辨力就近似等于脉冲宽度。此外，调频体制也是常用的，其调制参数与分辨力的关系将在后面叙述。其他还有诸如二进制码的相位、频率和幅度编码等都可用作距离测量。在这种接收机内，收到回波将与调制脉冲序列进行相关处理，从而获得距离分辨力。速度测量则决定于多普勒频率(这也将后面叙述)，接收信号载频的多普勒频移量正比于被测目标与雷达站之间的相对速度。因此，一个滤波器对接收回波不同频率的辨别能力也就相当于对不同速度的辨别能力。一个遥感雷达运载器在地球上空飞行，其几何关系使得地面上各点具有不同的相对速度，这些具有辨别相对速度的滤波器组就可用来分辨来自地面不同部位的信号。

图 7.21 列举了在地平面上空作水平飞行的机载微波系统的各种不同分辨技术，以及这些技术的各种合成方法。其中图 7.21(a) 仅是角度测量，因此只有波束宽度产生分辨力，在地面上画斜影线的这块面积就是天线方向图的半功率断面，称为测角系统可分辨面积，也称分辨单元。被动微波系统(辐射计)就是一个仅有角度分辨的系统，因为距离与速度测量都必须基于将接收信号与加在发射信号上的调制相比较的基础上，既然辐射计没有发射机，这些测量方法也就无从实现。

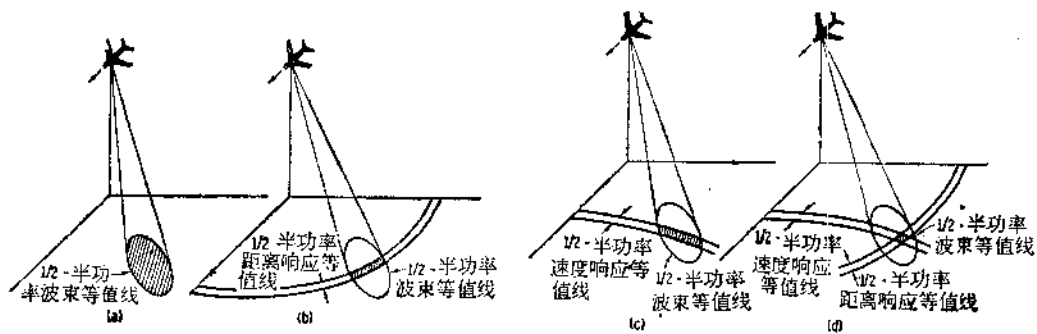


图 7.21 微波遥感中采用的不同分辨方法
(a) 仅靠角度; (b) 角度与距离; (c) 角度与速度; (d) 距离与速度

图 7.21(b) 表示了距离与角度分辨的合成。如果只有距离测量(还需假设天线波束足够宽，能照射所需的全部地面区域)，则分辨单元就是两根半功率距离响应等值线之间的环。将角度测量与距离测量联合起来，这时可分辨区域(或称分辨单元)就限制在交叉的一块斜影线的小面积内，典型的“标准雷达”就是这种性质的分辨系统。天线方向图可以在一个方向上窄，另一个方向上宽，距离分辨力就在宽方向上从照射地面区域内取得一小段，而天线波束窄方向性就作为其角度分辨力。

图 7.21(c) 表示了角度与速度联合测量所产生的分辨力。图上标出了半功率的速度响应等值线。如果天线波束的照射能覆盖全部所需表面，则等值线就完全决定了分辨单元的极限值。对在地平面上空作水平飞行的情况，其速度等值线为双曲线，因此其分辨单元就是双曲线状的带，如图所示。将角度与速度的响应合成后，能得到较小的可分辨区域，如图中斜影线所示。这个方法曾被采用于一些机载和星载的散射计系统中。

图 7.21(d) 表示了距离与速度分辨的合成而产生的较小分辨单元，如图中斜影线所示。由于采用一些容易实现的方法就能将半功率的速度响应与距离响应的等值线都做得很细密，因此速度与距离的联合分辨力通常总比角度分辨力好。这种方法是构成合成孔径雷达的基础。对于分辨力有较高要求的场合，选用距离-速度联合分辨。目前合成孔径雷达被广泛地应用于对地球表面的遥感系统中。

由于无源的(即被动的)辐射计必须依赖于两维角度分辨，因此它要在地面上获得高分辨的能力是有限的。在机载或星载系统中，如对分辨力有较高要求时，必须选用主动雷达。在某些应用领域，特别象对海面，分辨力要求并不很高，这时，究竟选择哪一种遥感器，就要由哪种(或联合)分辨力能最佳地决定被测表面参数来定了。

7-4 角度分辨

在本书的第一卷第三章中，对用于角度分辨的天线设计原理已作了详细的叙述，这里我们重温一下与角度分辨有关的一些原理，并对机载系统中产生角度分辨的手段作一阐述，至于天线本身的细节请参阅第三章。

角度分辨和形成天线方向图的基本原理就是相位的干涉。最简单的相位干涉设备就是由两个相距好几个波长的天线所组成的干涉仪。这两个天线的信号以等相移量传送到共同的合成点上，其几何关系如图 7.22(a) 所示。

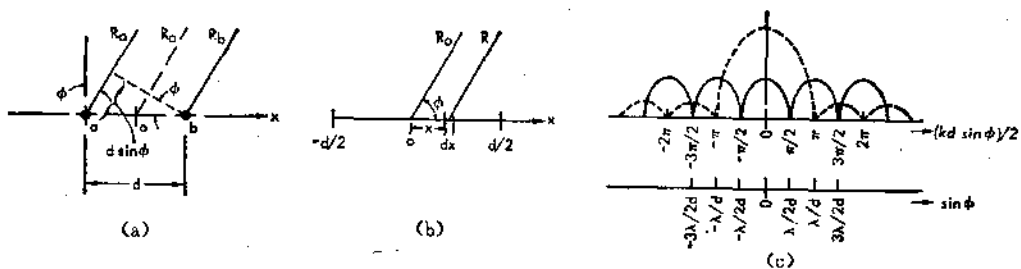


图 7.22 形成角度分辨的基本原理

(a) 干涉仪的几何关系；(b) 充满孔径的几何关系；(c) 干涉仪和均匀孔径辐射图

我们研究干涉仪作接收时的状态。信号源离天线单元 a 与 b 很远，可认为距离 R_a 与 R_b 两者平行，如果两天线具有相同的接收效率，则在合成点上的接收电压为

$$V = V_0 e^{-ikR_a} + V_0 e^{-ikR_b} \quad (7.108)$$

式中 V_0 为干涉仪的每个天线单元所接收到的电压幅度，指数项代表干涉仪每个天线单元与信号源之间的相移关系。在本例中，干涉仪的坐标系原点选择在两天线单元连线的中点处。因此 R_a 与 R_b 可近似表达为

$$\begin{aligned}
 R_c &\simeq R_0 + \frac{1}{2} d \sin \phi \\
 R_b &\simeq R_0 - \frac{1}{2} d \sin \phi
 \end{aligned}
 \tag{7.109}$$

式中 d 为两天线单元之间的间隔。将上式代入(7.108)式后得

$$V = V_0 e^{-i k R_0} (e^{-i \frac{1}{2} k d \sin \phi} + e^{+i \frac{1}{2} k d \sin \phi})$$

应用欧拉关系式化简上式,得到接收电压的幅值为

$$|V| = 2V_0 \cos\left(\frac{1}{2} k d \sin \phi\right) = 2V_0 \cos\left(\frac{\pi d \sin \phi}{\lambda}\right) \tag{7.110}$$

在图 7.22(c) 中画出了上式中的余弦项幅角值,请注意,其横坐标是 ϕ 角的正弦函数关系,而不是角度本身。

干涉仪的响应方向图是一组等间隔并等幅度的波瓣图。对天线来说,波瓣的中心就是主波瓣,可是对干涉仪来说,不存在主波瓣的定义,因为所有波瓣都相同。干涉仪辐射图所包含的波瓣数决定于两天线的间隔,因为 $\frac{1}{2} k d \sin \phi$ 因子不可能大于 $\pi d/\lambda$ 。当此因子为 $\pi/2$ 的奇整数倍时产生辐射图的零点,即

$$\frac{\pi d \sin \phi}{\lambda} = \frac{(2n+1)\pi}{2}$$

因此零点的角度位置处于

$$\sin \phi_n = \frac{(2n+1)\lambda}{2d} \tag{7.111}$$

用 β_0 表示零点角度之间的宽度,它随着上式中 n 指数的增加处于不同角区域。一般情况下,我们假定间隔 d 等于多个波长,并只考虑近 $\phi = 0$ 区域情况,这时可将正弦函数近似为它的幅角值,由(7.111)式可得零点之间的宽度为

$$\beta_0 \simeq \frac{\lambda}{d} \tag{7.112}$$

当干涉仪用于射电天文学时,人们对星体能从其一出地平线一直跟踪到天顶角,再从天顶角跟踪到从地平线消失,从而保持在任何瞬时都有一波瓣对星体的跟踪。但对地球遥感来说通常没有这必要,因为从不同波瓣来的响应会产生模糊。如果用天线来代替上述的干涉仪,即在该天线伸展的全长度 d 上连续分布了接收单元,那么接收电压就等于 dx 单位长度产生的电压沿长度积分的总和。

$$|V| = V_1 \int_{-d/2}^{d/2} f(x) e^{-i k x \sin \phi} dx \tag{7.113}$$

式中 $f(x)$ 可以是接收天线效率的权函数,也可以是发射天线的辐射加权函数。

一种经常作为分析用的典型例子(实际应用中较少遇到)是孔径面上均匀加权分布的天线,即

$$f(x) = 1$$

这时,很容易对(7.113)式求积分,化简得到

$$|V| = V_1 d \frac{\sin\left(\frac{\pi d \sin \phi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi d \sin \phi}{\lambda}} \quad (7.114)$$

无论何处,只要是均匀矩形分布,就会产生熟知的 $(\sin u)/u$ 的方向图。该方向图形也示于图 7.22(c) 中。这种均匀充满孔径的天线和空孔径的干涉仪响应之间的明显区别从图 7.22(c) 中可以看到。这种 $(\sin u)/u$ 形式方向图的零点位置处于

$$\frac{\pi d \sin \phi_n}{\lambda} = n\pi$$

这就意味着第 n 个零点相对应的角度为

$$\sin \phi_n = \frac{n\lambda}{d} \quad n \neq 0 \quad (7.115)$$

因为极限比值 $\lim_{u \rightarrow 0} (\sin u)/u = 1$, 故 $n = 0$ 这点要除外。

该例子中零点之间的波束宽度为

$$\beta_0 = \phi_1 - \phi_{-1} \approx 2 \frac{\lambda}{d} \quad (7.116)$$

请注意,该波束宽度比(7.112)式给出的干涉仪的波束宽度正好宽一倍,从图 7.22(c) 中可清楚地看出。通常,天线辐射方向图的主波瓣宽度决定于孔径分布函数 $f(x)$, 而干涉仪则是极端情况,其波束宽度因子 λ/d 的倍数因子为 1, 而上述均匀孔径分布天线的倍数因子为 2, 如果不是均匀分布而是两边递减的锥削状孔径分布,则倍数因子会更大。

从图 7.22 (c) 中还可看到,充满孔径的诸旁瓣宽度均与干涉仪的波瓣宽度相同,等于

$$\beta_{0, \pm n} \approx \frac{(n+1)\lambda}{d} - \frac{n\lambda}{d} = \frac{\lambda}{d} \quad n \neq 0, -1 \quad (7.117)$$

人们更感兴趣的是半功率点间的波束宽度,而不是零点之间的间隔。我们先讨论干涉仪情况,假定波瓣范围只处于小角度内,满足

$$\sin \phi \approx \phi$$

半功率波束宽度由下式求得

$$\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \phi_1\right) = 0.707$$

结果为

$$\frac{\pi d}{\lambda} \phi_1 = \frac{\pi}{4}$$

由此求出波瓣中心到半功率点的角度

$$\phi_1 = \frac{\lambda}{4d}$$

因为波束宽度就是波束轴两边半功率点之间的间隔,我们可得

$$\beta_{1/2} = \phi_1 - \phi_{-1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{d}\right) \quad (7.118)$$

上式表明,干涉仪的半功率波束宽度正好是两零点间间隔的一半。

再讨论均匀孔径分布的天线情况。也从求解半功率角度位置中求出半功率波束宽度。

$$\frac{\sin\left(\frac{\pi d \phi_1}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi d \phi_1}{\lambda}\right)} = 0.707$$

这是一个超越方程,要用数字求解法,最后得结果为

$$\beta_{1/2} = 0.88 \frac{\lambda}{d} \quad (7.119)$$

请注意,该波束宽度小于零到零间隔的一半,它与干涉仪不同。一般情况下,我们可对半功率波束宽度写成如下通式:

$$\beta_{1/2} = a \frac{\lambda}{d}$$

下面研究一个机载或星载的微波系统作为角度分辨概念的应用实例。如图 7.23 所示,这里我们假定波束为圆对称,半功率宽度为 $\beta_{1/2}$, 波束偏离垂线的俯仰角为 θ , 装置离地平面高度为 h 。这时在地面照射区内得到一个椭圆形分辨单元面积。在图的右边画出了椭圆最邻近区的示意几何关系图。

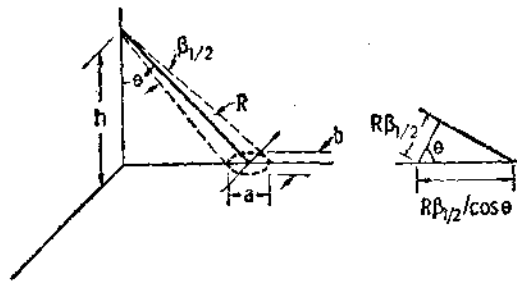


图 7.23 圆形波束的角度分辨力的确定

为了求椭圆的主轴,首先要求出主轴 a 的向上倾斜投影,它是 $R\beta_{1/2}$ 的弧长,如果波束足够窄,则由图 7.23 右边示意图中得到地面上椭圆的主轴长度近似为

$$a \simeq \frac{R\beta_{1/2}}{\cos\theta} = \frac{h\beta_{1/2}}{\cos^2\theta} \quad (7.120a)$$

式中利用了 R 与 h 之间的几何关系式。椭圆的副轴短于主轴 a , 它简单地用投影弧度表示为

$$b \simeq R\beta_{1/2} = \frac{h\beta_{1/2}}{\cos\theta} \quad (7.120b)$$

因为椭圆面积为 $\pi ab/4$, 因而该天线作角度测量时,其可分辨面积为

$$\text{可分辨面积} = \frac{\pi ab}{4} = \frac{\pi h^2 \beta_{1/2}^2}{4 \cos^3\theta} \quad (7.121)$$

在微波系统中,依靠角度分辨的主要困难是不能使 $\beta_{1/2}$ 做得足够小。由 (7.119) 式可知,要使 $\beta_{1/2}$ 足够小,就必须使天线足够大,即为波长的大倍数。如果波长为厘米波段,这意味着天线应做到几米、几十米甚至几百米才能获得良好的分辨力。另外,当 θ 接近零度,也即接近垂直照射时状态最佳;而当大角度入射时,情况会变得很坏。

辐射计只能依靠角度分辨力来区分地面的不同部位，因此这些限定对辐射计来说是很苛刻的；相反，对雷达来说，由于可采用距离与速度分辨力来显著地改善(7.121)式所表示的可分辨面积。

7-5 距离分辨

距离分辨的基本方法曾在第 1-6 节讨论过，那里阐述了脉冲与调频两种体制。利用脉冲的有限发射时间就可作为脉冲雷达的距离分辨。同样，利用调频雷达中的滤波器也可作为它的距离分辨。本节中，我们将讨论线性调频脉冲雷达(chirp)体制，它既可以是脉冲与调频相结合，也可以是脉冲与二进制相结合。线性调频脉冲雷达的发射脉冲远比距离分辨所要求的长，而脉冲内的能量则与等效短脉冲相同。由于长脉冲与短脉冲具有相同能量，因而线性调频脉冲的调制技术容许脉冲雷达具有较低的峰值功率。这样，chirp 技术使雷达达到与高功率短脉冲雷达同样的最大作用距离，并保持了与短脉冲相同的分辨能力。

7-5.1 脉冲雷达

典型的脉冲雷达的基本构成如第一卷的图 1.12 所示。收发脉冲之间的时间关系也在图 1.13 中画出。这里我们对脉冲雷达分辨力的特性作进一步的叙述。

对于一个点目标，其接收脉冲就是延时了 $T = 2R/c$ 时间的发射脉冲的再现。

$$P_r(t) = A(T)P_t(t - T) = A(R)P_t\left(t - \frac{2R}{c}\right) \quad (7.122)$$

式中，因子 A 包含了所有系统、目标、距离和衰减等参数，而第二个因子描绘了接收脉冲的形状。包含在 A 因子中的各种具体数值曾在第 7-1 节雷达方程中讨论过。因为距离分辨力的分析基本上与这些参数没有关系，因此我们简单地将它们都归并于 A 中。

对于面目标，我们选用一个在面上分布有许多点散射体组成的模型，雷达接收电压就是这些独立散射体所贡献的总和，由下式给出。

$$v_r(t) = \sum_i a(T_i)v_t(t - T_i) = \sum_i a(R_i)v_t\left(t - \frac{2R_i}{c}\right) \quad (7.123)$$

式中 $a(T_i)$ 代表了处于时延为 T_i (或距离为 R_i) 的散射体贡献的幅度， $v_t(t)$ 则为发射脉冲的电压值。

举例：

讨论一个只有两个点散射体组成的目标，它们表示为

$$\begin{aligned} a(T_1) &= a_1 e^{i\phi_1} e^{-j\omega T_1} \\ a(T_2) &= a_2 e^{i\phi_2} e^{-j\omega T_2} \end{aligned} \quad (7.124)$$

而发射脉冲电压波形为

$$v_t(t) = e^{-t^2/\tau^2}$$

上式表示，由目标 1 散射产生的相移单独表示为 ϕ_1 ，而发射机到目标再由目标到接收机的路程产生的总相移均包含在 ωT_1 因子中；对目标 2 也作同样的表达法。另外，假定发射脉冲具有高斯型形状，其特征时间量为 τ (并不是半功率宽度)。将这些定义的表达式

代入(7.123)式后可得

$$v_r(t) = a_1 e^{j\phi_1} e^{-j\omega T_1} e^{-(t-T_1)^2/\tau^2} + a_2 e^{j\phi_2} e^{-j\omega T_2} e^{-(t-T_2)^2/\tau^2} \quad (7.125)$$

为便于分析起见,假定两目标相隔正好是脉冲的特征时间量 τ , 并且目标 1 在近处, 目标 2 在远处:

$$T_2 - T_1 = \tau \quad (7.126)$$

将上式代入(7.125)式,目标 1 的幅相值括出作为公共因子后得

$$v_r(t) = a_1 e^{j\phi_1} e^{-j\omega T_1} [e^{-(t-T_1)^2/\tau^2} + a_2/a_1 e^{j(\phi_2-\phi_1)} e^{-j\omega\tau} e^{-(t-T_2)^2/\tau^2}] \quad (7.127)$$

很明显,方括号中的电压幅度与相对相移量 $\phi_2 - \phi_1$ 和 $\omega\tau$ 值均有关,由此可得接收电压幅度的极限范围

$$a_1 \left[e^{-(t-T_1)^2/\tau^2} + \frac{a_2}{a_1} e^{-(t-T_2)^2/\tau^2} \right] \geq |v_r(t)| \geq a_1 \left[e^{-(t-T_1)^2/\tau^2} - \frac{a_2}{a_1} e^{-(t-T_2)^2/\tau^2} \right] \quad (7.128)$$

上式表示了两个具有不同相对相移的目标组成的接收电压包络。为简化起见,我们假定 a_2 小于 a_1 。

通常我们还对接收功率感兴趣,为得到固定相移和固定相对时延下的对时间的平均功率,应将接收电压与其复共轭值相乘,然后取其实数部分:

$$P_r(t) = \text{Re} v_r(t) v_r^*(t)$$

化简变为

$$P_r(t) = a_1^2 \left\{ e^{-2(t-T_1)^2/\tau^2} + \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 e^{-2(t-T_2)^2/\tau^2} + \frac{2a_2}{a_1} [e^{-(t-T_1)^2/\tau^2} e^{-(t-T_2)^2/\tau^2}] [e^{j(\phi_2-\phi_1)} e^{-j\omega\tau} + e^{-j(\phi_2-\phi_1)} e^{j\omega\tau}] \right\} \quad (7.129)$$

注意,最后一个方括号内的复指数项具有对称性,应用欧拉公式可化简得

$$P_r(t) = a_1^2 \left\{ e^{-2(t-T_1)^2/\tau^2} + \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 e^{-2(t-T_2)^2/\tau^2} + 2 \frac{a_2}{a_1} [e^{-(t-T_1)^2/\tau^2} e^{-(t-T_2)^2/\tau^2}] \cos(\phi_2 - \phi_1 - \omega\tau) \right\} \quad (7.130)$$

因此,功率值也能用包络来表示。然而由于相位项不能确切地知道,因而通常我们对集合平均功率更感兴趣,而把偏离集合平均值的方差认作为衰落。如果我们假定目标具有均匀相位分布(这对目标扩展长度为多个波长的情况下是合理的),即若

$$p(\phi_2 - \phi_1 - \omega\tau) = \frac{1}{2\pi} \quad (7.131)$$

则回波的集合平均值简化为

$$\langle P_r(t) \rangle = a_1^2 e^{-2(t-T_1)^2/\tau^2} + a_2^2 e^{-2(t-T_2)^2/\tau^2} \quad (7.132)$$

原式中的所有交叉项均被平均掉了,因为余弦函数的平均值为零。这样,集合平均功率就是目标 1 与目标 2 最大功率的简单总和,而在两目标的最大功率值中,均应计入由各自的脉冲位置所决定的加权因子。

举例来说,我们假定 $a_2 = a_1/\sqrt{2}$, 即目标 2 的散射系数是目标 1 的 1/2, 计算结果如图 7.24 所示。当两目标太靠近而不能分辨时,其数学期望值曲线呈现单峰;然而当(7.130)式中的交叉项与期望值相加时,其包络仍是一个单峰;当交叉项与期望值相减时,则变为一对独立的峰值。因此回波功率脉冲形状的变化是从最小状态(这时两目标能分

辨)经过期望值,再变化到最大状态,而后两种状态下的两目标均不能分辨。

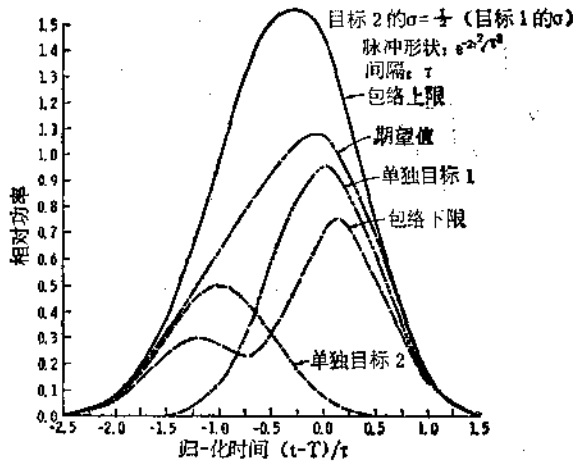


图 7.24 由双目标产生的脉冲回波例子

大多数面扩展目标所包含的点散射体的数目远大于 2, 因此作为实用目的, 可将点散射体的分布用连续分布来取代, 即用 $b(T)dT|_{T=T_i}$ 来代替 $a(T_i)$ 。取代后简化, (7.123) 式的求和项就变为

$$v_r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} b(T)v_i(t-T)dT \quad (7.133)$$

于是可得结果

$$\langle P_r(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |b(T)|^2 P_i(t-T)dT \quad (7.134)$$

上式意味着, 由特定面扩展目标散射回来的接收功率被延迟的发射脉冲形状所加权。在任意时刻 t , 处于 $T=t$ 位置的目标对回波贡献最大, 附近区域的目标散射贡献较小, 因此我们应该着眼于以时间延迟 $(T-t)$ 的中心那一个小单元。只有当发射脉冲是 δ 函数时, $|b(T)|^2$ 的实际分布才被再现。

举例:

假设多个散射体在时间延迟间隔 T 范围内呈均匀分布。为简化起见, 选择该区间的中点为时间原点。这样, 令

$$|b(T)|^2 = \square_{T, \tau}(T)$$

式中

$$\square_{T, \tau}(T) = \begin{cases} 1, & \text{当 } -\tau < T < \tau \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$$

同样, 为了简化起见, 令矩形发射脉冲为

$$P_i(T) = \square_{T, \tau}(T)$$

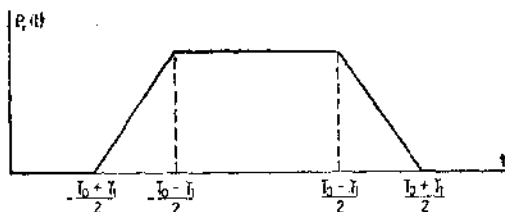
我们还进一步假定脉冲长度短于目标扩展的长度, 因此, 目标将明显地加长所接收到的脉冲。将这些量代入到(7.134)式后可得

$$\langle P_r(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \square_{T, \tau}(T) \square_{T, \tau}(t-T)dT$$

化简结果为

$$\langle P_r(t) \rangle = \begin{cases} 0 & t < -\frac{T_0}{2} - \frac{T_1}{2} \\ t + \frac{T_0 + T_1}{2} & -\frac{T_0 + T_1}{2} < t < -\frac{T_0 - T_1}{2} \\ T_1 & -\frac{T_0 - T_1}{2} < t < \frac{T_0 - T_1}{2} \\ \frac{T_0 + T_1}{2} - t & \frac{T_0 - T_1}{2} < t < \frac{T_0 + T_1}{2} \\ 0 & t > \frac{T_0 + T_1}{2} \end{cases}$$

用波形表示为



从上例中可见,即使是矩形发射脉冲,它也具有扩展目标回波的作用,而且能将矩形回波改变成梯形状。很显然,具有圆弧形边缘的实际脉冲也就会产生既有圆弧形边缘又延伸宽度的目标回波。

由上面讨论我们可看到,有限脉冲宽度的作用,它既扩展了两目标的回波长度,又改变了回波波形。因此,雷达要分辨小于发射脉冲宽度的各目标单元是很困难的,甚至可以说是不可可能的,正如图 7.24 所示的那样。

人们还想到了利用频率域的分辨能力。我们取(7.134)式的傅里叶变换得到

$$P_r(f) = B(f)P_e(f) \quad (7.135)$$

式中

$$\begin{aligned} B(f) &= \mathcal{F}\{|b(\epsilon)|^2\} \\ P_e(f) &= \mathcal{F}\{P_e(t)\} \end{aligned} \quad (7.136)$$

上式表明,发射脉冲的频谱对回波频谱加权的結果导致高频分量的降低,而高频分量是对应于与邻近空间有关的变量,因此,脉冲的加权会使对邻近空间来的变量的分辨成为不可能。

7-5.2 调频雷达

在第一卷第 1-6.1 节中对调频雷达也作了叙述,它的基本功能如图 1.16 与图 1.17 所示。为方便起见,重新将图 1.16 绘出,如图 7.25 所示。图中画出了一个重复扫描波形中的各频谱分量。本节将对一个扫描周期的结果作重点讨论,诸如图 7.25(a) 中的频扫上升段那样。从有限持续时间的单次扫描中可得到一个连续谱。当考虑重复扫描作用时,连续波就变为如图 7.25(d) 所示的线谱图。只要单个扫描周期有足够持续时间,线谱就

非常近似于连续谱的取样值。

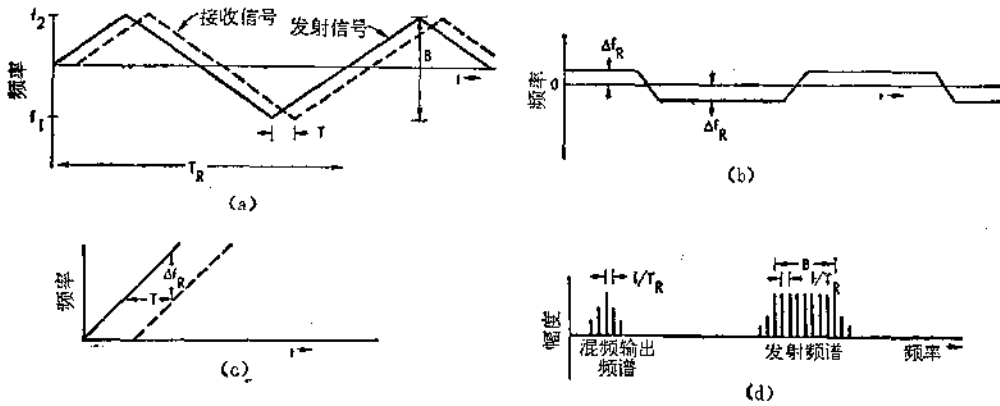


图 7.25 调频雷达的功能图

(a) 点目标时延 T 时的瞬态频率; (b) 输出瞬态频率; (c) 扫描段的扩展观察; (d) 收发信号的频谱

回忆一下,调频雷达的信号频率等于收发频率之差,如(1.7)式和(1.9)式所示

$$f_i = \Delta f_R(T) = \frac{2BT}{T_R} = \frac{4BR}{cT_R} \quad (7.137)$$

式中 B 是扫描的频宽, T_R 为重复周期, R 是到目标的距离。这是单目标产生的信号频率。多目标情况下,脉冲雷达是将目标各分离单元所散射电压相加的:

$$v_i = \sum_i a_i e^{i\omega_{i1}t}$$

因而脉冲雷达的分辨力由其脉冲波形所决定。但对调频波来说,其分辨力则决定于用作分辨不同频率的滤波器的形状,故可用下式来代替脉冲雷达的(7.123)式:

$$v_r(t) = \sum_i A_i e^{i\omega_{i1}t} F_0(\omega_{i1} - \omega_F) \quad (7.138)$$

式中 A_i 包含了与目标 i 散射有关的幅度和相位,该目标相应的角频率为 ω_{i1} ,滤波器功能以低通形式 F_0 给出,但其标称中心频率处于 ω_F 点,就是说,如果一个特定目标在 ω_F 频率上给出信号,那么这时滤波器的输出响应为最大 [$F_0(0)$ 具有最大值]。

举例:

我们假定一个与脉冲雷达相类似的例子,即由两个目标组成的回波。滤波器响应呈高斯形,且具有特征带宽 B_F , 因此,

$$v_i(t) = a_1 e^{i\phi_1} e^{i\omega_{11}t} + a_2 e^{i\phi_2} e^{i\omega_{21}t} \\ F(\omega - \omega_F) = e^{-(\omega - \omega_F)^2 / B_F^2} \quad (7.139)$$

将上两式代入(7.138)式,接收电压表示为时间函数的形式为

$$v_r(t) = a_1 e^{i\phi_1} e^{i\omega_{11}t} e^{-(\omega_{11} - \omega_F)^2 / B_F^2} \\ + a_2 e^{i\phi_2} e^{i\omega_{21}t} e^{-(\omega_{21} - \omega_F)^2 / B_F^2} \quad (7.140)$$

类似脉冲雷达的做法,将上式改写成

$$v_r(t) = a_1 e^{i\phi_1} e^{i\omega_{11}t}$$

$$\times \left[e^{-(\omega_{s1}-\omega_F)^2/B_F^2} + \frac{a_2}{a_1} e^{j(\phi_2-\phi_1)} e^{j(\omega_{s2}-\omega_{s1})t} e^{-(\omega_{s2}-\omega_{s1})^2/B_F^2} \right] \quad (7.141)$$

式中方括号内第一项代表了目标 1 的滤波器输出响应, 正如(7.127)式中方括号内第一项代表目标 1 的脉冲响应一样。而第二项则计入了目标 2 的响应和两个目标相对幅相值的总和影响, 它在两目标响应频率之差 $(\omega_{s1} - \omega_{s2})$ 的频率点振荡。

如果上述差频值比目标频率小得多, 那么检波器有足够长的时常数去恢复目标频率的峰值电压, 而且还保留由差频决定的振荡, 这时的包络可描述为

$$V_r(\omega_F) = \left[e^{-(\omega_{s1}-\omega_F)^2/B_F^2} \pm \frac{a_2}{a_1} e^{-(\omega_{s2}-\omega_F)^2/B_F^2} \right] \quad (7.142)$$

式中加号相应于包络的上界限, 减号相应于包络的下界限。当选用时常数为很大的峰值检波器时, 只检出包络的上界限, 因此上式采用加号。为直接得到接收功率的输出, 可选用平方律检波器, 其表达式为

$$\begin{aligned} P_r(\omega_F, t) &= |V_r(\omega_F, t)|^2 \\ &= a_1^2 \left\{ e^{-2(\omega_{s1}-\omega_F)^2/B_F^2} + \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 e^{-2(\omega_{s2}-\omega_F)^2/B_F^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2a_2}{a_1} \left[e^{j(\phi_2-\phi_1)} e^{j(\omega_{s1}-\omega_{s2})t} + e^{-j(\phi_2-\phi_1)} e^{-j(\omega_{s1}-\omega_{s2})t} \right] \right. \\ &\quad \left. \times e^{-[(\omega_{s1}-\omega_F)^2 + (\omega_{s2}-\omega_F)^2]/B_F^2} \right\} \end{aligned}$$

再将上式与脉冲雷达的(7.129)式比较, 相仿于(7.129)式, 将最后一项转化为余弦变量, 即

$$\begin{aligned} P_r(\omega_F, t) &= a_1^2 \left\{ e^{-2(\omega_{s1}-\omega_F)^2/B_F^2} + \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2 e^{-2(\omega_{s2}-\omega_F)^2/B_F^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2a_2}{a_1} e^{-[(\omega_{s1}-\omega_F)^2 + (\omega_{s2}-\omega_F)^2]/B_F^2} \right. \\ &\quad \left. \times \cos [(\omega_{s1} - \omega_{s2})t + (\phi_1 - \phi_2)] \right\} \quad (7.143) \end{aligned}$$

上式再与脉冲雷达的(7.130)式比较。然后在大于差频周期的时间间隔内进行平均, 得到数学期望值, 平均时余弦项消失, 得

$$\langle P_r(\omega_F) \rangle = a_1^2 e^{-2(\omega_{s1}-\omega_F)^2/B_F^2} + a_2^2 e^{-2(\omega_{s2}-\omega_F)^2/B_F^2} \quad (7.144)$$

该式与脉冲雷达的(7.132)式相类似, 这里滤波器的中心频率代替了脉冲中心点的延时时间(它表示离雷达的距离)。由于(7.144)式与(7.132)式相类似, 脉冲雷达所描绘的图 7.24 情况都可应用到调频雷达输出情况, 只要将横坐标的延时改为滤波器带宽中心点频率, 其相似量作如下——置换

$$\begin{aligned} \omega_F &\rightarrow t \\ \omega_{s1} &\rightarrow T_t \\ B_F &\rightarrow \tau \end{aligned}$$

本例中指出的这种相似性仅仅在满足如下条件下才成立。这条件是: 扫描持续时间必须足够地长, 以致使因频率-时间曲线的斜率变化所引起的末端效应, 以及周期扫描波

形所引起的扫描重复频率[†]的谱线均能被忽略。如果不满足上述条件,那么图 7.25 中所示的扫描重复频率所引起的效应将使图 7.24 的情况复杂化。

同脉冲体制一样,调频体制也可将目标作连续分布函数来处理,只要在滤波器通常所限定的区域内有足够多的点目标数。然后,以 $b(\omega)d\omega$ 来代替 $a_i e^{i\omega_i t}$, 经变换后,所得的数学期望值变为

$$\langle P_r(\omega_F) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |b(\omega)|^2 F(\omega - \omega_F) d\omega \quad (7.145)$$

当然,如果扫描长度是有限的,则只需计入有限的频率范围,不必无穷大的积分上下限。

我们假定研究的回波是来自单个扫描的上升段,如图 7.25(a)所示,则区间 $\tau = \frac{1}{2} T_R$, 接收信号为

$$v_s(t) = \sum_i a_i e^{i\omega_s t} \square_{\tau, n}(t) = \sum_i a_i e^{i\omega_s t} w(t) \quad (7.146)$$

式中矩形的时间加权用 $w(t)$ 符号来表示,其延续范围由 $-\tau/2$ 至 $+\tau/2$ 。应用移相定理,可写出频率域的表达式为

$$V_s(\omega) = \sum_i \frac{A_i \sin(\omega - \omega_{s_i})\tau/2}{(\omega - \omega_{s_i})\tau/2} = \sum_i A_i W(\omega - \omega_{s_i}) \quad (7.147)$$

每个子频谱均经滤波器响应进行加权,得接收信号的频谱是

$$V_r(\omega) = \sum_i A_i W(\omega - \omega_{s_i}) F_0(\omega - \omega_F) \quad (7.148)$$

对一个连续分布目标,滤波器输出的功率谱的数学期望值为

$$\langle S_r(\omega, \omega_F) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |b(\omega_s)|^2 W(\omega - \omega_s) F_0(\omega - \omega_F) d\omega_s \quad (7.149)$$

然而在实用中,希望滤波器得到输入频谱的估值,而不是估计滤波器输出频谱。

滤波器输出是对上式进行频域积分,得

$$\langle S_{ro}(\omega_F) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \langle S_r(\omega, \omega_F) \rangle d\omega \quad (7.150)$$

上述结果是考虑了重复波形情况,由单纯的上升段扫描所得到的。它是一个线谱族,其包络由(7.149)式给出,其积分结果为(7.150)式。如果滤波器的带宽比回波信号线谱宽,则(7.150)式的输出就与实际信号扫描输出很接近;如果滤波器的带宽窄于信号线谱宽度,则实际输出只是线谱的一部分。

对于复杂目标,扫频状态下的滤波器输出也可与脉冲雷达的时间域输出相比拟。事实上,在采用单个滤波器时,它的扫描过程就可看作一个时间函数,因此扫描滤波器的瞬时输出本质上与脉冲雷达的瞬时输出相类似。所不同的只是滤波器的扫描速率可以独立地进行调整(在限值之内),因此其时间比例尺可以不同。

这样的结果是调频雷达的距离分辨力也类似于脉冲雷达情况。如果目标作快速运动变化,则应该采用多个滤波器组,或者作快速扫描。采用近代快速傅里叶变换技术可以产生等效的滤波器组,采用表面声波器件也可以产生滤波功能,并将输出高速地转换成时间序列,这样它可以脉冲雷达的输出结果作直接比较。

正象脉冲雷达的脉宽决定距离分辨力一样,调频雷达的滤波器带宽决定了对地面目

[†] 原文误为脉冲重复频率(PRF)。——译者注

标的分辨能力。如果调频雷达接收到的各信号频率相互很接近，以至都落在滤波器的同一通带之内，那么这些目标就不能分辨。正象脉冲雷达同时接收两个点目标信号一样，同时被脉冲照射的目标是不能分辨的。

7-5.3 Chirp (啁谱)雷达†

当要求脉冲雷达的脉冲长度很短，同时又为了使由雷达方程(7.16)式所决定的接收功率高于噪声门限一定值而要求发射脉冲具有很高的峰值功率，这样，要求短脉冲与高峰值功率兼容，就产生了 Chirp 雷达体制。因为要产生很高的峰值功率有困难，因此设计出了一种调制方法，它使脉冲内有同样大小的能量，但峰值功率很低。它是属于对长脉冲进行脉冲内调制的一种类型，具有与宽频带调制那样的良好分辨力。Chirp 雷达通常由两种方法来实现：既可是对脉冲进行频率调制，又可对脉冲进行二进制调制。为达到良好的分辨力，使用宽带随机噪声对脉冲进行幅度、频率与相位等调制的雷达也已经问世。不过对大多数实用雷达来说，这种噪声调制并没有特殊的优越性，因而本节只对调频和二进制相位码这两种 Chirp 体制进行分析与讨论。

调频 Chirp 雷达的基本原理如图 7.26 所示，其中 (a) 部分所表示的有发射脉冲的瞬时频率(图中所示的调频是一种线性上升段扫描)，来自点目标接收脉冲的瞬时频率和脉冲经过滤波器后的“去 Chirp”效应(滤波器的时间延迟是频率的函数)等三种波形。图中表示的脉冲总宽度为 τ ，调制后的带宽为 B 。滤波器具有的时间延迟特性是这样的：使最先发射的频率信号比最后发射的信号有更长的时间延迟，结果它们同时到达滤波器的输出端，中间的所有频率也都同时到达。最后，在滤波器的输出端，所有信号都在一个瞬时值上相互叠加起来。当然，在实际情况下，由于有限的带宽，不可能得到一个 δ 函数的时间输出波形，实际输出波形如图 7.26(b)幅度-时间图中的虚线所示。当带宽为 B 时，输出脉冲的近似宽度为 $1/B$ ，如果在整个脉冲持续时间内发射脉冲幅度保持常值，那么输出脉冲呈 $(\sin x)/x$ 波形。图 7.26(c)表示了与发射脉冲相匹配的滤波器延迟特性，这个特性保证了如(a)与(b)那样的输出。请注意，最后发射的频率 f_2 应有最短的延迟，早先发射的频率 f_1 有最长的延迟，这两者之差的延迟值正好是脉冲的持续时间。当然，实际的滤波器总具有一个最小延时量，因此，即使是 f_2 信号也有一定的延迟，图中表示了量为 $t_d(f_2)$ 。

图 7.27 表示了 Chirp 雷达照射点目标的响应波形。其中 (a) 图表示的发射波形是由低到高的频率调制，在本例中整个脉冲持续时间内幅度是常数，(b) 图表示“去 chirp”波形，它是大家熟知的 $(\sin x)/x$ 形状，其零值到零值间宽度为 $2/B$ 秒，而其有效宽度近似为 $1/B$ 。假定解调前输入信号幅度为 1，则“去 Chirp”后，“去 Chirp”波形的幅度增大至 $\sqrt{B\tau}$ 倍。

chirp 雷达最简单的实现方法是用一调频脉冲作为发射，而在接收机中用一条相对应频率变化的延迟线。而图 7.28 画出了只用一个滤波器的实现方法，该滤波器既用于产生 Chirp 脉冲，又用于“去 Chirp”，因而它保证了滤波器完全与波形相匹配。在图中，中频

† chirp 一词最早出现在 1951 年美国贝尔电话实验室的内部报告上，有啁啾声之意。1960 年 7 月的“贝尔系统技术杂志”登载的文章中，正式将线性调频雷达叫做 Chirp 雷达。近十年来，扩展谱技术迅速发展，产生了各种宽频带调制技术，有人将它们统称为 chirp。因此 Chirp 一词的确切涵意目前尚不统一。——译者注

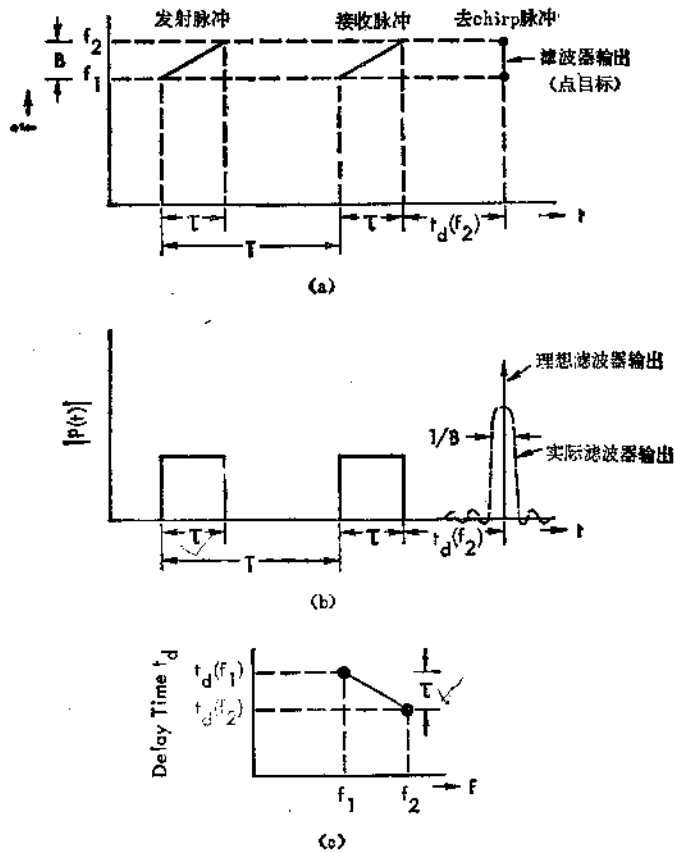


图 7.26 调频脉冲组成的 chirp 雷达的原理图
 (a) 频率-时间关系图; (b) 幅度-时间关系图; (c) 与发射 chirp 相匹配的滤波器的时间-延时特性

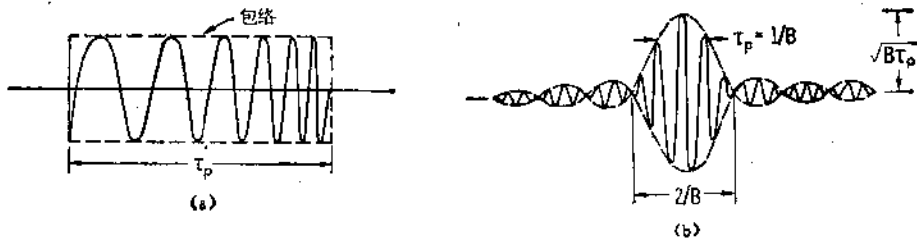


图 7.27 点目标情况下 chirp 雷达波形
 (a) 发射波形; (b) 去 chirp 波形

信号源给脉冲产生器提供一个正弦信号, 后者产生一个 $(\sin x)/x$ 形状的中频脉冲, 然后送到滤波器, 它输出一个从 f_{1B} 到 f_{2B} 变化的等幅调频脉冲波。这个中频的 chirp 调制波再在混频器中与一本振信号混频得一个变频调频脉冲波, 接下去在发射机中放大到所需的功率电平, 最后送到天线系统。其频率变化范围为 f_1 至 f_2 。在接收端, 信号进入后通常经放大或至少经选通电路, 再与另一本振混频, 将射频降低到中频。再补充说明一

下发射波形,接近载波频率的第一本振与调制波混频后送出两个边带,我们选择上边带,因此发射的频率扫描波形与中频的上升段扫描波形一样,也是上升式的,即首先发射的是较低频率 f_1 ,最后发射最高频率 f_2 。然而接收机中的第二本振工作于高于接收频率的点上,因此混频后输出的接收中频信号的扫描形式是逆方向的,即下坡式的。本振与输入接收信号之间的最小频差对应于 f_2 ,最大频差对应于 f_1 的相应值。因此,混频器输出的频扫波形是下坡的,先出现的为 f_{IF2} ,最后出现 f_{IF1} 。由于与 f_{IF2} 对应的延迟长于对应于 f_{IF1} 的延迟时间,因而不同时刻发射的信号经滤波器后几乎同时出现在输出端,从而达到了压缩或称“去 chirp”之目的。描绘这样一个系统的具体频率数字,作为例子也注在图 7.28 的下边。

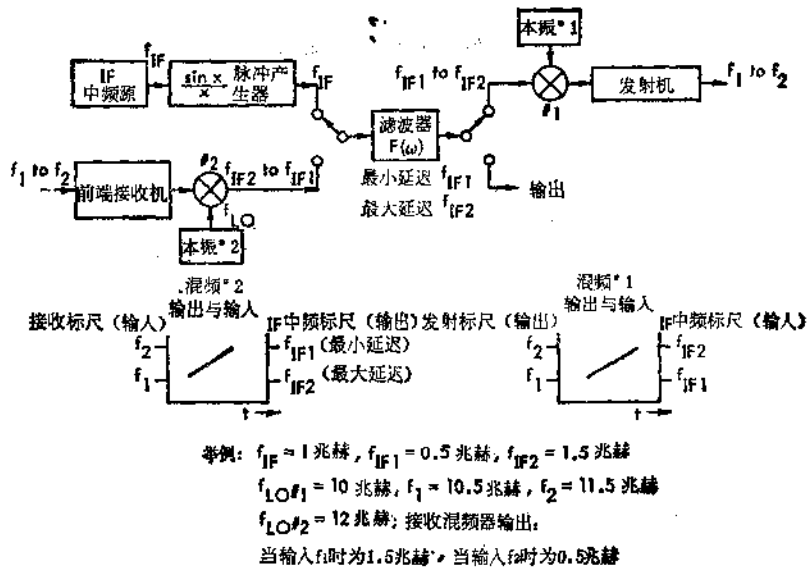


图 7.28 用一个匹配滤波器实现的 chirp 雷达方框图

调频 chirp 雷达的分析法与长持续时间扫描的调频雷达相类似。如果假定脉冲无限长,则分析是很容易的。发射脉冲假设为

$$v_r(t) = e^{j(\omega_0 t + \frac{1}{2} a t^2)} \quad (7.151)$$

式中 a 称为“chirp 率”,即 $d\omega/dt$ 。其频谱为

$$\begin{aligned}
 V_r(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j(\omega_0 t + \frac{1}{2} a t^2 - \omega t)} dt \\
 &= \sqrt{\frac{2\pi}{j a}} e^{j(\omega_0 - \omega)^2 / 2a}
 \end{aligned} \quad (7.152)$$

与该脉冲相匹配的滤波器响应是:在相位上为复共轭,在幅度上为倒数,即

$$F(\omega) = \sqrt{\frac{j a}{2\pi}} e^{-j(\omega_0 - \omega)^2 / 2a} \quad (7.153)$$

因此,在频率域上输出就是 $V_r(\omega)$ 与 $F(\omega)$ 的乘积,它应正巧为 1,即

$$V_{out}(\omega) = 1 \quad (7.154)$$

从该频域输出的逆傅氏变换得到时域输出,它是一个 δ 函数。

$$v_{out}(t) = \delta(t) \quad (7.155)$$

由于前面已假定无穷长的扫描波形,意味着其带宽无穷大,因此得到 δ 函数输出是完全有可能的。

实际应用中,脉冲总是具有有限长度和有限带宽,因此上述的简单分析不再适用。在应用分析中,我们将选用实数波形而不用复数波形来作为该分析法的示范。还假定来自点目标的接收脉冲与发射脉冲具有相同的形状,并选择时间坐标原点于接收脉冲的中点。这样,接收脉冲表达式为

$$v_r(t) = \square_{TA}(t) \cos\left(\omega_0 t + \frac{1}{2} a t^2\right) \quad (7.156)$$

式中 \square 函数的定义已在第 7-5.1 节中述过。注意,该接收信号的相位为

$$\phi = \omega_0 t + \frac{1}{2} a t^2 \quad (7.157)$$

因此其瞬时频率为

$$\omega = \frac{d\phi}{dt} = \omega_0 + a t \quad (7.158)$$

要求设计一个滤波器,它能消去调频中的平方相移项,并匹配于时间波形。这个滤波器的脉冲响应式为

$$f(t) = q \square_{TA}(t) \cos\left(\omega_0 t - \frac{1}{2} a t^2\right) \quad (7.159)$$

式中 q 的选择是使滤波器于它的中心频率点上具有单位增益。

时延量与上式滤波器响应有关,它可从频率对相位微分中求得

$$t_d = \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left[\omega_0 t - \frac{a t^2}{2} \right] \quad (7.160)$$

由(7.158)式可得 t 的表达式,再代入(7.160)式中得到

$$t = \frac{\omega - \omega_0}{a} \quad (7.161)$$

$$t_d = \frac{d}{d\omega} \left[\frac{\omega_0(\omega - \omega_0)}{a} - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2a} \right] - \frac{2\omega_0 - \omega}{a} \quad (7.162)$$

上式表明,与滤波器脉冲响应有关的时延量分别是:零频率时为 $2\omega_0/a$,滤波器通带的中心频率上为 ω_0/a 。高频率的时延短于低频率的时延。因此与图 7.26 与图 7.28 所示的滤波器具有相同的型式。为了求得系数 q 值,仍假定滤波器为无限时间响应,并其频率响应 $F(\omega_0) = 1$, 于是

$$q = \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \quad (7.163)$$

滤波器输出是接收信号和滤波器时间响应的褶积,如下式所示。

$$\begin{aligned} v_{out}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} v_r(x) f(t-x) dx \\ &= q \int_{-\infty}^{\infty} \square_{TA}(x) \square_{TA}(x-t) \cos\left(\omega_0 x + \frac{1}{2} a x^2\right) \end{aligned}$$

$$\times \cos \left[\omega_0(t-x) - \frac{1}{2} a(t-x)^2 \right] dx \quad (7.164)$$

利用三角恒等式,上式的被积函数可以展开.

$$\cos A \cos B = \frac{1}{2} [\cos(A+B) + \cos(A-B)]$$

因而被积函数中的余弦乘积项可化简为

$$\begin{aligned} & \cos \left[\omega_0 x + \frac{1}{2} a x^2 + \omega_0(t-x) - \frac{1}{2} a(t-x)^2 \right] \\ & + \cos \left[\omega_0 x + \frac{1}{2} a x^2 - \omega_0(t-x) + \frac{1}{2} a(t-x)^2 \right] \\ & = \cos \left[\omega_0 t - \frac{1}{2} a t^2 + a t x \right] + \cos \left[2\omega_0 x + a x^2 - \omega_0 t - a t x + \frac{1}{2} a t^2 \right] \end{aligned} \quad (7.165)$$

上式中的第二项为二次谐波频率,因此在接收机中将被滤去,故只需要讨论第一项.

积分的上下限由窗函数来决定,如下给出:

$$\begin{aligned} & \text{无(被积值=0)} && t < -T \\ & -T/2 \text{ 至 } t+T/2 && -T < t < 0 \\ & t-T/2 \text{ 至 } T/2 && 0 < t < T \\ & \text{无(被积值=0)} && t > T \end{aligned} \quad (7.166)$$

代入(7.164)式,积分式最后化简为

$$v_{\text{out}}(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \int_{-T/2}^{t+T/2} q \cos \left[\omega_0 t - \frac{1}{2} a t^2 + a t x \right] dx & -T < t < 0 \\ \frac{1}{2} \int_{t-T/2}^{T/2} q \cos \left[\omega_0 t - \frac{1}{2} a t^2 + a t x \right] dx & 0 < t < T \end{cases} \quad (7.167)$$

利用两角和的三角函数恒等式很容易解出上述积分的结果解为

$$v_{\text{out}}(t) = \begin{cases} q \sin \left[\frac{a t}{2} (t+T) \right] \frac{\cos \omega_0 t}{a t} & -T < t < 0 \\ q \sin \left[\frac{a t}{2} (T-t) \right] \frac{\cos \omega_0 t}{a t} & 0 < t < T \end{cases} \quad (7.168)$$

合成后重写成如下简式:

$$v_{\text{out}}(t) = \frac{q}{a t} \sin \left[\frac{a t}{2} (T - |t|) \right] \cos \omega_0 t \quad -T < t < T \quad (7.168a)$$

这是在载波(多半是中频)频率上的输出,经过检波后,载频变化的余弦项消失,得到

$$v_d(t) = \frac{q}{2} \frac{\sin [(a t/2)(T - |t|)]}{a t/2} \quad -T < t < T \quad (7.169)$$

该检波输出电压具有 $(\sin x)/x$ 形状,如图中例子.它还可以化简成更简单明了的形式,注意到

$$a = 2\pi B/T \quad (7.170)$$

将 a 值代入到正弦函数的幅角之中,这两项为

$$\frac{a T t}{2} = \pi B t$$

$$\frac{at^2}{2} = \left(\frac{aTt}{2}\right) \frac{t}{T} = \pi Bt \left(\frac{t}{T}\right)^\dagger$$

当 BT 积值很大时, t 二次方项在时间原点附近的值要比 t 线性项值小, 因此我们忽略二次项, 从而求得第一零点位置的近似值,

$$\begin{aligned} \pi B t_1 &= \pi \\ t_1 &= 1/B \end{aligned} \quad (7.171)$$

这就是说, 输出波形零值之间的时间宽度为 $2/B$ 。将 a 值代入(7.169)方程式可得输出幅度为

$$\begin{aligned} \text{幅度} &= \lim_{t \rightarrow 0} \frac{q}{2} \frac{\sin at(T - |t|)/2}{at/2} = \frac{qT}{2} \\ &= \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \cdot \frac{T}{2} = \sqrt{BT} \end{aligned} \quad (7.172)$$

与图中定性描绘的值相同。上面分析指出, 调频 Chirp 波和压缩滤波器的作用就是将 T 持续时间的长脉冲进行变换, 在滤波器输出端得到零值之间宽度为 $2/B$ 近似有效宽度为 $1/B$ 的短脉冲, 而其幅度则从 1 增大至 \sqrt{BT} 倍。至于 Chirp 脉冲的分辨力, 则应与同样带宽的调频系统相当。因为具有这样分辨力的短脉冲的带宽同样近似为 B , 因此 Chirp 脉冲的分辨力就与无 Chirp 调制的高幅度的短脉冲相当。如果假定时间-带宽积为 500 左右, 这就是说, Chirp 雷达发射的峰值功率将比得到同样分辨力的短脉冲的峰值功率小 500 倍, 这在雷达设计中是一个很突出的优点。当然, 对脉冲内的总能量来说, 不论是短脉冲还是 chirp 形的长脉冲, 它们的能量是相等的, 而脉冲包含的能量, 或者说平均功率, 它是为得到足够的信噪比而有关的一个主要判据因素。

7-5.4 二进相位码 “Chirp”

“Chirp”这一术语仅限于调频波形。如果调频波形处在音频范围内进行调制的话, 那么人们可能真能听到一种唧唧声。某些声纳确实工作在这个频段内, 唧唧声也真能听到。当然, 对雷达用的正常带宽来说, 人耳是不能探测到唧唧声的(即使信号是声波), 这是因为它太快且带宽太宽。然而这 Chirp 术语确实只限于频率调制。自从调频技术首先被采用以后, 其他形式的调制方法随之产生, 它们都能在给定的脉冲长度内获得良好的分辨力。

应用二进码也可取得脉冲压缩和 “Chirp” 相同的效应, 这种码位的总长度还短于总脉冲的持续时间。当由一组短码位组成的调制脉冲作为发射波时, 它的带宽就近似等于这码位总持续时间的倒数。

获得二进调制的最普通的方法是 180° 的相位调制。当正比特代表基准相位时, 负比特(或零比特)则代表与基准相位差 180° 。从本质上说, 这个波形的匹配滤波器就是一个发射码的存储取样与接收信号之间作处理的互相关器。

实现的原理框图如图 7.29 所示。发射系统中首先是一部产生持续时间为 τ 的脉冲产生器。接着是一个二进码产生器, 它的开与关就相当于 0° 和 180° 的相位移, 信号再经

† 原文误为 $\frac{at^2}{2T} = \left(\frac{aT}{2}\right) \frac{t}{T} = \pi Bt \left(\frac{t}{T}\right)$ 。——译者注

放大后发射。这个 180° 移相装置可以如图那样插在放大链的前面,也可以插在放大器与

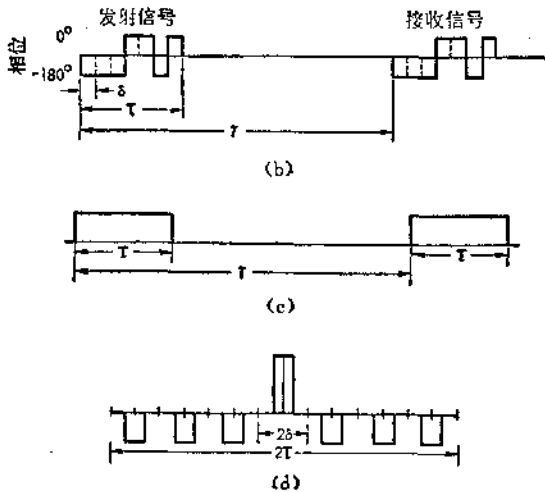
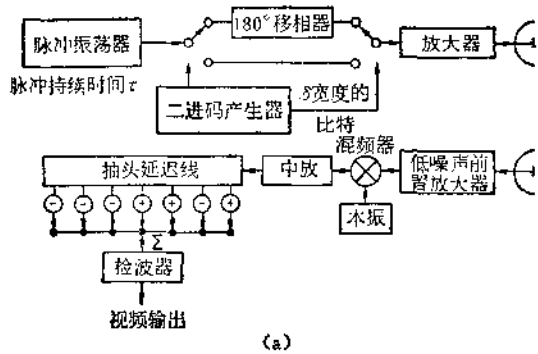


图 7.29 二进制相位码雷达的例子

(a) 系统方框图; (b) 点目标情况下信号相位图; (c) 点目标情况下信号幅度图; (d) 输出幅度——表示点目标压缩

雷达中,一般还需要对中频信号作进一步的处理。

图 7.29 中列举了一种 $- - - + + - +$ 格式码作为例子。(b) 图表示了发射和接收信号的相位, (c) 图表示了其相应的幅度。由图可见,其幅度均为常数,但相位却按照二进制码上下变化。图 7.29(d) 中表示了本例的输出幅度与延时的关系,其延时是对应于获得最大输出的合适延迟值,正确延迟的输出为 7 个单位高度,而在延迟线的所有其他位置上的输出,其高度均不超过 1 单位。

图 7.29(d) 的输出可作如下的展开。当目标完全处于对准的情况下,求和器的输出为

$$(-1)(-1) + (-1)(-1) + (-1)(-1) + 1 + 1 + (-1)(-1) + 1 = 7$$

事实上,单独各位的输出与 $(+1, -1)$ 输入的乘法器输出相同,其真值表如表 7.1 所示。下面表示了应用真值表计算接收脉冲不同延时状态下的结果。最上面一项是加法器相位,第二项以及再下面的各偶数项表示了接收信号的相位,第三项以及再下面的各奇数项表示了各单独码位的输出,紧接在它右面的数字表示总输出。

天线之间,只要带宽限制在载频的百分之几范围内,在传输线中用二极管作开关也很容易实现 180° 的移相。接收信号进来后先经过低噪声预放级,然后经混频降到中频,在中频用一根总时延为 τ 的抽头延迟线,不同抽头的各输出信号,分别按有移相或无移相进行合成。在发射端,凡经 180° 移相的各对应抽头,在接收端对它们的输出也需作 180° 的移相(换句话说,对它们进行反相),凡在发射端是基准相位所对应的各抽头,在接收端就直接被送到加法器。

延迟线的所有抽头输出经合适的移相后得到同相信号。而时间延迟长度应选择得使(最后位到达时)这一位二进制码正好赶到延迟线的末端,这时加法器的输出就是 N 个信号的同步叠加,其中 N 就是码位数。而在接收脉冲经延迟后的非中心位置上,由于有些脉冲输出被同相相加,有些被反相相加,因而这时求和器输出总要比单个抽头的 N 倍输出值要小得多。因为这些输出值都处于中频频率,故还应经过检波才获得视频。在相参体制的

加法器相位	-	-	-	+	+	-	+	
正确配比	-	-	-	+	+	-	+	
输出	1	1	1	1	1	1	1	$\Sigma=7$
δ 量失配	-	-	-	+	+	-		
输出	1	1	-1	1	-1	-1		$\Sigma=0$
2δ 量失配	-	-	-	+	+			
输出	1	-1	-1	-1	1			$\Sigma=-1$
3δ 量失配	-	-	-	+				
输出			-1	-1	1	1		$\Sigma=0$
4δ 量失配	-	-	-	+	+			
输出				-1	1	-1		$\Sigma=-1$
5δ 量失配	-	-	-	+				
输出					1	-1		$\Sigma=0$
6δ 量失配	-	-	-	+				
输出						-1		$\Sigma=-1$

这正是用于决定图 7.29(d) 所示输出值的方法。

表 7.1 带(+1, -1)输入的乘法器(但不进位)的真值表

输入 1	输入 2	输出
-	-	1
-	+	-
+	-	-
+	+	1

由上可见,压缩的目的已经达到,第一零值之间分辨力与半电压点间分辨力均为

$$\text{零点间分辨力} = \delta$$

$$\text{半电压点间分辨力} = \delta$$

$$(7.173)$$

输出峰值电压为

$$\text{峰值电压} = \tau/\delta \approx B\tau$$

$$(7.174)$$

与调频 chirp 脉冲相仿,二进相位码 chirp 体制对分辨力的改善效果近似为 $1/B$,与之相应的是提高了输出峰值电平。

本例子采用的码是属于巴克码的一种 (Cook 和 Bernfield, 1967, p. 245),巴克码具有等强度的后压缩旁瓣电平。如何选择二进位码作为脉冲压缩的问题已经成为众人所关心的研究课题,而具有等强度旁瓣的巴克码是用于脉冲压缩目的的最佳码。大家知道,最长的巴克码只含有13位,而长码能获得更大的脉压比,因此更长的其他码型式会更普遍地采用。表 7.2 列出了各种巴克码及其旁瓣电平。

对长码来说,其中较普遍采用的一种称最大长度序列码(简称最长序列码) (Cook 与 Bernfield, 1967, pp. 247—251),也称为 m 序列码和伪随机序列码。它们很容易用 n 级移位寄存器来实现,如图 7.30 举例所示。如用加号代替减号,移位寄存器产生与本例相同的码。移位寄存器还带有向输入端反馈的回路,反馈电路的两个输入源分别由寄存器

的两个不同单元供给(本例中为2和3单元),它们被送到模2加法器,模2加法器的真值表如图中所示。

表 7.2 巴克码

码长	码	旁瓣电平(dB)
2	-+, ++	-6.0
3	--+	-9.5
4	--+-, ----+	-12.0
5	++++-	-14.0
7	----+--+	-16.9
11	---+---+--+	-20.8
13	-----+---+--+	-22.3

如图所举的例子中,我们假设所有移位寄存器的初始状态都处于正号,给出移位指令后的第一次输出是正号,寄存器2和3位置的正号送给模2加法器后得到一负号,反馈到输入端将寄存器位置1置负号。第二次移位与第一次相同,输出为正号,反馈到位置1置负号,但第三次移位就不同了,如表所示,2单元为负,3单元为正,因此反馈值为正号。接下去是第一次得到的负号反馈值已经移位到达输出端。

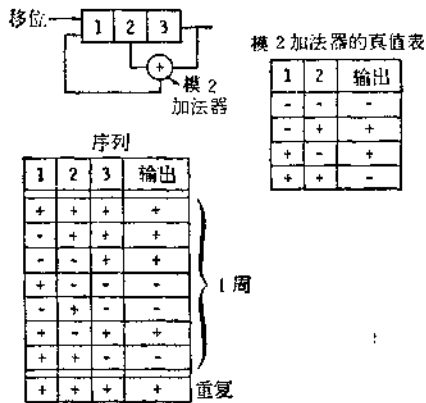


图 7.30 最长序列码产生举例

这个过程如图中列表所示继续下去,直到第七次移位之后(也即寄存器第八次建立状态),这个序列开始重复。由 n 级移位寄存器产生的最长序列码具有如下特性:

1. 码长 = $2^n - 1$ 。
2. 正号个数与负号个数只差1(平衡特性)。

性)。

3. 最后一级必须处于反馈回路内。
4. 反馈抽头的数目必须是偶数。

最大长度序列码的研究已经广泛地开展,其结果也均可在文献上查到。这种序列码不但被广泛地应用于雷达上,而且还应用于保密通信系统中,还用于产生伪随机序列数供计算目的用。

表 7.3 用 n 级移位寄存器产生的最长序列的数目

移位寄存器的级数, n	序列码长度 $2^n - 1$	最大序列数目	反馈连接头例子
3	7	2	3.2
4	15	2	4.3
5	31	6	5.3
10	1023	60	10.7

表 7.3 列举了最长序列码的几种例子,由于序列码长度由 $(2^n - 1)$ 所决定,因此一个相对短的移位寄存器就可得到相当长的码列。如表中举的例子,一个十级移位寄存器可

得到 1023 位的码列。如表中所列的可能最大序列数目,是由用以产生最长序列的可实现的反馈连接头的数目所决定的,而表中列出了用两个连接头的反馈连接的情况。然而,也有一些码是由从移位寄存器的 4, 6 或者更多的单元反馈所产生的。

二进相位码是用于脉冲压缩中的一种最普通的离散步进技术。当然还有其他调制技术可采用,如幅度调制,它以信号接通代表二进相位码正号,信号断开代表负号;还有频率调制,它用一个频率代表正号,用另一频率代表负号。因为产生二进相位码调制和利用二进相位码达到脉冲压缩的目的实现起来都比较方便,因此二进相位码正被人们推广采用。

非二进制的码体制也同样存在,但在雷达中不及像通信中用得那样广泛。例如有一种四元码,它不同于二进制,它有四个 90° 的移相位置分别代表 0, 1, 2 和 3。这种非二进制的研究课题也已经深入地开展了。

总之,距离分辨力既可以由短脉冲和调频来获得,也可以用调频或二进相位码对长脉冲进行调制来达到。同调频体制一样,二进码体制也可应用于连续波状态。人们采用调频方法时,既可以是连续波,也可以是与线性调频不一样的某种脉内调制[†]。然而概括来讲,任何一种好的设计系统,其距离分辨力总是近似为 $1/B$ 值。

7-6 速度分辨

如前所述,目标速度分辨以及不同目标之间相对速度差异的分辨,都是靠测量多普勒频率来获得的。在第 7-2.1 节中,讨论到有关衰落时曾叙述过多普勒频移原理,提到多普勒频移是以 $2u/\lambda$ 来表示,其中 u 为雷达与目标之间的相对速度。在第 7-2.1 节中还阐述了当雷达沿着地平面上空作水平飞行时的等多普勒线的概念。

对于像在第一卷第 1-6 节和图 1.14、图 1.15 所示的最简单的多普勒雷达来说,其基本任务就是测量某个目标的频移,如警察用来测量汽车速度的一种雷达型式,这种雷达用来测量多普勒频移时相当于一部频率计,这时在天线波束宽度内只允许单个目标存在。在多目标环境下,必须采用滤波器组,用它来区分不同目标的不同频移量。

连续波雷达输出多普勒频率分量,其性质在许多方面都与调频雷达输出距离-频率分量相类似,在这两种情况下都是靠滤波来达到分辨之目的。因此有关调频雷达信号处理的讨论同样都适用于多普勒雷达信号的处理中,只要将观测到的差频表示为速度而不是距离就可以了。

假设天线波束内有一组目标群,调频雷达多目标输出表达式(7.138)也同样适用于多普勒雷达多目标输出,这时其中的单个信号角频率为

$$\omega_{s_i} = \frac{4\pi\mathbf{u}_i \cdot \mathbf{R}}{\lambda R} \quad (7.175)$$

式中我们已经引用了如下多普勒关系式:

$$f_D = \frac{2\mathbf{u} \cdot \mathbf{R}}{\lambda R}$$

[†] 例如在三坐标雷达中,在俯仰域扫描,采用脉内非线性调频体制。——译者注

假如天线波束内只有两个目标,在调频雷达中,由不同距离来的两目标回波表达式(7.139)在这里同样适用。第7-5.2节的分析表明,两个目标的分辨能力决定于滤波器的带宽和目标之间的间隔。而在多普勒雷达情况中,两个目标的分辨能力也同样决定于滤波器的带宽,与其相对应的另一个因素,就是决定于两目标之间的速度差量。在第7-5.2节中所作的详细分析都完全适用于多普勒雷达情况,只要对信号频率作如上所述的基本量的置换。

当雷达对地球探测时,后者是一连续分布目标,正如在第7-2.1节所得到的,它是一组连续频谱。在那节中我们还讨论到关于衰落与合成量的统计特性问题。这里我们将讨论具有不同相对速度目标单元之间的回波分离的能力。由于具有不同的相对速度,也就表明它们在天线波束内处于不同的位置。用于分离来自不同面积的回波的滤波器有效带宽,不但决定于滤波器实际带宽本身,而且还与观察时间的长短有关。上节中(7.146)式也适用于多普勒雷达。对调频雷达来说,在(7.146)式所表示的有限时间是由一次扫描的持续时间所确定,而对多普勒雷达来说,它就简单地决定于有效的观测时间。通常,观测时间总要比滤波器的带宽的倒数大许多倍,这时滤波器的有效宽度就等于滤波器本身带宽,有效两字可忽略;相反,如果观测时间与带宽倒数可以相比拟时,则有效两字不能忽略,这当滤波器为窄带时会发生这种情况。

假设我们选用一非常窄的通带滤波器,其在频域响应为一 δ 函数,于是当滤波器调谐于 ω_F 频率点上时,该滤波器响应为

$$F_0(\omega - \omega_F) = \delta(\omega - \omega_F) \quad (7.176)$$

将上式代入(7.149)式,得滤波器输出的功率谱期望值为

$$\langle P_r(\omega - \omega_F) \rangle = |b(\omega_i)|^2 W(\omega - \omega_i)$$

式中权函数 W (在频率域中)与观测时间有密切关系(有时称为“时间窗”), W 由下式给定:

$$W(\omega - \omega_i) = \mathcal{F}\{w(t)\} = T \frac{\sin(\omega - \omega_i)T/2}{(\omega - \omega_i)T/2} \quad (7.177)$$

时间窗响应的零值点应满足下式:

$$(\omega_N - \omega_i)T/2 = \pi$$

或

$$(f_N - f_i) = \frac{1}{T} \quad (7.178)$$

零值点之间的频带宽度为

$$B_N = \frac{2}{T} \quad (7.179)$$

半功率点之间的带宽为

$$B_{1/2} = \frac{0.88}{T} \quad (7.180)$$

在一般具有 $(\sin x)/x$ 响应的滤波器和天线中,权函数加权的作用是为了降低该响应的旁瓣,但在对多普勒频率滤波的情况下,加权的作用是使加到滤波器上的信号产生幅度调制,它的结果使信号上升与下降的前后沿坡度平缓,而不是使其陡峭地上升与下落。除

非选用的滤波器带宽很窄(有时会遇到这种情况),一般情况下加时间窗口是没有问题的。

到此为止,我们仅描述了连续波雷达测速原理。然而在常用雷达中,既要测距,又要测速,二者同时测量,问题就要复杂一点。下面先讨论脉冲雷达。

同仅有测距性能雷达不同,既要测距又要测速的脉冲雷达必须是一部相干体制雷达。图 7.31(a) 表示其原理框图。由一个连续波振荡器产生信号,送到脉冲调制器,输出一短脉冲,向目标辐射。再由目标散射得接收回波,与发射机内的振荡器输出取样信号混频。如果没有多普勒频移,则混频器输出只是一个视频脉冲的简单复现。当接收信号具有 f_D 的多普勒频移量时,混频器输出是一个多普勒频率 f_D 的脉冲。该输出经放大后送到显示和处理系统。

图 7.31(b) 表示了一部较实用的相干脉冲雷达的例子。这里采用了两部稳定振荡器:一部是中频相参振荡器 (COHO), 另一部是接近发射频率的稳定本地振荡器 (STALO)。STALO 还用来作为接收机的本振, STALO 与 COHO 共同提供一个偏离 STALO 频率为 f_c 的发射频率,因而发射机中有一个混频器,它的输出为 $f_c \pm f_s$, 应该滤去一个频率,本例中是将差频滤去,故发射频率为该两频率之和,然后经放大、调制,最后馈向天线。常用雷达采用收发共用天线,信号经天线收发转换开关(第一卷第一章中讨论过)到天线。收发转换开关将天线在收发之间进行转换。含有多普勒频移的回波信号,经低噪声放大器的放大,再与 STALO 输出频率 f_s 信号相混频,变换到中频。中频信号的频率是 $f_c \pm f_D$, 其中正负号表示多普勒频率可正可负。该信号经中频放大器放大,中放输出随同 COHO 基准信号一起,都送到速度-距离处理器中。在现代雷达中, COHO 与 STALO 通常并不是单独的两部振荡源,而是从一部频率综合器输出取得的,两者要么是相位锁定的,要么是从一个晶体控制振荡器中倍频得到的。

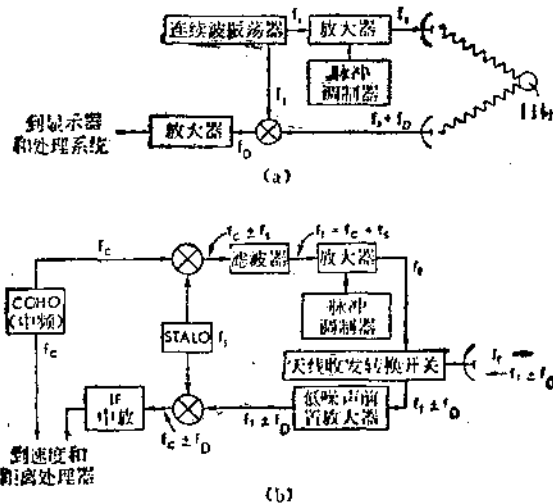


图 7.31 相干脉冲雷达
(a) 功能原理图; (b) 详细框图

中频信号与 COHO 输出信号一起送到处理器,图 7.32 描绘了一种速度-距离处理器的例子。在该例子中,正的和负的多普勒频率的分离是借助于降低信号频率,把它降到该脉冲持续时间可允许的最低中频上,这个相对的低中频几乎已处于视频范围,然后送去作频

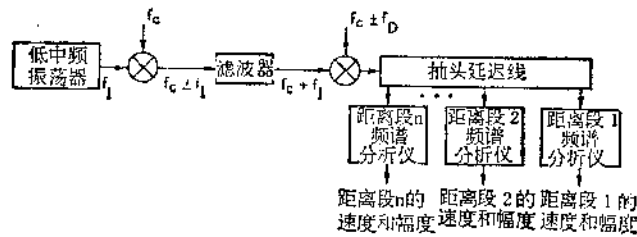


图 7.32 速度-距离处理器的一种型式

谱分析，通过测量相应的多普勒频率来决定速度。遗憾的是，为了决定每个目标的距离与速度，在每个距离门的输出端都必须独立地进行谱分析，因此要求有许多台频谱分析仪。在图 7.32 中，区分不同距离通道是借助于将信号馈到一抽头延迟线组合中，它的每一个抽头代表了一个特定的距离单元，因而抽头间的间距大致就等于发射脉冲持续时间。如果发射是 chirp 型脉冲，那么在将信号送进延迟线之前还需进行“去 chirp”（解调之意）处理，这时抽头间的时间间距应为“去 chirp”脉冲的宽度，而不是发射脉冲宽度。每个抽头信号馈送到一台单独频谱分析仪。频谱分析仪的工作速度相对来说比较缓慢。但有时候，只要合理安排，并使频谱分析速度足够快，则不同距离通道有可能共享一台频谱分析仪。

当然，抽头延迟线并不是人们区分信号的唯一方法。在许多场合下，采用逐次地打开门，放信号到不同的频谱分析仪中，在与距离各门对应的合适延迟点上打开每个谱分析仪的门。

有时，选用低中频不方便，不如将信号拍频到零更好些，也就是将中频输出与 f_c 值混频而得到的。这样做之后，区分正负多普勒频率就要采用同相正交检波器，这种技术将在第 9-10 节中讨论。这种方法尤其常用在数字式的处理器中，因为对视频信号作模数转换时所需取样率要比对低中频信号的低（至少是 2 倍因子）。

由于多普勒频率通常处于几赫至几千赫的范围，因此人们要问，在如此短的微秒或毫微秒量级的脉冲宽度期间怎么能处理出这个频率呢？如此低的频率所以能处理的原因在于：在单个脉冲的短持续时间内，多普勒频率的相位变化是个小量，因此每个脉冲信号就代表了多普勒信号处在这个特定相位时的一个取样。如果在相位变化不太大的间隔内能取得足够多的取样数的话，那么在门电路输出后，经低通滤波，可以得到特定距离上的多普勒频率信号的再现。为使这方法实际可行，必须要求脉冲重复频率足够高，使每秒所得的取样数满足奈奎斯特准则，也就是说，脉冲重复频率必须大于最高多普勒频率的两倍。

下面我们就以第 7-2.1 节所列举的机载侧视雷达为例子，看看脉冲重复频率在不同条件下应选择的极限值。在那节，已推导出接收信号的功率谱密度为

$$S(f_D) = \frac{\lambda^3 P_t G_r^2 \sigma^0 r_y}{2(4\pi)^3 u R^3} \left[\frac{\sin(\pi f_D / f_{DC})}{\pi f_D / f_{DC}} \right]^2$$

这种情况下的半功率点宽度为

$$\Delta f_D / f_{DC} = 0.64$$

两零点之间的宽度为

$$\Delta f_D = 2f_{DC}$$

式中 $f_{DC} = 2u/l$ 。该响应在频率 $f_D = \pm 1.5f_{DC}$ 处有一个 -26dB 的旁瓣。在该旁瓣左右两零值之间的宽度为 $\Delta f_D = 4f_{DC}$ 。

于是人们一定会提出这样问题：在决定取样率时，究竟应取多少宽的频响范围？假如我们只取样半功率点之间的频谱，则脉冲重复频率可取

$$\text{PRF} = 0.64 \times f_{DC} = 1.28u/l^*$$

如果对第一零值点之内的所有频率都取样处理，那么 PRF 应取 $2f_{DC}$ ，即 $4u/l$ ；如果当第一旁瓣电平很大时，为了避免有害的混淆现象产生，取样率应取到第二零值点，这时 PRF 应取 $4f_{DC}$ ，也即 $8u/l$ 。如果在处理器中将信号变换到零频，然后按同相与正交分量分别取样，则 PRF 可以降低一半，因为这时每个取样器所观测到的最大多普勒频率只是上述情况的一半。

表 7.4 汇集了这些结果，并列出了用于第 7-2.1 节的宇宙飞船例子中时应选择的 PRF 值，表中所列 PRF 值是相当高的。当如此高的 PRF 值和从距离分辨观点建立对 PRF 的约束条件(将在下节讨论)两者汇集一起时，将产生模糊区，为此，我们又必须寻找合适的方法去消除它。

表 7.4 无模糊取样时的最低 PRF 值

条 件	基 本 式		飞 船 例 子	
	全功率谱	半功率谱	全功率谱	半功率谱
半功率点	$1.28u/l$	$0.64u/l$	640	320
第一零值点	$4u/l$	$2u/l$	2000	1000
第二零值点	$8u/l$	$4u/l$	4000	2000

调频雷达进行速度测量时，并不象脉冲雷达那样容易，尽管在设计上作出演变后调频雷达也能完成测速任务。图 7.33 描绘了这个效应，在图 7.33(a) 中画出了频率与时间关系图，分别画出了发射频率、无频移与有多普勒频移的回波频率变化曲线。在图 7.33(b) 中画出了多普勒雷达输出频率值曲线。图中清楚表明：在上升段扫描期内，附加的多普勒频移的效应是使回波频率向发射频率靠近，而在下降段扫描期内，其效应正好相反，使回波频率远离发射频率。结果使上升扫描段输出指示距离短于固定目标，而下降扫描段输出指示距离长于固定目标。当上升和下降扫描段都应用的

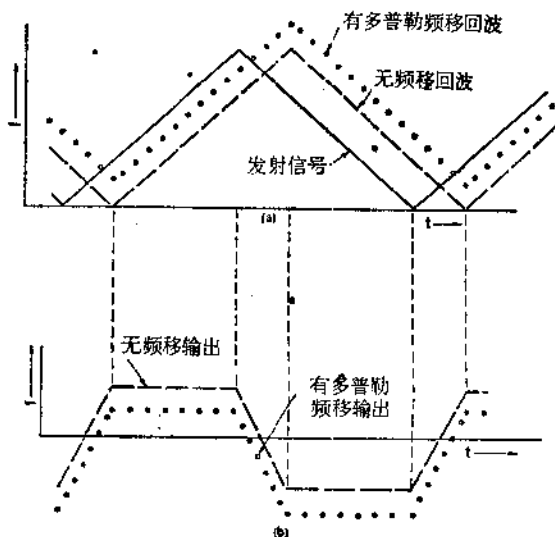


图 7.33 调频雷达的多普勒频移效应
(a) 频率与时间关系图；(b) 输出频率值

* 原式误为 $\text{PRF} = 0.64 \times 2f_{DC} = 1.28(2u/l)$ 。——译者注

时候,则这两种扫描段内的平均输出频率就是用于测定距离的正确频率,而两扫描段之间的频率差就用于测定多普勒频率。对于单目标,求得平均值和差值都是容易的。但当用于遥感雷达时,通常观测对象是面扩展目标,这样,情况就要复杂得多。由于传感器会处于很高的多普勒频率条件下去观测地面目标,因此调频雷达通常很少用于遥感中,为此本书对此问题就不再深入讨论下去了。

7-7 距离测量和速度测量中的模糊

7-7.1 引言

当脉冲雷达(其他雷达也同样)既要求距离测量,又要求速度测量时存在着模糊问题。以脉冲雷达举例来说,正如前面在测速中已述及的,其模糊问题与 PRF 有关。图 7.34 以图示法描绘了由于发射脉冲过去密集(即 PRF 太高)而引起的距离回波的模糊性。发射脉冲波形示于图的最上面一项,接下去的三项分别表示由第一个发射脉冲产生的三个不同距离的目标回波,而这三个目标中每个目标距邻近发射脉冲起始点的距离延迟均为 T_1 ,即第二项表示距离延迟 T_1 的目标;第三项表示距离延迟 $T_p + T_1$ 的目标,它处于第二发射脉冲起始点也正好是 T_1 值;第四项表示距离延迟 $2T_p + T_1$ 的目标,它在第三个发射脉冲起始点后也正好是 T_1 值。当显示时,所有这些脉冲均一起显示出来,如第五项所示:1号目标显示于第一发射脉冲后面 T_1 延迟位置上;1号与2号目标重叠显示于第二发射脉冲后面 T_1 延迟位置处;而三个目标均重叠显示于第三发射脉冲后面 T_1 延迟位置处,如此重叠下去。通常的显示器只显示一个脉冲周期,如第六项所示,这样,人们无法去区分,究竟存在着一个、二个、三个还是有更多的目标,人们也无法决定超过重复周期以外的更远目标的正确距离,因为无法知道究竟是哪个脉冲所产生的回波。如果雷达的最大作用距离就是第三号目标那样远,那么脉冲重复周期就应该取 $4T_p$ 左右值,以保证在判断回波距离时不产生模糊。增大 T_p 意味着降低脉冲重复频率,但是正如上节所述的,为了测量多普勒频率却要求有足够高的 PRF 值,这两者显然是矛盾的。

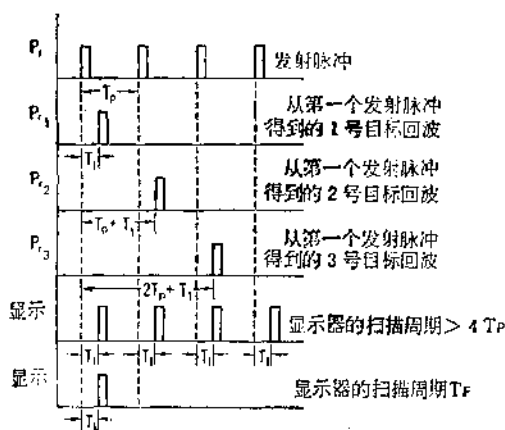


图 7.34 模糊的距离回波

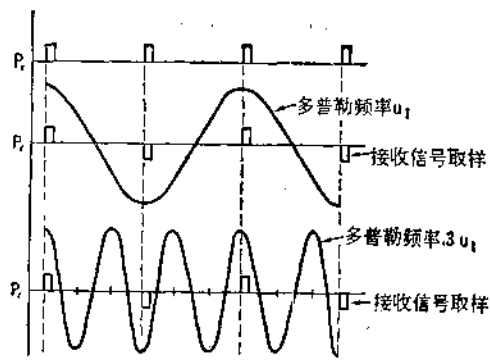


图 7.35 模糊的多普勒回波——按奈奎斯特速率取样

当取样率(这里相当于 PRF)选择得太低而不满足奈奎斯特取样准则条件时,会产生

速度测量的模糊现象。在单目标情况下，接收到多普勒单频率，人们从图 7.35 中可以看到与奈奎斯特取样定理有关的模糊问题，如该图第二项曲线，按第一项发射脉冲位置以奈奎斯特速率对单个多普勒频率回波取样。再看图中第三项曲线，回波多普勒频率是第二项的三倍，也即相当于三倍速度目标产生的多普勒频率，而取样率不变，结果得到的回波取样值与第二项相同，因此产生了模糊。人们不能按再现的信号来区别多普勒频率究竟是由速度 u_1 还是 $3u_1$ 或者 u_1 的任意奇数倍所产生。如果我们想避免这种模糊现象，当最高多普勒频率是第三项所示的话，那么取样率也必须是图 7.35 所示的三倍，也就是说，我们应选择比图中所示的要大三倍的脉冲重复频率。

有一种技术可以解决该模糊现象，如图 7.36 所示，尽管它又带来些附加的问题。这里，发射脉冲并不按固定脉冲重复周期发射，而是其间隔按多普勒取样所容许的速度作来回晃动，在正常情况下，它能克服距离模糊，由图 7.36 可自行解释。当正确延迟下，回波脉冲均叠加在一起，显示器上产生很强的回波，在不正确的距离上，这些脉冲不重叠，从而产生较暗回波目标。因此采用了这种体制，这种附加的回波又增加了“杂波”干扰，这种“杂波”有时是容许的，有时却不容许存在，这要由系统的其他性能指标来决定。

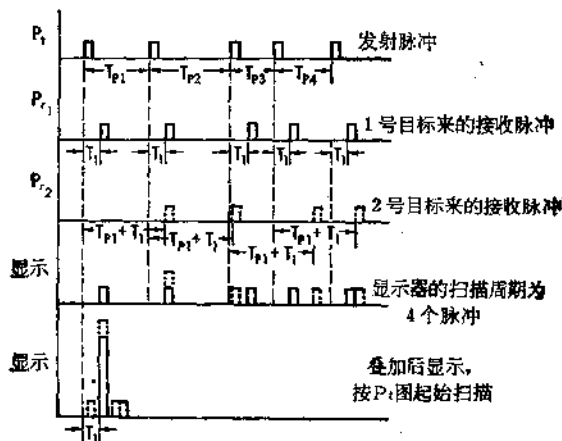


图 7.36 用晃动脉冲间隔的方法来降低回波距离的模糊度

7-7.2 模糊函数

上述的简单例子可帮助我们对模糊问题有个直观的理解。如果要用这方法处理许多实际的波形设计问题，那么还必须引入复杂的模糊函数。模糊函数曾引入雷达系统中作为其波形设计的一种工具，它既描绘了有关距离与速度分辨力的系统性能，又描绘了采用复杂波形时有关模糊度的系统性能。最早地介绍模糊函数（并引入雷达中）的人是 Woodward (1953)。在其他人的许多文章(Cook 与 Bernfield, 1967; DiFranco 与 Rubin, 1968) 中对模糊函数也作了阐述。

Woodward 模糊函数中包含了距离与速度，即既包含距离又包含多普勒频率。然而，最好还是先对距离模糊函数和速度模糊函数分别进行研究，然后再合成在一起讨论，下面就按此叙述。

仅距离模糊函数

设发射波波形为

$$P(t) = u(t)e^{i\omega_c t} \quad (7.181)$$

式中 $u(t)$ 为基带的复数波形, ω_c 为载波的角频率。仅距离模糊函数定义为: 发射信号的接收回波与相隔某时间的类似复现波形之间互相关的平方值。

$$\begin{aligned} |c(\tau')|^2 &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} P(t-T)P^*(t-\tau') dt \right|^2 \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} u(t-T)u^*(t-\tau')e^{-i\omega_c(T-\tau')} dt \right|^2 \end{aligned} \quad (7.182)$$

式中 τ' 为发射脉冲取样值的延迟, T 为接收信号的延迟。为简化该定义, 我们将坐标原点移到信号接收的时刻上, 取

$$\begin{aligned} \tau &= \tau' - T \\ y &= t - T \end{aligned} \quad (7.183)$$

将上两式作变量置换后, (7.182) 式变为

$$|c(\tau)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} u(y)u^*(y-\tau) dy \right|^2 \quad (7.184)$$

这就是仅距离模糊函数的表达式。由该式可见, 它只与基带波形有关, 而载频的影响已经消除。

我们可利用仅距离模糊函数来确定一个等效的矩形脉冲宽度, 它代表了时域分辨力的一个等效时间宽度。为此, 可写成

$$|c(0)|^2 \Delta\tau = \int_{-\infty}^{\infty} |c(\tau)|^2 d\tau$$

等式左边代表高为 $|c(0)|^2$, 宽为 $\Delta\tau$ 的等效矩形脉冲的面积, 右边则是实际脉冲状态。对上式移项, 得脉冲的等效时间宽度为

$$\Delta\tau = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |c(\tau)|^2 d\tau}{|c(0)|^2} \quad (7.185)$$

在频率域中, 我们可以用发射脉冲的频谱来描述其模糊函数

$$V(\omega) = \mathcal{F}\{u(t)\} \quad (7.186a)$$

因而仅距离模糊函数的傅里叶变换可表达为

$$\mathcal{F}\{c(t)\} = |U(\omega)|^2 \quad (7.186b)$$

因此, 模糊函数也可由上式的逆傅里叶变换而得到。

同样, 我们还可将波形的等效时间宽度与频谱联系起来, 利用帕色沃 (Parseval) 定理代入上列的三个式子中, 推导可得

$$\Delta\tau = \frac{2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |U(\omega)|^4 d\omega}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} |U(\omega)|^2 d\omega \right]^2} \triangleq \frac{1}{B_c} \quad (7.187)$$

式中的分子与分母分别由 (7.185) 式的分子与分母代入帕色沃定理后推导而得。这里我们同样定义了等效矩形频带宽度 B_c , 它是等效波形宽度 $\Delta\tau$ 的倒数。

下面举两个例子: 第一个例子实际上并不一定要求用模糊函数来求等效分辨力, 第二个例子则要求用模糊函数来确定等效分辨力特性。例 1 为一前后沿均呈指数状脉冲, 表

达式为

$$u(t) = e^{-t/T_0}$$

例 2 为二进相位码脉冲, 它的等效宽度如果不通过模糊函数的概念或其他类似方法是很难求出的。

例 1: 前后沿呈指数状脉冲波的 $c(\tau)$ 表达式为

$$c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-|y|/T_0} e^{-|y-\tau|/T_0} dy$$

求解上述积分值可得

$$c(\tau) = \begin{cases} e^{\tau/T_0}(T_0 - \tau) & \tau \leq 0 \\ e^{-\tau/T_0}(T_0 + \tau) & \tau \geq 0 \end{cases}$$

简化表达为

$$c(\tau) = e^{-|\tau|/T_0}(T_0 + |\tau|)$$

图 7.37 画出了 $c(\tau)$ 与 $u(t)$ 两曲线的比较, $c(\tau)$ 曲线宽于 $u(t)$ 曲线, 这是因为 $c(\tau)$ 是相关函数, 实质上是 $u(t)$ 的自相关函数。图 7.37 只描绘了函数的一半, 负的一半是对称相同的。

通过对 (7.185) 式积分计算, 求出该波形的等效时间宽度为 $T_0/2$ 。

例 2: 讨论由下列序列所表示的波形

$$u(t) = 1, 1, 1, -1, 1,$$

这是一组 5 码位 (或称 5 比特) 的波形, 每位长度均为 T_0 , 码位之间无间隙, 且具有等幅特性。第四码位的负号代表了 180° 移相。图 7.38(a) 与 (b) 相应表示该波形的相位与幅

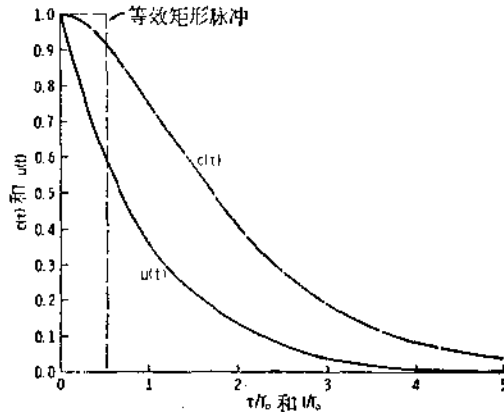


图 7.37 单个脉冲的距离模糊函数 $c(\tau)$ 与脉冲波形 $u(t)$ 相比较 (仅画出一半)

度, 这是一个典型的 5 比特的巴克码 (参见表 7.2)。

对此特定波形的有效长度来说, 不同的处理方式, 可得到不同的解码幅度值。如我们用二进处理法, 在每个脉冲中心处取样一次, 则解得 $c(\tau)$ 值是 $(5, 0, 1, 0, 1) T_0$ 的序列, 如图 7.38(c) 所示。将该 $c(\tau)$ 序列代入 (7.185) 式, 可算出

$$\Delta\tau = \frac{29T_0^3}{25T_0^3} = 1.16T_0$$

该 $1.16T_0$ 的等效宽度也在图 7.38(c) 中标出, 很显然, 仅靠简单地对图 7.38(a) 与 (b) 的直

观判断,是很难求出这等效宽度值的。

如果假定改用连续的处理方式而不是离散处理法,则求得的 $c(\tau)$ 序列波形如图 7.38(d) 所示。利用 (7.185) 式,其相应的等效宽度算得仅为 $0.77T_0$ 。这一点从图中也可直接看出,它将比离散处理得到较窄的宽度。

图 7.38(c) 与 (d) 给出的是 $c(\tau)$ 自身值。因为模糊函数被定义为 $c(\tau)$ 幅度的平方,因而这两种情况下的模糊函数值分别表示于图 7.38(e) 与 (f) 之中。

仅速度模糊函数

上述仅距离模糊函数描绘了时间域的分辨力,而仅速度模糊函数能描绘频率域的分辨力。在讨论仅距离情况时,我们用 $P(t)$ 的不同时迟来表达收发脉冲。下面讨论速度

时,我们需选用不同的收发脉冲表示式,因为接收脉冲中必须考虑多普勒频移量。因而给出如下发射与接收脉冲的频率域表达式:

$$\mathcal{F}\{P_e(t)\} = P_e(f) = U(f - f_c) \quad (7.188a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{P_r(t)\} &= P_r(f) \\ &= U(f - f_c - f_D) e^{j\omega_c T} \end{aligned} \quad (7.188b)$$

仅速度模糊函数定义为 $k(f_D)$ 值的平方。而 $k(f_D)$ 值表达式为

$$k(f_D) = \int_{-\infty}^{\infty} U(f - f_c - f_D) U^*(f - f_c) dt \quad (7.189a)$$

上式就是收发脉冲之间的互相关函数在频率域的表达式。正如距离模糊函数用时间域的互相关函数表达一样[如(7.184)式所示],应用频移定理与帕色沃定理,我们还可将 $k(f_D)$ 化为信号的时间域表达式,即

$$k(f_D) = \int_{-\infty}^{\infty} |u(t)|^2 e^{j2\pi f_D t} dt \quad (7.189b)$$

采用同获得等效信号时间宽度相类似的处理方法,可得到等效多普勒频带宽度(也相当于速度分辨力)。写成如下形式:

$$|k(0)|^2 \Delta f_D = \int_{-\infty}^{\infty} |k(f_D)|^2 df_D$$

式中 Δf_D 是一个理想矩形滤波器的等效宽度。对同一个信号特性来说,该理想矩形滤波器与实际多普勒滤波器具有相同的分辨力。其等效频带宽度为

$$\Delta f_D = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |k(f_D)|^2 df_D}{|k(0)|^2} \quad (7.190)$$

该式可与(7.185)式的等效时间宽度相比较。与等效时间宽度一样,等效频率扩展宽度也可用其他变量(这里指时间量)来表达,应用帕色沃定理后可得

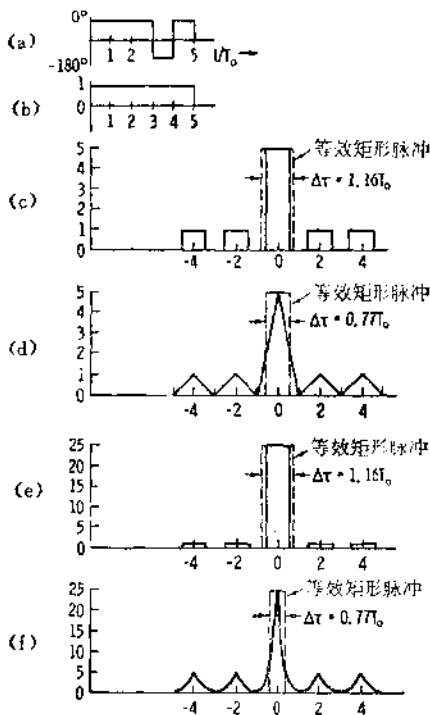


图 7.38 同脉冲相位与幅度相对照下的单个脉冲距离模糊函数

(a) 相位; (b) 幅度; (c) $c(\tau)$ 二进处理器; (d) $c(\tau)$ 连续处理器; (e) $|c(\tau)|^2$ 二进处理器; (f) $|c(\tau)|^2$ 连续处理器

$$\Delta f_D = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |u(t)|^4 dt}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} |u(t)|^2 dt \right]^2} \triangleq \frac{1}{T_e} \quad (7.191)$$

有了多普勒扩展宽度,要得到等效速度分辨力,只需按下式进行置换

$$\Delta u = \frac{\lambda_c \Delta f_D}{2} \quad (7.192)$$

式中 λ_c 就是载波的波长。

例 1: 仍选用仅距离模糊情况的例 1 波形,求等效多普勒频宽。由(7.191)式

$$\Delta f_D = \frac{2 \int_0^{\infty} e^{-4t/T_0} dt}{\left[2 \int_0^{\infty} e^{-2t/T_0} dt \right]^2} = \frac{T_0/2}{T_0^2} = \frac{1}{2T_0}$$

图 7.39 绘出了 $k(f_D)$ 曲线和本例的仅速度模糊函数曲线。我们应与图 7.37 的时间等效特性相对照和比较之。

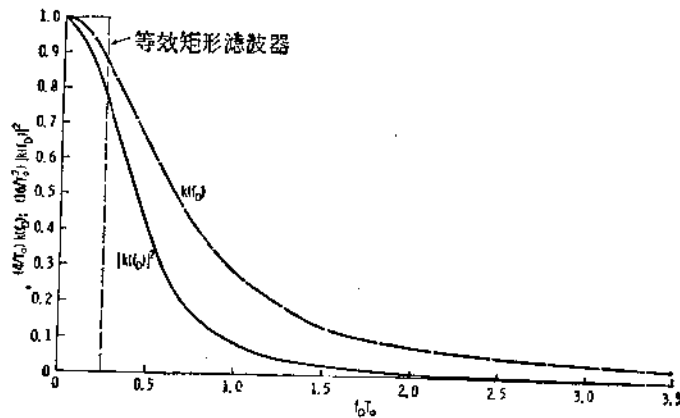


图 7.39 单个脉冲的多普勒模糊函数

脉冲串的仅速度模糊函数: 在大多数实用领域中,单个波形是不用的,而常用的是脉冲串。因此确切的模糊函数应该计及这个“串”的因子。当在仅距离模糊函数时,脉冲串对分辨力的影响是可忽略的,因此仅距离的讨论均适合于这里来表征脉冲串的距离分辨力。然而对于仅速度情况就不同了,图 7.39 表示的是一个等效带宽为 $1/2T_0$ 的等效矩形滤波器的曲线,由于 T_0 是属于脉冲持续时间性质的参数,因此它的值约为毫微秒到几个微秒的量级范围,结果滤波器的等效通带就约为几百千赫到几百兆赫。显然,如此宽的滤波器是无法分辨多普勒频率的,用于滤出多普勒频率的滤波器带宽一般要求低于 1 千赫,甚至更低。在本节一开始时已对模糊多普勒频率问题作过极简单讨论,从中可发现,必须在脉冲串内有足够多的脉冲数才能求解出多普勒频率,它对每个脉冲,从多普勒波形的不同相位点上进行取样。下面我们就研究脉冲串对模糊函数的作用,从中可搞清速度模糊是怎样产生的,以及速度分辨力能达到多少。

通常,人们认为,用作分辨的多普勒滤波器的有效带宽大致等于总观察时间的倒数。

如果我们观察时间为一秒,则可期望得到一赫量级的分辨力。这可表达为

$$\Delta f_D \simeq \frac{1}{NT_R} \quad (7.193)$$

式中 N 为被积累脉冲的数目, T_R 为脉冲间隔。

奇怪的是,当利用(7.190)或(7.191)式来求脉冲串的等效通带时,其结果却与单个脉冲的一样,也就是说 Δf_D 仍是 $1/T_0$ 量级,而不是 $1/T_R$ 量级。这是什么意思呢?这意味着,所有具有模糊的与不同响应有关的总模糊度,它与重复频率或总观察时间没有关系。然而,这并不是我们感兴趣的物理量。我们需要的是在一个细致区域内分辨出多普勒频率的能力,也就是说,我们想要知道的是检出单个多普勒频率所需的等效滤波器的带宽。为此,我们演变一下(7.190)和(7.191)式,使其积分仅覆盖单个响应,通常就取零频的那个响应。

数学上的推导如下,一个脉冲串的波形函数表达为

$$|u(t)| = \sum_{n=0}^{N-1} u_0(t - nT_R) \quad (7.194)$$

式中 $u_0(t)$ 是脉冲串中单个脉冲的波形函数。将此波形代入(7.189b)式可求得 $k(f_D)$ 为

$$k(f_D) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N-1} u_0(t - nT_R) e^{i2\pi f_D t} dt \quad (7.195)$$

用下列的变量置换法可将脉冲数目的影响与单个独立波形的影响分离开

$$y = t - nT_R \quad (7.196)$$

演算结果得到 $k(f_D)$ 的表达式为

$$k(f_D) = \left(\int_{-\infty}^{\infty} u_0(y) e^{i2\pi f_D y} dy \right) \sum_{n=0}^{N-1} e^{i2\pi f_D nT_R} \quad (7.197)$$

式中第一个因子被认为是单个脉冲对 $k(f_D)$ 的贡献,以 $k_0(f_D)$ 来表示,使它与单个脉冲波形 $u_0(t)$ 的符号相一致;第二个因子则包含了脉冲串求和的作用,它用下列形式进一步化简

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{ix} = \frac{1 - (e^{ix})^N}{1 - e^{ix}} = \frac{\sin\left(\frac{1}{2}Nx\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}x\right)}$$

按此式代入(7.197)式,化简得

$$k(f_D) = k_0(f_D) \frac{\sin(\pi f_D NT_R)}{\sin(\pi f_D T_R)} = k_0(f_D) k_N(f_D) \quad (7.198)$$

式中第二个因子以 $k_N(f_D)$ 来表示,它是由于引入了脉冲串序列后在模糊函数中增添的因子。 $k_N(f_D)$ 的表达式与这里所写的可以不一样,有时为了降低由 $(\sin Nx)/(\sin x)$ 所引起的旁瓣,需对不同脉冲的作用进行时间上的加权。

$k(f_D)$ 中所包含的这两个分量从频带宽度来说是截然不同的。 $k_0(f_D)$ 在频率域中相当地宽,而 $k_N(f_D)$ 却特别窄,其狭窄程度由 N 值来决定,因此 $k_0(f_D)$ 表示了对 $k_N(f_D)$ 的调制。

还请注意, $k_N(f_D)$ 具有许多极大值, 每个极大值均发生在其分子与分母同时为零的那些点上, 其极大值数值等于 N 。这些峰值出现的频率是与多普勒频率和重复周期相合拍而同步的, 因此每个脉冲给出的回波与所有其他脉冲给出的回波是同相的, 由于同相相加, 因此得到幅度为 N 。

$k_N(f_D)$ 的分子要比分母更频繁地出现零值, 这是由于它是一个窄带函数。当分母为零时(这时 $k_N(f_D)$ 值为 N) 满足

$$\pi f_D T_R = \pi m$$

相应的频率点为

$$f_{Dm} = \frac{m}{T_R} = m(\text{PRF}) \quad (7.199)$$

并得到

$$k_N(f_{Dm}) = N \quad (7.200)$$

再从 $k_N(f_D)$ 的分子式为零可求得第一零值点之间的频带宽度。第一零值点发生在

$$\pi f_D N T_R = \pi$$

从而得到零值之间的宽度为

$$f_D = \frac{2}{N T_R} = \frac{2}{\text{脉冲串序列的持续时间}} \quad (7.201)$$

将该式与(7.193)式相比较。

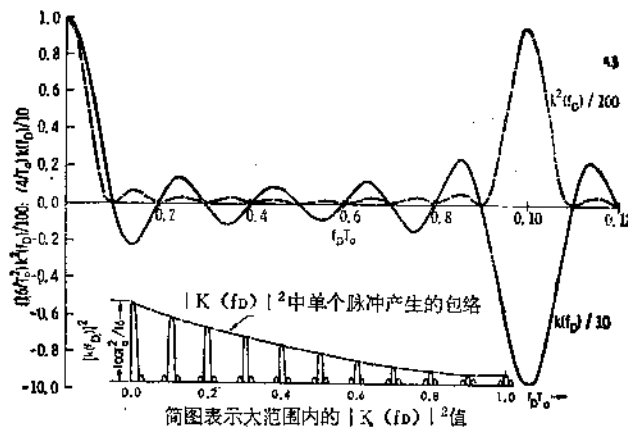


图 7.40 脉冲串波形的多普勒模糊函数; $N = 10$, $T_R = 10T_0$, 占空比为 0.1

图 7.40 画出了由例 1 所给的单个波形再加上占空比为 0.1 的 10 个脉冲组成的脉冲串产生的模糊函数特性。子脉冲的周期为 T_R , 子脉冲的有效脉冲宽度为 T_0 , 故其占空比为 0.1, 脉冲数为 10。在主图上画出了 $k(f_D)$ 的两个峰值, 在下面插图中画出了许多峰值, 由插图可见, $k_0(f_D)$ 对由 $k_N(f_D)$ 所产生的钉状脉冲幅度进行了调制。

为了求得单个钉状脉冲的有效频率宽度, 我们演变下(7.190)与(7.191)式, 只讨论主中心极大值情况, 我们提出 $k_N(f_D)$ 的演变形式为

$$k_N(f_D) = N \frac{\sin(\pi f_D N T_R)}{\pi f_D N T_R} \quad (7.202)$$

式中我们已经将原分母中的正弦函数近似地用其幅角来替代,从而消除了多个钉状峰值。在时域中,演变(7.191)式可得等效结果,演变为单个脉冲的时域等效式和 $k_N(f_D)$ 的傅里叶变换式相卷积,也就是说, $|u(t)|^2$ 用下式来替代:

$$\left(\frac{N}{T_R}\right)^2 [|u_0(t)|^2 * \square_{NT_R/2}(t)]^2$$

式中 \square 函数定义已在(7-5.1)节中叙述。

将上式应用到例 1 中,所得的结果相当繁杂,很难说明问题,这里不再赘述。而应用到例 2 中,其结果较为简单,得到结果为

$$\Delta f_D = \frac{1}{NT_R} \left[1 - \frac{T_0}{3NT_R} \right]$$

它与(7.201)式的形式有点相象。

广义的模糊函数

模糊函数最初是按广义来定义的。上述的两种特殊模糊函数均是广义模糊函数的特例。我们以 χ^2 表示为广义模糊函数,而 χ 被定义为

$$\chi(\tau, f_D) = \int_{-\infty}^{\infty} u(y)u^*(y-\tau)e^{i2\pi f_D y} dy \quad (7.203)^\dagger$$

或者为

$$\chi(\tau, f_D) = \int_{-\infty}^{\infty} U^*(f-f_c)U(f-f_c-f_D)e^{i2\pi\tau f} df \quad (7.204)$$

特例情况为

$$\chi(\tau, 0) = c(\tau)$$

和

$$\chi(0, f_D) = k(f_D)$$

广义模糊函数是 τ 和 f_D 两个变量的函数。我们作图时将 χ 表示为 (τ, f_D) 平面上

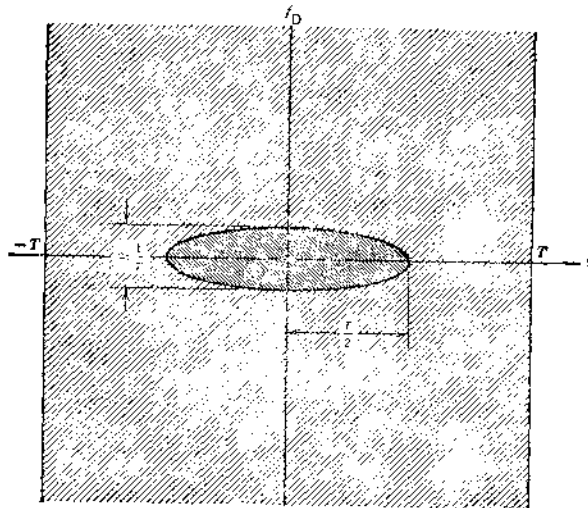


图 7.41 宽度为 T 的高频脉冲的模糊函数图 (Berkowitz, 1965)

[†] (7.203)式定义的是负型模糊函数。——译者注

的高度值，而 $c(\tau)$ 以沿着平面的 τ 轴表示， $k(f_D)$ 以沿着平面的另一正交轴 f_D 表示。

用在平面上的三维立体图或者等值线图来描绘距离与多普勒频率两维的分辨力及其模糊特性。图 7.41 表示了单个脉冲的模糊函数 (Berkowitz, 1965)，正如前述的那样，距离轴向的等值线长度近似为脉冲宽度，而在多普勒轴向则为脉宽的倒数。

图 7.42 表示了总持续时间为 NT_0 的相干脉冲串的模糊图。图中画出了许多钉板形的黑点，并形象地描绘了为什么称为模糊函数的理由。处于某一个钉子上的时延与多普勒频率将与另外的钉子相互混淆(也即模糊)。如果我们观察时间轴，每隔 T_0 间隔就出现距离上的模糊；如果再观察多普勒频率轴，则每隔 $1/T_0$ 间隔就出现不同多普勒频率的模糊，多普勒频率间隔还不能太大，它受频域的奈奎斯特取样定理的约束。在多普勒轴向各个钉子的宽度正比于脉冲串总长度的倒数[†]。

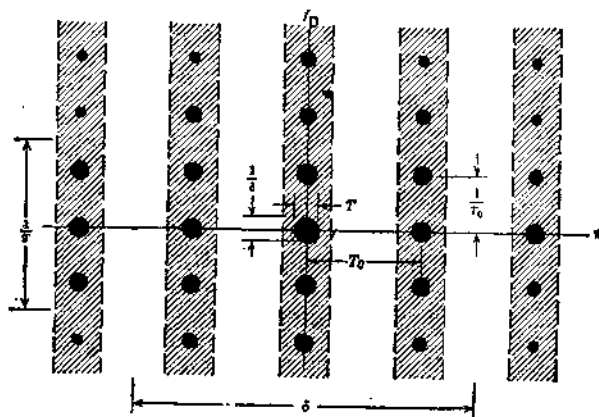


图 7.42 相干脉冲串的模糊图：脉宽 T ，脉冲串总长度 $\delta = NT_0$ ，脉冲间隔 T_0 (Berkowitz, 1965)

模糊函数的研究课题是相当复杂的，对不同波形的细致研究已超出了本书的范围，有关波形设计方面已在很多文章、书籍以及雷达信号书的有关章节中均有专题叙述，读者如果希望得到更详细的分析可参考这些文章与书籍 (Cook 和 Bernfield, 1967; Di Franco 和 Rubin, 1968; Berkowitz, 1965; Skolnik, 1970)。

习 题

7.1 对空探测地面雷达具有如下参数，求对距离为 50 与 200km 远的散射截面为 5m^2 的目标的接收功率和信噪比

发射功率峰值 $P_t = 10^6\text{W}$
 脉冲宽度 $\tau = 1\mu\text{s}$
 频带宽度 $B = 1/\tau$
 无线有效孔径 $= 10\text{m}^2$
 波长 $\lambda = 25\text{cm}$
 噪声系数 $F = 10\text{dB}$

[†] 各个钉子宽度不一样，离 $\tau = 0$ 轴愈远，则愈窄。——译者注

7.2 天空实验室所载的 S-193 散射计具有如下参数。对 $\sigma^0 = -10\text{dB}$ 的目标,求 50° (平均观察角)状态下积分器前的信杂比。

高度 = 435km
 天线增益 = 40.5dB
 发射机功率 = 12W
 频带宽度 = 75kHz
 噪声温度 = 1200K
 频率 = 13.9GHz

可以假定连续波状态,为简化起见,可忽略地球的曲率,由天线增益求得的波束宽度,呈圆形等值线。

7.3 堪萨斯大学的侧视机载合成孔径雷达具有如下参数。当 $\sigma^0 = -20\text{dB}$,高度 3km,斜距 10km 状态下,求单个脉冲的信噪比(假定天线指向的 10km 斜距点上能达到最大增益值)。

发射功率峰值 $P_t = 25\text{kW}$
 天线增益 $G = 21\text{dB}$
 波长 $\lambda = 3.2\text{cm}$
 水平波束宽度 = 8mrad
 脉冲宽度 $\tau = 80\text{ns}$
 接收机通频带 $B = 15\text{MHz}$
 噪声系数 $F = 10\text{dB}$

7.4 假定有一星载(或飞船载)合成孔径雷达具有如下参数,当 $\sigma^0 = -20\text{dB}$ 状态下(不必要知道有关合成孔径雷达的用途),求下列两种情况下的单个脉冲信噪比:

- (a) 充满波束总信号状态。
- (b) 沿轨迹方向 25m 的分辨单元内状态。

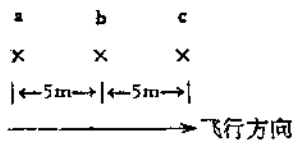
平均功率 = 100W
 脉冲重复频率 = 2000Hz
 天线 $10\text{m} \times 1\text{m}$
 频率 = 5GHz
 斜距方向分辨力 = 25m
 最小入射角 = 30°
 高度 = 400km
 最大入射角 = 35°
 通带 = $1/\tau_{\text{有效}}$
 噪声系数 = 5dB

忽略地球曲率。

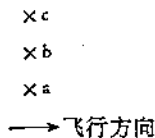
7.5 应用微波辐射计情况。海面的波浪泡沫引起亮度温度升高,这表明有更多的能量通过泡沫传递到海水中(相对无泡沫而言)。这同时意味着在有泡沫情况下,反射和散射到上半球的能量要减少。然而,有些观察者报告说,当泡沫出现时,雷达后向散射是增强的(即 σ^0 增大)。对这种表面上看起来不一致的现象,试述可能的种种理由。

7.6 存在有三个等强散射的点目标,分布是:从 a 到 b 为 5m,从 b 到 c 也为 5m,并排成一直线,由一部很远的雷达进行观测,雷达波长 $\lambda = 5\text{cm}$ 。

- (a) 当雷达沿着平行于目标直线方向飞行时,画出接收电压的示意图。
- (b) 用数量标出上图的特性(例如,最邻近零值点之间隔)。
- (c) 应用多普勒观点,求出这目标群散射回来的接收电压数值。假定雷达移动速度为 $u = 100\text{ms}^{-1}$



7.7 同题 7.6 的情况,只是雷达沿着垂直于目标阵列线方向飞行,如图。



7.8 有一雷达作垂直方向运动,而雷达天线为垂直向下照射,其方向图为 $G = G_0 e^{-(\theta/10^\circ)^2}$, 式中 θ 为偏离波束电轴的角度,在此情况下它同样也就是入射角。雷达运动速度 $u = 100 \text{ms}^{-1}$, $\lambda = 10 \text{cm}$, 求 $h = 1 \text{km}$ 和下列 σ^0 条件下的接收多普勒频谱:

(a) 当 σ^0 与偏离角与偏离位置无关。

(b) 当 $\sigma^0 = \sigma_m^0 e^{-(\theta/10^\circ)^2}$ 。

7.9 有一雷达作水平方向运动,其天线波束在水平方向上偏离飞行航线左侧 45° ,在垂直方向上的指向角偏离垂线 30° ,求该雷达接收信号的衰落频谱(假定地球是平面),并设

$$u(\text{速度}) = 7.5 \text{kms}^{-1}$$

$$G = G_0 e^{-\alpha^2/\alpha_0^2}$$

式中 α 为偏离波束中心的角,而 $\alpha_0 = 2.5^\circ$ 。

7.10 查阅有噪情况下两个正弦波的赖斯 (Rice) 分布函数,并写出来。试求在不同正弦波/噪声比值的有噪情况下一个正弦波的赖斯分布曲线族,并把它图示出来。

7.11 有一均方差 σ 为 1V 的高斯噪声过程作为瞬时值的余弦分量。

(a) 包络电压的平均值是多少? 中值为多大?

(b) 包络电压超过 0.05V , 0.5V , 1V , 2V , 5V 时的概率值。

(c) 跨于 1ohm 负载上的包络功率平均值为多大? 中值为多大?

(d) 包络功率超过 0.01W , 0.1W , 0.5W , 1.5W 和 3.0W 时的概率值。

7.12 有一瑞利衰落过程,求下列条件下的电压和功率:

(a) 衰落起伏在 90% 范围内的上下界,

(b) 衰落起伏在 68% 范围内的上下界,

(c) 衰落起伏在 50% 范围内的上下界,

(d) 在上述各衰落范围内,用分贝来表示电压和功率。

7.13 在线性检波后取三个取样值相加(每个取样为瑞利分布),计算 90% 和 50% 的衰落范围。这将用到数字卷积,并对照图 7.14 校准其结果。

7.14 用简图表示 $N = 2, 5, 10$ 情况下的 $X^2(2N)$ 累积分布和高斯近似的累积分布,并指出其间不同之点。

7.15 当进行 $4, 10, 100, 1000$ 和 $10,000$ 个取样平均后,求 90% 衰落范围的动态值。有一飞机以 200ms^{-1} 速度飞行,有一机载侧视合成孔径雷达,其波束宽度为 6mrad ,试问飞机应飞多远的距离才能取得这些数据? 假设斜距为 10km ,其结果请分别用米和波束宽度为单位来表示。

7.16 假设检波前的衰落频谱为

$$V_s(f) = e^{-2(f-f_c)^2/B^2}$$

当积分时间为下列值时,请计算独立取样数。

(a) $T = 1/B$,

(b) $T = 4/B$,

(c) $T = 10/B$.

7.17 假设检波后的衰落频谱为

$$V_d(f) = \frac{1}{2} e^{-\tau f^2/B_1^2} + \frac{1}{2} e^{-\tau f^2/B_2^2}$$

令 $B_1 = 10\text{Hz}$, $B_2 = 40\text{Hz}$, 当积分时间为下列值时, 请计算独立取样数.

(a) $T = 1/40\text{ s}$,

(b) $T = 1/10\text{ s}$,

(c) $T = 1\text{ s}$.

取 $N = BT$ 时, 试与计算结果相比较.

7.18 在下列不同取样数 N 条件下, 请画出瑞利衰落信号随信噪比变化的曲线, 定出测量相对精度.

(a) $N = 10$,

(b) $N = 100$,

(c) $N = 10^4$,

假定 $N_{\text{信号}} = N_{\text{噪声}}$.

7.19 天空实验室上载有的 S-193 散射计具有如下的近似参数值:

衰落频带宽度 20 kHz

噪声频带宽度 75 kHz

并假定上述两者带宽均呈矩形. 当衰落频带集中处于噪声内时, 并在下列积分时间下, 试计算其精确度.

$$T_{s+N} = 1\text{ s},$$

$$T_N = 0.1\text{ s},$$

$$S_s = 1.$$

可参考: R. Fisher, Standard Deviation of Scatterometer Measurements from Space. *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, GE-10, No. 2, April 1972, pp. 106-113.

7.20 有一微波辐射计, 其接收机的噪声温度为 500 K, 频带宽度为 100 MHz. 它用于测量 100 K 温度时, 精度为 1 K, 试问它要求多大的积分时间使测量信号与测量噪声的时间相同.

7.21 有一机载散射计, 它采用多普勒滤波器来分离入射角, 滤波器频带宽度为 200 Hz, 接收机的噪声温度为 1500 K.

(a) 当噪声的积分时间固定为 2 s 时, 要获得 5% 的精确度需要多长的积分时间?

(b) 如果雷达以 200 ms^{-1} 速度运动, 试问完成一次测量雷达要走多远(设接收功率 $P_r = 10^{-14}\text{ W}$)?

(c) 设 $B = 500\text{ Hz}$, $P_r = 2.5 \times 10^{-14}\text{ W}$, 试问在完成测量所需的时间内, 雷达走了多远?

7.22 有一雷达高度表, 采用正弦波调频, 重复周期为 0.1 s, 带宽 50 MHz. 求

(a) 在 100 m 距离上的瞬时差频值,

(b) 在半周内的平均频率.

7.23 有一调频雷达, 采用对称三角波扫描调制, 带宽为 1 MHz, 周期为 1 ms. 当距离为 60 km 时, 求回波差频产生的频谱值.

7.24 TRAMAS 是一部调频雷达频谱仪, 它的覆盖频宽为 8—18 GHz, 工作在 11 m 距离上. 在 10 GHz 工作点上, 系统按锯齿波调频工作, 调频带宽为 1 GHz (从 9.5 到 10.5 GHz).

(a) 试求锯齿波的扫描长度为多长时才能得到回波的中心频率为 50 kHz,

(b) 系统的潜在斜距分辨力是多少?

(c) 系统实际上采用了中心频率为 50 kHz、带宽为 12.5 kHz 的滤波器, 并对滤波器输出积分. 求系统的实际斜距分辨力?

7.25 发射一个二进制序列码 1001101, 假定每个比特所占宽度为 $0.1 \mu\text{s}$, 写出该序列码的相关函数。用什么样的合适的等效矩形脉冲来替代它, 使具有同样分辨率。为作相关计算, 假定二进制的 0 符号具有 -1 符号的性质, 即

$$\rho(0) = \frac{1 \quad -1 \quad -1 \quad 1 \quad 1 \quad -1 \quad 1}{1 \quad 1 \quad 1 \quad 1 \quad 1 \quad 1 \quad 1} = 7$$

7.26 有一发射机发射一个高斯包络的脉冲

$$p(t) = e^{-t^2/t_0^2}$$

目标为相距不同间隔的一对点目标, 请用简图表示出不同目标间距下的接收脉冲形状, 并标出它的距离分辨率。假设两个点目标具有

- (a) 相同的幅度,
- (b) 10:1 的幅度比例(建议采用计算机来计算)。

7.27 试证明: 为什么一个具有带宽 B 的 chirp 脉冲波通过合适的色散滤波器后不能够压缩到零宽度?

7.28 有一雷达以 100 ms^{-1} 的速度垂直下降, 雷达工作波长为 3 cm , 求等多普勒线图。

7.29 有一雷达, 水平飞行速度为 300 ms^{-1} , 高度 10 km , 波长 10 cm , 请按比例画出等多普勒线图。图中在飞行前进方向上应包括 10 条或更多的等值线, 线间应具有等多普勒频率间隔。

7.30 有一雷达, 水平向飞行速度为 200 ms^{-1} , 高度 5 km , 波长 3 cm , 波束宽度 0.05 rad , 发射脉宽 $0.2 \mu\text{s}$, 并设 σ^0 为常数。

- (a) 在 40° 入射角情况下, 求方位处于 0° (正对前向), 45° , 90° 三个位置上的估计频谱。
- (b) 在 70° 入射角情况下, 重复 (a) 的计算。
- (c) 为取样到每根频谱, 所必需的脉冲重复频率应取多大?

7.31 有一机载雷达, 水平飞行的速度 200 ms^{-1} , 高度为 5 km , 雷达工作波长 3 cm , 天线具有圆形波束, 波束宽度 0.01 rad 。如果天线偏离垂线方向 45° , 并正好对准飞行航线的侧向。试问在沿着轨迹方向上, 为达到与天线波束所能给出的相等分辨率, 多普勒滤波器的频带宽度应取多大? 再问在垂直于飞行轨迹的方向上, 为达到与天线波束所能给出的相等分辨率, 脉冲宽度应取多宽?

7.32 有一脉冲波形为 $p(t) = e^{-t^2/t_0^2}$, 求其仅距离模糊函数。它的等效矩形宽度为多大? 它的等效矩形带宽为多大?

7.33 有一组二进制序列码 1101101, 总脉冲长度为 T , 每比特的单独脉宽 $\tau = T/7$, 求其距离模糊函数。再分别求等效矩形宽度和等效矩形频带宽度。(为求模糊函数, 将二进制序列的 0 作为 -1 处理, 因为它只代表 180° 的相移, 没有幅度变化。) 既要用 τ 间隔取样法, 也要用连续积分法。

7.34 讨论在下列情况下的距离-多普勒的模糊图:

- (a) 船用雷达——距离 50 km ; 最大时速 80 kmhr^{-1} 。
- (b) 机载雷达——距离 100 km ; 最大时速 1000 kmhr^{-1} 。
- (c) 测地形的机载侧视合成孔径雷达——波束宽度 1° ; 时速 600 kmhr^{-1} 。
- (d) 气象雷达——距离 200 km , 请你算出速度。

7.35 计算并给出下列情况下的距离-多普勒模糊函数:

- (a) 单个脉冲 $p(t) = e^{-t^2/t_0^2}$, $t_0 = 0.1 \mu\text{s}$ 。
- (b) 100 个脉冲组成的脉冲串, 脉冲串内的脉冲重复频率 $\text{PRF} = 1000 \text{ Hz}$ 。

7.36 应用帕色沃 (Parseval) 定理, 试从时间积分式推导出

$$\Delta\tau = \frac{2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |U(\omega)|^2 d\omega}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} |U(\omega)|^2 d\omega \right]^2}$$

7.37 求下列二进制码波形的仅距离模糊函数

$$111-1-1-111-11$$

其中每比特宽度为 $0.1 \mu\text{s}$ ，试问压缩后的脉冲波形的有效宽度为多大？假定输出仍为二进制形式，即可忽略模糊函数波形的三角形畸变，后者在用连续形式处理时会出现（如图 7.38 所示），例如 $1-11$ 二进制码具有 $1-23-21$ 的模糊函数。

7.38 用一部雷达去跟踪远离雷达 300 km 的飞机。如飞机最大速度为 300 m/s ，求当雷达频率为 1.2 GHz 时的无模糊的最大作用距离。再求满足 300 km 无模糊距离下的最大无模糊速度应多大？

第八章 真实孔径侧视机载雷达

8-1 引言

雷达系统远比辐射计系统复杂得多。部分原因是使用了发射机，但主要是由于使用了调制和多普勒频率测量。解调和解调信号处理，以及同时测量多普勒频率，使得这种系统复杂化，并且有可能使该系统变得多种多样。在本章及下两章中，我们只讨论用于遥感的几个系统，和与之有关的若干问题。我们还将给出一些系统结构的例子，但论述并不涉及所有情况。

雷达接收机在许多方面与第六章中所讨论的辐射计接收机相类似。事实上，辐射计技术可用于很灵敏的雷达。这种雷达工作时信噪比接近于1或小于1。当然，辐射计工作时信噪比总是小于1。因此，第六章中所述的许多接收机的设计原则适用于本章的雷达接收机。但是，雷达接收机不一定象辐射计接收机那样必须非常灵敏。在多数情况下，发射功率足够大，所以，即便使用有噪声的雷达接收机也不会降低其性能。因此，对多数雷达来说，不需要象设计辐射计接收机那样小心。

在第八、九、十这三章中讨论了三种基本雷达系统：真实孔径侧视机载雷达（第八章）；合成孔径侧视机载雷达（第九章）和进行散射测量的雷达系统（第十章）。后者可以是测量目的而设计的散射计，也可以是作为散射计用的成象雷达，但需要对它进行比普通成象雷达更加精确的标定工作。

本章讨论了真实孔径侧视雷达的基本系统结构，以及与系统有关的某些考虑。本卷不涉及发射机、接收机和其他部件的细节。具体地说，本章论述了确定功率要求的雷达方程，以及关于研制天线方向图和接收机可变增益以补偿散射系数和天线方向图的变化等问题。这后一题目，尽管所讨论的是真实孔径雷达的情况，但也适用于合成孔径雷达。还讨论了与真实孔径雷达有关的衰落问题——在图象中表现为斑纹，并在第九章合成孔径雷达标题下进行更详尽的讨论。真实孔径雷达以及合成孔径雷达中的一个很重要的问题是使系统部件相互匹配。成功的和不成功的成象雷达之间的差别往往在于系统部件能否在动态范围内和偏置情况下正确匹配。在任何机载成象雷达中，都会有某些固有的几何失真，这将在8-10节中讨论。成象雷达也可用来产生地形图，获取在定量方面较差的高度数据。在本章的最后，简单地讨论了雷达阴影区问题。上述两种雷达都有这个问题。

8-2 雷达测量类型

雷达测量类型已在第一章中讨论过了，这里仅扼要地重述一下，重点放在与本章所讨论的系统有关的问题上。

雷达系统可以分为成象的和非成象的。遥感用的成象雷达有：

1. 活动天线系统（B型扫描，平面位置显示）；
2. 真实孔径侧视机载雷达（SLAR）；

3. 合成孔径侧视雷达 (SAR),

非成像雷达有:

1. 陆基、机载和星载散射计;
2. 频谱仪(通常是陆基的);
3. 雷达高度表(用于测量高度和其它有关表面测定)。

本书所述的雷达系统类型在雷达类型总数中仅占很小一部分。本书未涉及用于空中交通管制、测速用的警察雷达、船舶导航雷达、着陆系统雷达、气象雷达和其他许多种专用军用雷达,因为它们不属于对地遥感雷达范畴。许多优秀书籍已从不同方面讨论了这些类型的雷达,有兴趣的读者可参阅那些书籍。

在讨论雷达时,经常使用的一个名词是目标。这个术语用来描述将雷达信号散射回接收机的那块面积。这个名词是由于雷达原先是用来对付特定的目标(如飞机和舰船)而产生的。但当雷达仅对地面某一地区照射时,用它也很方便。此后,将经常使用这个术语,而且应理解为,在大多数遥感应用中,目标是指地面的某一部分。

进行雷达测量和鉴别至少有三个基本目的:确定目标位置;根据其散射系数(有时加上辐射计所观测到的亮度温度)识别目标;根据其形状、纹理结构或前后关系来识别目标。确定目标位置则包括进行下述测量和鉴别:

1. 相对某基准轴的角度(辐射计也用它);
2. 斜距或间距;
3. 多普勒频率或相对速度。

它们的鉴别力已在第七章中讨论过了。

目标可以根据其散射系数的变化来识别。而这些变化中最重要的是回波幅度变化,它可以直接变换为散射系数。与散射系数有关的另一类变化是极化。特定目标的散射系数取决于照射极化和接收极化。大多数雷达是线极化的,即以垂直极化或水平极化发射,并以同一极化接收。但某些遥感雷达可以接收与其发射极化相同的和相正交的两种极化。有关目标的重要信息则包含在接收到的相同极化信号与正交极化信号的比值中(见第十一章)。也可发射圆极化,这时应测量同极化的接收信号以及尽可能地接收相反极化的信号。与线极化时一样,相同极化分量与相反极化分量之间的差量能给出有关目标的有用信息。

散射系数随入射角的变化因目标类型而异。因此,可用这种变化来识别目标。对所有成像雷达,产生单个图象的单个通过,对地面特定目标来说,只用一个入射角。但沿不同飞行路线或不同高度上的多次通过,可给出散射随入射角变化的信息。有些雷达散射计是专为收集这种信息而设计的,因为它们有指向飞机前方或后方的波束,使得在雷达飞越目标时,可以从不同角度测定地面特定目标的散射系数。虽然这种雷达对特殊的应用,特别是在研究方面,十分有用,但它们只能照射沿航迹很窄的一条地带,因而要达到区域覆盖,需要无数条航线。

可以通过特征形状、纹理结构或一图象中四周的关系来识别目标。当然,如果利用形状、纹理结构或图象中的四周关系,则必须把由于不同类型目标间的幅度差别所引起的变化考虑进去。但是使用形状、纹理结构和四周关系并不要求精确的幅度标定,而仅注意其对比度。对于哪一类目标会具有比其他目标更强的散射(在图象上则为一个较亮的点)要

有一般了解。工程师和物理学家往往轻视目标的这种识别的重要性，而过分强调需要精确测定散射系数。事实上，可以成功地处理大多数成象雷达的应用，而不用精确标定。几乎目前所有的应用都是以未经标定的图象为基础的。地理学家，地质学家和其他利用图象信息的人们，可以从边界形状，从了解图象中纹理结构的含义和从不同类别之间的四周关系中获取大量有关地形的信息。例如，根据未经标定的雷达图象所获取的植被图，并经现场检验¹，发现十分精确 (Morain 和 Simonett 1967; Hardy, Coiner 和 Lockman 1971)。植被地理学家在制作这些植被图时，所用的信息与植物种类的参变量有关，后者又是河床和小山坡相对位置的函数。地质学家可通过观察构造图来识别可能蕴藏矿物的地区。由于植被变化和坡度变化引起散射系数变化的结果，可从图象中明显地显出构造图。人们已经用这技术进行了大范围的地质测绘 (MacDonald 1969)。事实上，在地质应用中，利用精确的散射测量仅对无植被区有价值。在无植被区，地质现象可以与地表粗糙度联系起来，而地表粗糙度又与散射系数有关 (Schaber, Berlin 和 Brown 1976)。

从事雷达工作的工程师和物理学家应充分认识到，大多数雷达图象的用户并不需要准确的幅度测量，甚至不需要精确的幅度测量。他们大都习惯于与航空照片打交道。在航空照片中几乎完全没有幅度标定。他们只是利用形状、纹理结构、四周关系来判定的，不管它是照片还是雷达图象。因此，产生具有良好几何保真度和良好对比度的图象较准确标定更为重要。另一方面，如测量土壤湿度 (Dobson 和 Ulaby 1981) 或农作物类型的差异 (Bush 和 Ulaby 1978)，这一类的应用就要求有准确的标定，可以用绝对标定，也可以用相对标定。

8-3 天线旋转式雷达

与目前有许多用途的雷达一样(对地面遥感除外)，早期成象雷达系统使用旋转天线。通过旋转窄波束天线，可以获取某固定点四周的良好图片。在飞机或卫星上，虽然由于在旋转期间，飞行器向前移动会发生某些畸变。但若天线旋转得足够快，就能从一个固定点四周产生一幅图象。旋转天线系统的主要问题是，天线必须很长，才能获取适当的水平分辨率，因为只能用窄的波束宽度来获取高分辨力，而波束宽度近似地为天线长度(用波长表示)的倒数。因此，这样的系统很少用于遥感中。对于某些军事用途，在飞机上使用了很长的旋转天线，但使用这样的天线，要求对飞机本身进行重大的重新设计。因而，这些系统通常只用于那些用来精确测定别的飞机的位置的机载雷达——机载预警雷达上。由于改装飞机来装载这种天线的费用是很贵的，对于遥感来说，它们的经济效益并不好。

¹ 最早的天线转动型成象雷达采用 B 型扫描显示。B 型扫描雷达系统的方块图示于图 8.1 中。天线在飞机前方方向左右的扇形区域内来回扫描。雷达发射机和接收机通过微波旋转关节与天线联接，而天线转动则由电位计检测。该电位计的电阻值与天线位置成正比。因为该电位计上的电压也与位置成正比，故将它加到示波器显示的水平扫描上，而速度快得多的垂直扫描则与距离成正比。图 8.2 示出了所得的显象。显示的水平轴相应于飞机的航向角，而垂直轴与斜距成比例。如图所示，其结果是一张有显著失真的图形。在图 8.2(a) 中，示出了其地面图形，同时还示出了扫描极限线。图中示出了两条直线，每条包含三个点目标，并标出虚线，以协助确定相应于每个点目标位置的扫描角。在图 8.2(b)

中,用通过对示波器进行亮度调制所获取的图象来说明由于这种显示方式所引起的失真。近处的点目标,由于它们偏离飞机的航向角大而出现在图象的边上,而远处的点目标则因为它们的角度小,出现在靠近航向处。直线已变成了曲线,曲线在无穷远处渐近会聚。这当然未在显示中示出。由于存在这些失真,在现代的测绘地面用的雷达系统中,很少采用B型扫描,虽然大多数机载气象和导航雷达仍采用扇形扫描。

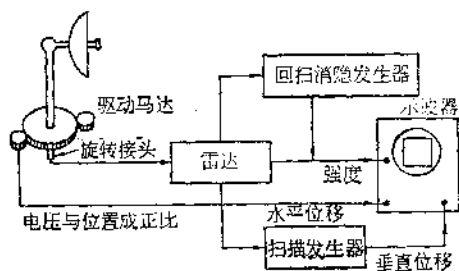


图 8.1 B型扫描雷达系统

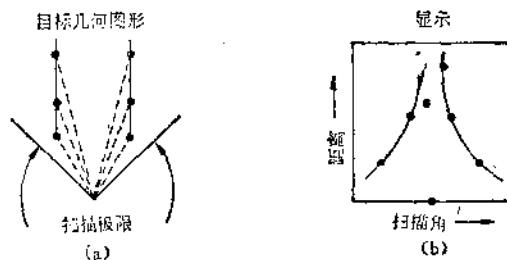


图 8.2 B型扫描雷达显示失真的例子

在第二次世界大战初期,为了降低B型扫描所产生的失真,发明了平面位置显示器。图 8.3 说明了平面位置显示器型雷达系统。除了显示不同以外,它与B型扫描系统是一样的。使用平面位置显示器雷达的时候,天线可以旋转 360° ,虽然许多现代系统中,天线仅在一个扇形区中扫描,其扇形的大小与B型扫描所示的扇形不相上下。这角度也被电位计或一个二相“同步”伺服系统检测出来。同步接收机(机械地)驱动包在显示阴极射线管外作磁偏转的偏转线圈,线圈的转动是与天线同步的。因而,当天线指向飞机正前方时,同步机控制扫描位置,使扫描线处于垂直位置。当天线指向正侧面时,同步机控制扫描位置,使扫描线处于水平位置,依次类推。一边从阴极射线管中心处开始径向扫描,从中心扫向边缘,一边作角度扫描,可以显示整个 360° 范围,如图 8.4 所示。图(a)是表示一组目标和一条指向雷达正前方直线的图形,用平面位置显示器显示时,目标大致出现在正

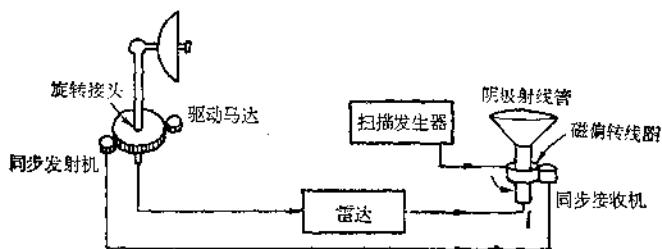


图 8.3 平面位置显示雷达系统

确的几何位置上。由于很难使用足够长的天线以得到良好的分辨力和测准角度,在显示器上,目标往往呈现圆弧形,而不是一个点。图 8.4 (b) 说明了扇形扫描雷达使用改进的平面位置显示器显示。在这种系统中,角度扫描是由电扫描方式产生的,而不是由机械地转动偏转线圈来产生的。这类显示在目前机载气象雷达中是常见的。在这种应用中,扫描是从阴极射线管管面的底部开始的,而不是从其中中心开始的,其他方面均与图 8.4(a) 的相似,即扫描线从它们原点向天线指向方向辐射。因此,显示图象很好地示出了所示目标在

地面上的位置。在显示器上所示出的微小弯度是由于到目标的斜距与地面距离之间的差异所造成的。这在雷达下方点附近的目標有某些失真，但远处的目标没有什么失真。

因此，平面位置显示雷达能产生一个相当真实地显示地面上目标位置的图象。若建成一个具有足够大天线的平面位置显示雷达，则在其扫描扇形范围内可以获取一个和具有同样长度天线的真实孔径侧视雷达所能获取的相同的结果。可惜，制造这样一个能装在飞机上，并使它能旋转的天线，对于防空以外的任何应用来说，是太困难了。

8-4 侧视机载雷达的特性

侧视机载雷达的一般概念已在第1-6节中描述过了。飞机(或卫星)装载一个能产生一个指向航线侧面的扇形波束的长而薄的天线(图8.5)。飞机向前运动与记录器中胶片的运动相同步，记录器使胶片在受亮度调制的阴极射线管前移过。每个发射脉冲使胶片在与萤光屏上的相同位置上产生一条线。由于胶片随飞机运动而移动，这样就产生一幅图象。图8.6给出了确定侧视机载雷达分辨力的详细几何图形。雷达信号到达斜距为 R 的点所经历的往返时

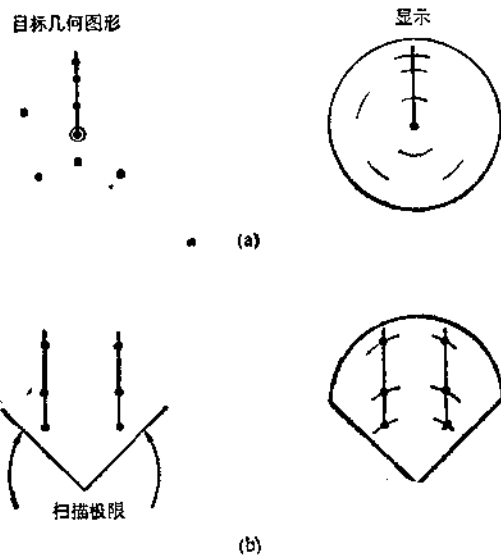


图8.4 平面位置显示雷达例图
(a) 正常的平面位置显示(360°扫描);
(b) 扇形扫描平面位置显示

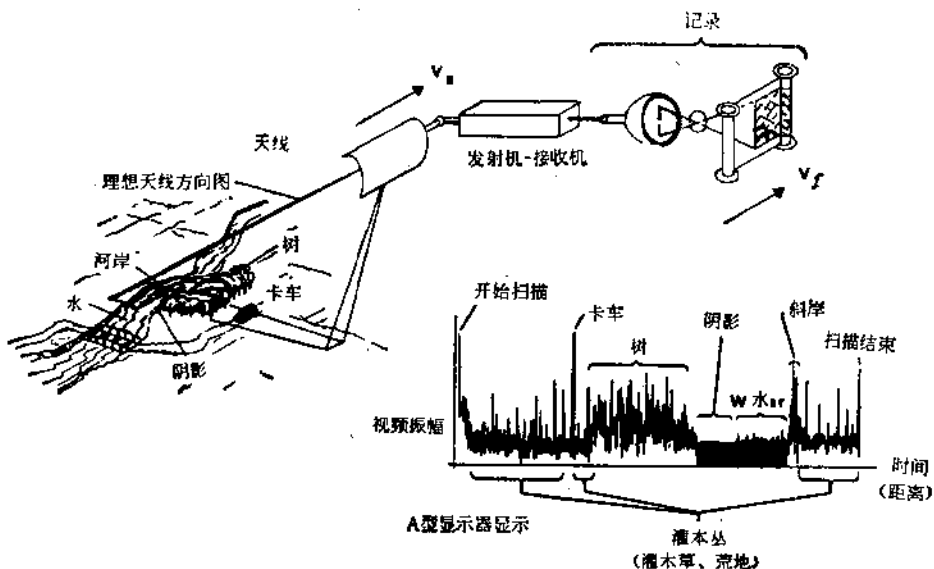


图8.5 真实孔径侧视机载雷达技术

延为

$$T = \frac{2R}{c} \quad (8.1)$$

用矩形脉冲时,所获取在斜距方向上的分辨力为

$$r_R = \frac{c\tau_p}{2} \quad (8.2)$$

因此,斜距分辨力与总斜距之比和脉冲持续时间 τ_p 与总时延 T 之比相同。人们通常对地面距离分辨力比对斜距分辨力更感兴趣,斜距和地面距离分辨力之间的关系很容易从

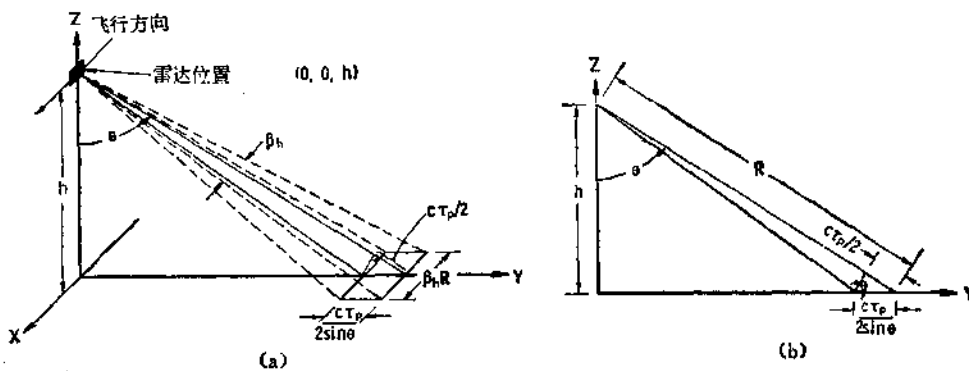


图 8.6 真实孔径侧视机载雷达的几何图形
(a) 三维视图; (b) $Y-Z$ 平面视图

图 8.6 中看出。很显然,地面距离分辨力 r_y 由下式给出:

$$r_y = \frac{c\tau_p}{2 \sin \theta} \quad (8.3)$$

其中, θ 是入射角。

真实孔径雷达有一个沿航迹方向的分辨力,它简单地等于与水平波束宽度 β_h 相对应的弧长,即

$$r_x = \beta_h R = \frac{\beta_h h}{\cos \theta} \quad (8.4)$$

其中, h 是雷达高度。

因为 r_y 表示式的分母中有一个因子 $\sin \theta$, 而沿航迹方向分辨力 r_x 表示式的分母中有一个因子 $\cos \theta$, 所以分辨力是入射角的函数,因而也是航迹侧向距离的函数,见图 8.7。横向分辨力 r_y 在近距离处变坏,而沿航迹方向的分辨力在远距离处变坏。图中给出了雷达高度为 7.5km、脉冲宽度为 100ns、波束宽度为 3mrad 的例子。这意味着天线长约为波长的 300 倍, (X 波段时则为 9m)。而使用这样长的天线时,分辨力迅速变坏,很容易超过 50m。由于这个原因,很少用真实孔径侧视机载雷达来产生宽幅照带图象。如果在卫星上使用真实孔径侧视雷达,其最小分辨力相应于一个很大的像素 (600km 高、3mrad 波束时,则为 1.8km)。

虽然通常讨论雷达分辨力时,好象像素是正方形的,图 8.7 说明,对一给定侧视机载雷达,只有一个距离上(本例中则为 5 km)的像素才是正方形的。在其他距离上,像素都是

矩形的。在近距离时,横向被拉长了,而在远距离时,沿航迹方向被拉长了。因此,在规定一个真实孔径侧视机载雷达的分辨力时,实际上人们应使用波束宽度和斜距分辨力来描述系统的性能,而不象通常那样用“多少米”来描述。由(8.3)和(8.4)式注意到最小象素面积 $r_x r_y$, 总是在 45° 处。

8-5 侧视机载雷达的雷达方程

在7-2节中导出了由侧视机载雷达所观测的面扩展目标的雷达方程。对于具有图8.6几何图形的侧视机载雷达,方程(7.16)变为

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0}{(4\pi)^3 R^4} (\beta_h R) \left(\frac{c\tau_p}{2 \sin \theta} \right),$$

或

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 \beta_h c \tau_p}{2(4\pi)^3 R^3 \sin \theta} \quad (8.5)$$

其中, P_r 和 P_t 分别是接收到的和发射的功率, G 是天线增益, σ^0 是散射系数, 照射面积利用(8.3)式和(8.4)式得出的 $r_x r_y$ 的乘积来描述。

通常使用平均发射功率, 而不用峰值功率。当脉冲重复频率为 f_p (脉冲数/秒)时, 平均功率为

$$P_{ta} = P_t \tau_p f_p \quad (8.5a)$$

因而(8.5)式可写为

$$P_r = \frac{P_{ta} G^2 \lambda^2 \sigma^0 \beta_h c}{2(4\pi)^3 R^3 f_p \sin \theta} \quad (8.5b)$$

在研究雷达系统时,人们常常对信噪比感兴趣,而不是接收功率的实际电平。为获取信噪比,将应接收的功率用噪声功率乘上信噪比来表达,即

$$P_r = k T_0 B F S_n \quad (8.6)$$

其中, k 是玻耳兹曼常数, T_0 是参考温度(290k), B 是带宽, F 是接收机噪声系数, 而 S_n 是信噪比。令(8.5)和(8.6)式中的 P_r 相等, 并求解信噪比, 我们得出:

$$S_n = \frac{P_{ta} G^2 \lambda^2 \sigma^0 \beta_h c \tau_p}{2(4\pi)^3 k T_0 B F R^3 \sin \theta} \quad (8.7)$$

注意,正如在第一章和第七章中所讨论的, 对一个具有实际形状的脉冲, 人们必须使用脉冲 $P_t(t)$ 的真实形状和实际天线方向图, 所以(8.5)式变为

$$P_r(t) = \iint_{\text{照射面积}} \frac{P_t(t-T) G^2 \lambda^2 \sigma^0 dx dy}{(4\pi)^3 R^4} \quad (8.8)$$

如果象通常那样, 可把天线增益表示式分为 θ (横向)方向和 ϕ (沿航迹)方向两个分量, 则可以表示为

$$G(\theta, \phi) = G_\theta(\theta) G_\phi(\phi) = G_0 g_\theta(\theta) g_\phi(\phi) \quad (8.9a)$$

其中, $g_\theta(\theta)$ 和 $g_\phi(\phi)$ 是方向图因子, 最大值为1, G_0 是最大增益。对于窄波束情况, 沿

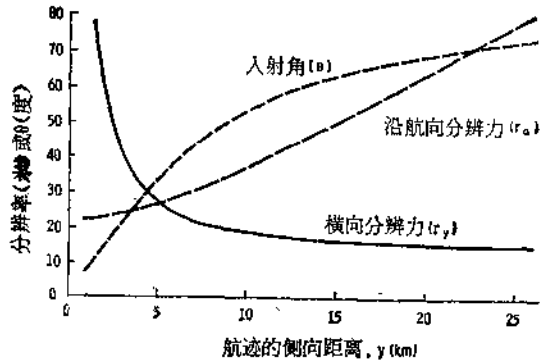


图8.7 侧视机载雷达的例子
高度 $h = 7.5\text{km}$, 脉冲宽度 $\tau = 100\text{ns}$,
沿航向波束 $\beta_h = 3\text{mrad}$ (0.17°)时的分辨力

航迹的微分距离可表示为

$$dx = d(R_\phi) = R d\phi \quad (8.9b)$$

将(8.9)式代入(8.8)式,并进行分离积分,我们得到 $P_r(t)$ 的表示式

$$P_r(t) = \int \frac{P_i(t-T) G_0^2 g_\theta^2(\theta) \lambda^2 \sigma^0(\theta) dy}{(4\pi)^2 R^3} \int g_\phi^2(\phi) d\phi \quad (8.10)$$

注意到下列关系式,可将上式改写成(7.122)式的形式,

$$R = cT/2 \quad (8.11a)$$

$$P_i(t) = P_{im} p(t) \quad (8.11b)$$

其中, P_{im} 是脉冲的最大值, $P_i(t)$ 的最大值为1, 根据图8.6的几何图形,可以得到

$$\theta = \cos^{-1} \frac{h}{R} = \cos^{-1} \frac{2h}{cT} \quad (8.11c)$$

因为

$$y = \sqrt{R^2 - h^2}$$

我们可以用下式取代(8.8)式的 dy

$$dy = dR \frac{R}{\sqrt{R^2 - h^2}} \quad (8.12)$$

将这些都代入(8.10)式,我们得

$$P_r(t) = \frac{P_{im} G_0^2 \lambda^2}{(4\pi)^2 (c/2)} \int \frac{p(t-T) g_\theta^2 \left(\cos^{-1} \frac{2h}{cT} \right) \sigma^0 \left(\cos^{-1} \frac{2h}{cT} \right) dT}{T^2 \sqrt{\left(\frac{cT}{2} \right)^2 - h^2}} \times \int g_\phi^2(\phi) d\phi \quad (8.13)$$

这可以概括成

$$P_r(t) = \frac{2P_{im} G_0^2 \lambda^2}{(4\pi)^2 c} \int p(t-T) b^2(T) dT \quad (8.13a)$$

这与(7.134)式相似, 注意到在(8.10)和(8.13)式中, 天线波束在沿航向(在其窄方向)的变化是在独立积分中, 这是很方便的, 因为它意味着在所有距离上, 可以一次把沿航向的天线方向图形状因子的效应都计算进去。

还注意到(8.13)和(8.13a)式采用了脉冲形状和方程中各种因子的卷积积分形式, 这些因子包括天线方向图形状, 散射系数随角度变化的特性, 以及时延(或距离延迟)等有关因素。实际上, 这意味着在任何时刻, 所观察到的回波是由发射脉冲沿着地面距离移动和天线函数 $b^2(T)$ 来获取的。在许多应用场合, 可利用含有水平方向半功率点波束宽度 δ_h 和等效半功率脉冲宽度 τ_p 参数的(8.5)式的形式得出。但要精确地测量或在大多数情况下计算近垂直照射时, 则应采用(8.13)和(8.15a)式。

8-6 对天线方向图、距离和散射系数变化的补偿

因距离变化和散射系数随角度变化, 图象回波信号的动态范围是很大的, 而如果目标是均匀的, 人们很想看到图象的灰度梯度也是均匀的。对任何给定目标类型, 这可通过以入射角函数形式调整天线增益或以时延函数形式调整接收机增益来实现。由于不同类

型目标的散射系数随入射角的变化不同,因此用于各种各样的目标时,这种修正只能是近似的。但对于开阔地区的各种各样的目标来说,这种近似是相当好的。对于不同类型的地形,虽然其 σ^0 变化不同,但它也充分相似,对于单一种类目标来说,所能取得的恒定灰度等级的偏差不大。从另一方面来说,若要将系统用于对开阔的陆地地区和海面上的波浪图形进行成像,则要用不同的修正因子,因为海面的散射系数随入角增大而减小的速率要比陆地快得多。

为了进行这些修正,我们使用简化的接收功率方程式(8.5)。应注意它可能分为随距离和角度变化的和与距离和角度无关的二类因子。当实现这种分解时,(8.5)式变成

$$P_r = \left\{ \frac{P_t \lambda^2 c \tau_p G_0^2 \sigma_m^0}{2(4\pi)^3 R^4} \int g_\theta^2 d\phi \right\} \left[\frac{g_\theta^2 \sigma^0 \cos^2 \theta}{\sigma_m^0 \sin \theta} \right] \quad (8.14)$$

其中, σ_m^0 是散射系数的最大值,通常是垂直入射时的值。右边方括号中的因子是变量,而在大括号中的因子与距离和入射角均无关。因此,我们可将(8.14)式改写为

$$P_r = K V(\theta) \quad (8.14a)$$

在理想情况下,可改变天线或接收机增益,使 $V(\theta)$ 保持不变。这样做问题是必须要知道散射系数的模型。

对付飞机这类点目标的陆基雷达和对点目标感兴趣的许多机载雷达,应采用以(7.10)式为基础的适合于点目标的雷达方程式:

$$P_r = \frac{P_t \lambda^2 G^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} = K_p V_p(\theta) \quad (8.15)$$

这里,下标 p 用来表明它是适合于点目标的。其前提是点目标的散射系数不随角度变化。当然,这是可行的,但是不能以任何标准方式建立模型。因而,散射截面 σ 包含在 K_p 中。当斜距分解成高度和角度两个因子时,(8.15)式中的因子变为

$$K_p = \frac{P_t \lambda^2 G_0^2}{(4\pi)^3 h^4} \int g_\theta^2(\phi) d\phi, \quad V_p(\theta) = g_\theta^2(\theta) \cos^2 \theta \quad (8.16)$$

可以按下式调整天线的增益值,使 $V_p(\theta)$ 因子成为常数:

$$g_\theta(\theta) = \frac{1}{\cos^2 \theta} = \sec^2 \theta = \csc^2 \psi \quad (8.17)$$

这里, ψ 是掠射角或入射余角。具有这样增益函数的天线称为具有余割平方方向图。因为在许多雷达系统描述中通常使用掠射角(或俯角),而上述角相当于陆基雷达的仰角。假定这样一个增益函数也适用于地面目标,已制造了许多近似于这种方向图的天线,但事实上,它肯定不是对地面照射的最佳方向图。

在研究地面目标情况时,我们讨论下列四种不同散射系数模型,它们是过去经常使用的。

模型 A

$$\sigma^0 = \sigma_m^0 \quad (\text{与 } \theta \text{ 无关}) \quad (8.18a)$$

模型 B

$$\sigma^0 = \sigma_m^0 \cos \theta \quad (8.18b)$$

模型 C

$$\sigma^0 = \sigma_m^0 \cos^2 \theta \quad (\text{朗伯定律}) \quad (8.18c)$$

模型 D

$$\sigma^0 = \sigma_{me}^0 e^{-\theta/\theta_0} \quad (8.18d)$$

显然,模型 A 是很不实际的,虽然对于如森林这样很稠密的植被,有时它几乎是正确的,我们把它列在这里主要是起参考作用。

有些作者根据垂直于波束的每单位面积的数值,而不是用地面的每单位面积的数值来描述散射系数,并称它为 τ (参见 Cosgriff, Peake 和 Taylor 1960)。这些作者中有些人假设:对许多目标来说, τ 近似为常数。模型 B 是常数 τ 的模型,而模型 C 称为龙伯定律表面模型。在雷达波长情况下,几乎没有什么表面可以达到象在光学波长情况下许多表面那样的粗糙度,此粗糙度导出了龙伯定律。然而模型 B 和 C 能很好代表许多类型的地形,而且它们很简单。

模型 D 是以堪萨斯大学广泛测量为基础的 (Moore 等人,1980)。通过对天空实验室所有合适飞行的 13.9GHz 辐射计-散射计数据求平均,发现夏季北美地形的散射系数的平均变化具有这种指数关系。Ulaby (1980) 也报导了相类似的关系式,它与由车载系统在北美中部(主要是堪萨斯州和得克萨斯州)农业地带从五月到十月的整个生长季节中收集到大量数据的平均值有很好的相似性。此外,看来指数形式还适用于科罗拉多州的积雪地带和蒲福 (Beaufort) 海的海冰的观测结果。而且还有一个类似关系式也很适用于大多数海洋测量结果,虽然海洋和陆地的常数 θ_0 很不相同。因此,看来模型 D 是四个模型中实验基础最好的一个。但应注意到,在第十二章中导出的理论表达式并未提出这样一个模型,在许多情况下,虽然指数模型也许适用于在那里导出的更复杂的表示式。

天空实验室在夏季的观测结果和车载系统对农业地带的观测结果表明,对于 6—17 GHz 范围内的频率, θ_0 约为 $30^\circ (\pm 3^\circ)$ 。另一方面,天空实验室在冬天对陆地观测的结果表明 $\theta_0 \approx 19^\circ$,冬天的观测结果不仅指出了缺乏提供体散射的生长植被,而且缓缓地向着美国西部移动,那里植被开始稀疏。因此,人们可以推测,植被区的 θ_0 应为 30° ,但沙漠和牧场的 θ_0 也许更接近 20° 。因为很难在从一个地区到达另一地区的情况下变化天线方向图。可能必须用某种自动增益控制,或至少用一种程控的增益控制来弥补由于植被区和不毛之地之间变化的附加补偿。

在海洋上,情况完全不同,而且对风速的依赖关系很强。夏季天空实验室在海洋上所测结果的平均值为 $\theta_0 = 5.5^\circ$,当时风速比较缓和(不超过 20 m/s)。当风速较大时, θ_0 的值将大于 5.5° ,所用的实际值取决于风速。因而很难设计一个海洋用的普遍适用的天线,甚至比设计陆地用的天线还难。尽管如此,天空实验室夏季测量结果代表了在无风暴时的大部分海洋的情况,但应将 $\theta = 30^\circ$ 和 $\theta = 5.5^\circ$ 时的散射系数之间变化的巨大差异考虑进去。也就是说,一个用于海洋的系统应该拥有与在陆地上工作的系统完全不同的天线方向图。

在不同模型中,为使(8.14a)式中 $V(\theta)$ 成为一个常数所需的随角度变化由下式给出:

模型 A

$$g_\theta(\theta) = \left(\frac{\sin \theta}{\cos^3 \theta} \right)^{1/2} = \left(\frac{\cos \phi}{\sin^3 \phi} \right)^{1/2} = \cos^{1/2} \phi \csc^{3/2} \phi \quad (8.19a)$$

模型 B

$$g_\theta(\theta) = \cos^{1/2} \phi \csc^2 \phi \quad (8.19b)$$

模型 C

$$g_{\theta}(\theta) = \cos^{1/2}\phi \csc^{5/2}\phi \quad (8.19c)$$

模型 D

$$g_{\theta}(\theta) = \cos^{1/2}\phi \csc^{3/2}\phi e^{\theta/2\theta_0} \quad (8.19d)$$

虽然(8.19a)最初利用 θ 进行推导,但其结果则用 ϕ 表示,以便与通常对机载和陆基雷达天线方向图描述中的习惯相一致。方程(8.19a)表明对于模型A来说,所要求的方向图肯定不是常用的余割平方方向图。看来模型B(8.19b)最接近于余割平方方向图,但这时必然用 $\cos^{1/2}\phi$ 乘上 $\csc^2\phi$ 来修正。在模型C中,余割呈现5/2次幂关系,它也能反映出地形的特征。模型D可能是最逼真的,增益有一个指数因子,图8.8说明了对于(8.18)的不同模型,为修正 σ^0 和距离变化所要求的天线方向图。在从大致 $\theta = 10^\circ$ 到 $\theta = 70^\circ$ 的角度范围内,模型A、B和C与当 $\theta_0 = 30^\circ$ 时的模型D十分接近,使得模型之间的偏差可能比任一种模型与实际方向图之间的偏差还小。但是当角度接近掠射†入射时,它们分开比较远。可惜在角度接近掠射入射时,模型本身的精度很不清楚。具有适合于海洋情况($\theta = 5.5^\circ$)的模型D在所有角度上都很不相同(当然,归一化的 45° 角度除外,在这角度上,所有模型均应产生相同的零修正)。因此,看来人们可以相当成功地在陆地上十分宽的角度范围内使用B、C和D中的任一个模型,但在海洋上则需用一个不同的方向图。为此,为陆地用途而已设计好的雷达系统,通常不能在要成象的整个覆盖范围内产生满意的海洋图象。散射系数随角度的变化超过了接收机自动增益控制所能处理的范围。

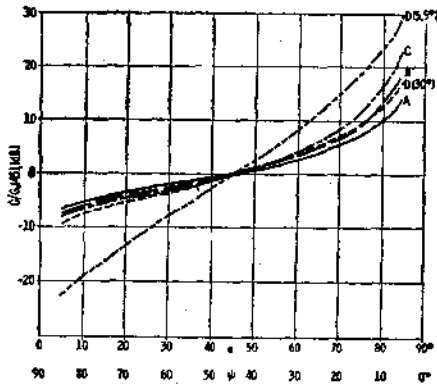


图 8.8 对于(8.18)式的不同模型来说为修正 σ^0 和距离变化所需的的天线方向图

图 8.8 的方向图对天线来说是不实际的。图 8.9 给出了更为实际的方向图形状。这是指向 $\theta = 80^\circ$ ($\phi = 10^\circ$)时天线的方向图。一直到 θ 几乎是指向角时,方向图与由(8.19)式和图 8.8 所给出的理论值相吻合。但是,天线必须在某角度上有一个最大值,而在这例中,假定它是在 80° 处。当角度再增大并高

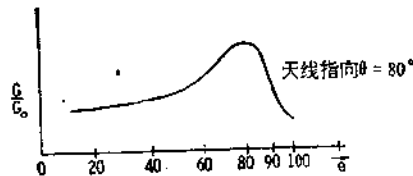


图 8.9 可能实现的天线方向图的示意图

于地平线时,曲线当然下降。许多成象雷达,特别是采用旋转天线的成象雷达,将最大值朝向地平线($\theta = 90^\circ$),但是人们必须考虑可以成象的实际覆盖地带的宽度,从这观点看来,将最大增益指向相应于图象外边缘的距离处似乎是合乎要求的。图象的外边缘通常在 $\theta = 70^\circ$ 到 85° 之间的某处。

建造一个其方向图按散射系数模型的要求形式进行修正的天线,是一项重要的工作。天线的垂直方向尺寸必须比具有相同的最大增益但其波束未经这样修正的天线所要求的尺寸大很多。如果一个阵列,必须仔细调整在垂直方向相互堆叠的不同阵元的相位,以

† 掠射即擦地入射, θ 接近 90° 。——译者注

获取对所要求的方向图的较好的逼近。如果用一个反射器，则其形状一定与人们通常想象的抛物面天线的形状有很大差别。

建造具有这样规格的天线是很昂贵的，但人们常可以通过将天线方向图与所要求的增益变化大致相匹配，并通过在接收机中设计有合适的增益随距离变化的程序以补偿方向图达不到理想形状的不足，用这两个方法来获取良好的折衷。这样设计的可变增益系统称为灵敏度时间控制 (STC)，可以修正(8.14)式，即用接收机的输出功率来描述它，把这可变增益考虑进去。

$$P_{out} = gP_r \left\{ \frac{P_T \lambda^2 \beta_h c \tau_r G_0^2 \sigma_m^0 g_m}{2(4\pi)^3 h^3} \right\} \cdot \left[g_\theta^2(\theta) \left(\frac{g(\theta)}{g_m} \right) \left(\frac{\sigma^0(\theta)}{\sigma_m^0} \right) \frac{\cos^3 \theta}{\sin \theta} \right] \quad (8.20)$$

其中， $\beta_h = \int g_\theta^2 d\phi$ ， g_m 是接收机增益的最大值，右边方括号因子包括了全部随角度变化的量。因此，若给定一个 $\sigma^0(\theta)/\sigma_m^0$ 的模型，可以通过令

$$\frac{g(\theta)}{g_m} g_\theta^2(\theta) = \frac{\sin \theta}{\cos^3 \theta} \left(\frac{\sigma_m^0}{\sigma^0(\theta)} \right) \quad (8.21)$$

使这因子成为常数。灵敏度时间控制增益 $g(\theta)$ 实际上是时延或距离的函数，而不是角度的函数。所以，必须知道高度以使它成为角度的函数。因而，必须按雷达将飞行的不同高度，调整灵敏度时间控制中程序的变化。尽管如此，可以相当容易地构成这样一个组合，使其与选定的模型相匹配。

可惜，模型不可能是通用的，所以与模型相配合的修正也不能普遍适用。模型当然一定要对将使用雷达的许多类型的地形进行平均，但在区域与区域之间也可能出现象天空实验室夏季和冬季观测结果那样的差异。因而必须采用某些其他方法来补偿它们。常用的方法是采用自动增益控制 (AGC)。采用一个适当选择的自动增益控制系统和适当选择的灵敏度时间控制和天线变化方向图，就可以在整个辐照地带宽度内，对一给定目标类型，产生具有相当均匀灰度梯度的图象。

研究自动增益控制电路不是一件容易的事情。这自动增益控制必须在很大的延迟范围内都有效，在这样大的延迟范围内有很多人们希望的成象所需要的自然界产生的变化信息。因而，增益控制必须对那些人们所希望得到的对比度没有响应，然而它一定要能够消除散射系数中的背景平均变化。这问题由图 8.10 来说明。



图 8.10 示出自动增益控制问题性质的在农业区单个脉冲回波的例子

最简单的自动增益控制方式，见图 8.11(a)，对单个发射脉冲回波起作用。自动增益控制的反馈回路包括一个带通滤波器，通常是一个具有指数脉冲响应的单极点滤波器，这个滤波器的时间常数必须可调，以把世界上不同部分的不同情况考虑进去。例如在一个包含小块农田、小块树林、道路和建筑物的混杂地区，其最大均匀介质区（一块农田或一片树林）的两边之间的宽度为几百米，则时间常数可以取相当于飞过 2 或 3 km 区域的时间，这样不会严重降低不同片之间的对比度。反之，在美国大平原小麦区这类地区，那里

农田两边之间的宽度大到2或3公里,这时取3公里的时间常数就会降低雷达成象所需的对比度,因而对这种情况,应选取较长的时间常数。可惜,根据飞机上的侧视机载雷达的几何关系可以知道,甚至在这样一块农田上面,入射角的变化也足以使得散射系数可能发生显著变化——而自动增益控制不能在不损坏农田之间的对比度情况下对它产生响应。

可以研制一个更为复杂的自动增益控制系统,它利用平均信号回波在单个脉冲内的时间函数,该单个脉冲是取许多不同脉冲回波的平均。在出现数字处理器之前,这样一个系统完全是不现实的,但是由于目前已能以数字形式贮存大量脉冲的响应,所以可以进行这样的平均。若能够对足够多的脉冲的回波取平均,而这些脉冲体现了沿航向的许多重要的地面特征,使得自动增益控制是以10公里航线的平均值(假定如此)为基础的,则可以减轻长时间常数对单个脉冲自动增益控制的影响。这样一个系统示于图8.11(b)中。对于

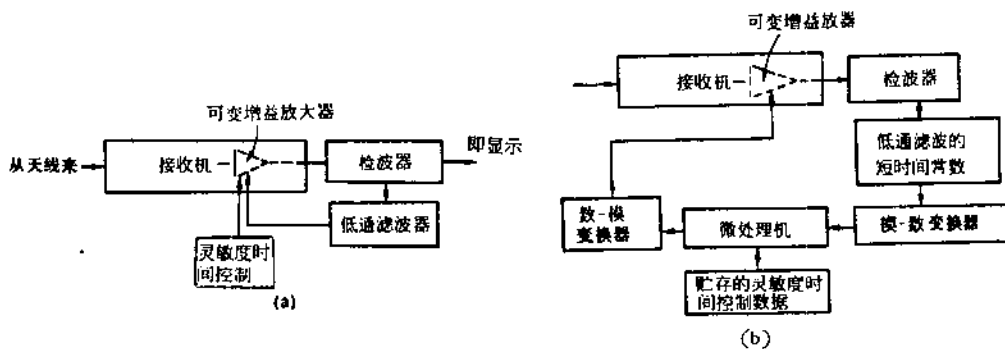


图 8.11 (a) 雷达接收机的最简单自动增益控制方式; (b) 侧视机载雷达用的更复杂的自动增益控制系统

电流脉冲,回波为

$$P_r(t) = P_r(R)$$

对于前面的第 k 个脉冲,它为

$$P_r(t - kT_p) = P_r(R - kT_p)$$

其中,记号 $P_r(R - kT_p)$ 是指前面第 k 个脉冲的回波与距离的关系。对于线性增益控制特性来说,微处理机的输出是一个受前面脉冲影响所加权的信号,对于较早的脉冲,其权重逐渐减小:

$$V_g = \frac{\text{常数}}{\sum_{k=0}^{\infty} a^k} \sum_{k=0}^{\infty} a^k P_r(R - kT_p)$$

$$= \text{常数}(1 - a) \sum_{k=0}^{\infty} a^k P_r(R - kT_p)$$

其中, a 是小于1的加权因子,若使 a 接近于1,则求平均是在包括沿航线很远距离处记录下的脉冲在内的脉冲中进行。所以单个横向天线方向图的影响被平均掉了,而且仍保持了其总的趋势。

总之,产生一个在整个辐照地带宽度内以同类目标的适当灰度重现的图象是一个很复杂的问题,根据天线方向图和灵敏度时间控制组合的一阶解是相当容易实现的,但必须对地面特性有充分的了解才能实现。研究一个合适的自动增益控制来完成这工作,则是更为困难的,这里不作详细讨论。

8-7 侧视机载雷达图象中的斑纹

如在7-2节中所讨论的,衰落对雷达系统来说是个重要问题。在观测面扩展目标的回波信号中,由一个象素所代表的随机起伏效应将在图象上产生斑纹。那些偶然很强的信号象素,其亮度大于与 σ^0 相应的平均值,那些回波功率衰减到远低于平均值电平的象素的亮度很低,它们在图象上则表现为黑点。当雷达通过目标象素时,它可能对这象素只观测一次,或可能多次观测,但观测之间的间隔足够大,使得它们都是独立取样。如果对每个象素只获得一次观测,亮度将具有瑞利分布或指数分布,这视接收机性能(等效线性或平方律检波)而定。因为接收机可能是不同于平方律的某种非线性,所以分布可能是某种其他的形式,它取决于接收机的响应。如7.2.2节所指出的和图7.11到图7.16所示的,瑞利分布和指数分布相应地有很大范围的信号变化(对于概率分布从5%到95%,几乎是18 dB)。各个象素亮度的随机变化的确很大。如果只观测一个独立取样,由于这变化,几乎没有机会来对该特定象素进行散射系数测量。对于单个象素,人们唯一能有把握地说的是,若其亮度比其周围象素的高,比如说15dB,它可能是一个较强的目标。

虽然图象上的斑纹大大增加了判读的复杂性,但是若构成目标的每个单元都含有大量象素,这种复杂性多少会减轻一些。这时人们可以对一个单元内的多种象素取平均以获取对该单元散射系数的估值,从而对目标类型作出估计。在图象判读中,可以采用离开图象较远用眼睛进行观察的办法来取得平均。甚至对每个象素只有一个独立取样的比较差的图象也可以这样来判读,因为眼睛能相当好地完成对许多个象素取平均——但是若很近地观测各个象素本身,则不能取平均。

在多数情况下,在侧视机载雷达图象中各个单独象素是大量独立取样的平均,虽然很遗憾,独立取样的数目通常没有象人们所希望的那样大。在7.2.2节中讨论了对独立取样进行平均以获取所需回波的较好估计结果,并在图7.13到图7.16中示出了对密度和分布函数求平均的结果,以及对测量精度求平均的结果。当对每个象素求平均的取样数增多时,如图所示,所得分布的衰落范围减小,因而斑纹的深度也下降。这样就不一定要用眼睛进行那么多的求平均来判读,而且若有足够的取样进行平均,还可以把各个单独象素作为一个能给出下层地貌散射系数良好估值的测度来处理(注意,散射系数是一个平均值)。

另外,与降低斑纹影响相联系的事还有,求平均时允许对噪声求平均,所以若有足够的独立取样在一起求平均,则可以在有相当强噪声的情况下估计散射系数。这是在7.2.4节中已经讨论过的内容。

在本节中,我们讨论三个问题:计算每个象素的独立取样数;增加进行平均的独立取样数目的方法;以及斑纹和分辨率对雷达图象可判读性的影响。为说明侧视机载雷达图象的每个象素的独立取样数,注意在方程(7.50)中,我们证明了在侧视机载雷达情况下,多普勒频率由下式给出(其几何图形见图8.12):

$$f_D = \frac{2u_x}{\lambda R} \quad (8.22)$$

其中, u 是飞机速度, x 是离开侧视位置的位移, λ 是波长,而 R 是斜距。在波束中 x 取的最大值为

$$x_{\max} = \beta_h R / 2$$

其中, β_h 是水平方向天线波束宽度。将这值代入 (8.22) 式, 我们得到最大多普勒频率为

$$f_{D\max} = \frac{2u\beta_h}{2\lambda} = -f_{D\min} \quad (8.23a)$$

因为 x 的最小值与最大值数值相等但符号相反, 所以这也是最小多普勒频率 $f_{D\min}$ 的值。因而, 与侧视机载雷达相联的多普勒带宽为

$$\Delta f_D = \frac{2u\beta_h}{\lambda} \quad (8.23b)$$

对一给定的目标来说, 观测这衰落信号的时间 T , 简单地说是该目标处在波束中的时间。这可从下式得出:

$$r_a = \beta_h R = uT \quad (8.24)$$

如第七章中指出的, 由于独立取样数近似地为多普勒带宽和观测时间的乘积, 我们可写成

$$N = \Delta f_D T = \frac{2\beta_h^2 R}{\lambda} \quad (8.25)$$

注意, 上面所指的波束宽度应是有效波束宽度。若是指半功率点波束宽度, 则它应是与 G^2 有关的双向方向图的半功率点, 而不是与 G 有关的单向方向图的半功率点。在均匀加权照射情况下, 双向波束宽度为

$$\beta_h = 0.64\lambda/l$$

按三角加权照射时, 它为

$$\beta_h = 0.90\lambda/l$$

但是为了简便起见, 这里我们将采用 $\beta_h = \lambda/l$ 形式。若照射采用尖锥形加权, 使其得到比三角锥形时更宽的波束, 那末 $\beta_h = \lambda/l$ 是一个合适的值。

因为以后要讨论在距离方向上获取附加独立取样的方法, 因此, 沿航迹方向用对衰落求平均来获取的独立取样, 将加下标 a 以示区别, 因而

$$N_a = \frac{2\beta_h}{\lambda} (\beta_h R) = \left(\frac{2\lambda}{\lambda l}\right) (r_a)$$

因此, 相消后, 我们得出 N_a 的很简单形式

$$N_a = \frac{2r_a}{l} = \frac{r_a}{l/2} \quad (8.26)$$

对于其实际波束宽度与 λ/l 相差很大的情况, 则仍使用

$$N_a = \frac{2\beta_h^2 R}{\lambda} \quad (8.25a)$$

方程 (8.25) 和 (8.26) 是很基本的, 既可以用于合成孔径雷达, 也可以用于真实孔径的侧视机载雷达。(8.26) 式规定在沿航迹方向上可供进行平均的独立取样数目等于沿航迹方向分辨力与天线长度一半 ($l/2$) 之比。因而, 若用一个 3 米天线来获取 30 米分辨力, 则独立取样 N_a 正好是 $30/1.5$ 或 20。这是一个容易记忆的简单关系式, 因而它比更精确的 (8.25a) 式的形式更为方便。图 8.13(a) 说明了这一点。(对于大小为 $r_a \times r_R$ 的一个象素, 人们可以认为沿航迹方向分辨力 r_a 是通过将宽为 $l/2$ 的单个独立抽样的子象素相加得出的, 子象素由图中垂直虚线示出。)

仅当对所有独立取样实际上取平均时, 斑纹才按 N_a 的增大而减小, 人们应以这种方式

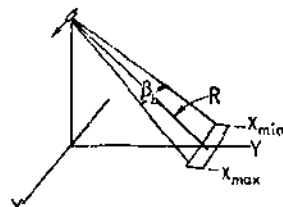


图 8.12 侧视机载雷达衰落的几何图形

设计雷达,即对所有的独立取样求平均,有一部没有采用这种方式设计的雷达,是一部在其他方面性能很好的侧视机载雷达,产生图象的阴极射线管上的点的尺寸很小,使得对应于每个象素只有两个独立取样在一起平均(通过将它们叠加在胶片上),反之,在图象边缘处,潜在的独立取样数可高达30,其结果是图象所具有的斑纹比它应有的还多,后来采用光学处理,根据实际分辨力可获取的取样数进行平均,从而改进了该雷达的图象的可判读性。

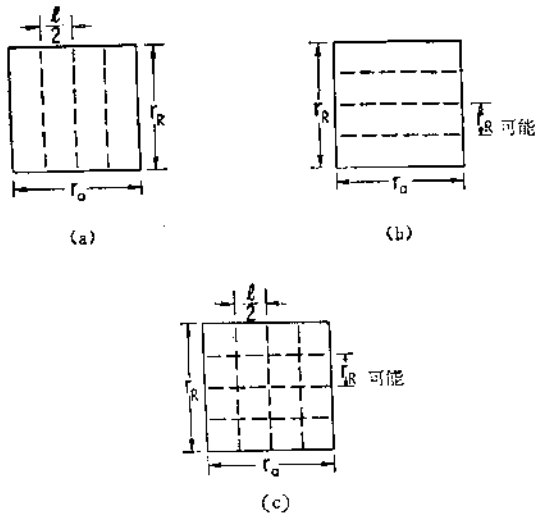


图 8.13 获取更多的求平均的方法
(a) 沿航迹方向求平均; (b) 距离求平均(超带宽);
(c) 组合求平均

下面我们来举例说明每个象素可获取的独立取样数目和所得的测量的相对标准偏差。

举例:

假定一个机载侧视雷达,有两个波长,其特性如下:

$$\lambda_1 = 1\text{cm}$$

$$\lambda_2 = 3\text{cm}$$

$$l = 5\text{m}$$

$$\beta_{s1} = 0.002\text{rad}$$

$$\beta_{s2} = 0.006\text{rad}$$

$$r_{a1} = 2R_{\text{km}}$$

$$r_{a2} = 6R_{\text{km}}$$

将这些值代入(8.26)式,我们得

$$N_{a1} = \frac{2R_{\text{km}}}{2.5} = 0.8R_{\text{km}}$$

和

$$N_{a2} = \frac{6R_{\text{km}}}{2.5} = 2.4R_{\text{km}}$$

N_a 个取样时,测量的相对标准偏差由方程(7.85)给出为

$$\frac{\sigma}{\bar{P}} = \frac{1}{\sqrt{N_a}}$$

我们可以用这方程来计算在 5km 和 20km 两距离处两个雷达的分辨力、独立取样数和相对标准偏差如下表。

	雷 达 1		雷 达 2	
	5 km	20 km	5km	20km
r_s (m)	10	40	30	120
N_a	4	16	12	48
σ/\bar{P}	0.5	0.25	0.29	0.14

这些值假定已对所有可能取样求平均,注意到较长波长雷达的沿航迹方向的分辨力比短波长雷达的差,而其相对标准偏差,也即测量精度,在每个距离上较长波长(雷达2)的都比较短波长(雷达1)的好得多,因为它的独立取样数较大。

也可以通过用比距离分辨力所需带宽更大的带宽进行发射来增加独立取样数(见 Moore, Waite 和 Rouse, 1969)。假设发射一个其宽度为 $\tau_r = 1/B_r$ 的脉冲。这时,可

能的斜距分辨力为

$$r_{R可能} = c\tau_r/2 = c/2B_r$$

现考虑对具有这种分辨力的 N_r 个回波进行积分, 因此得到较差的距离分辨力, 但对 N_r 个独立取样取平均, 与这积分结果有关的等效脉冲宽度为,

$$\tau = N_r\tau_r$$

因此, 实际距离分辨力为 $c\tau/2$, 这分辨力可以写为

$$r_R = \frac{cN_r}{2B_r}$$

这情况用图 8.13(b) 说明, 在那里四个可能的距离分辨单元合在一起形成一个分辨力为 r_R 的较大单元。

利用这些结果, 人们可以用有效脉冲持续时间或带宽来表示距离方向上的独立取样数:

$$N_r = \frac{r_R}{r_{R可能}} = \frac{\tau}{\tau_r} = \frac{B_r}{B} \quad (8.27)$$

其中, B 是积分以后的脉冲宽度 τ 的倒数, 获取分辨力 r_R 实际所需的带宽为 B , 而所用的带宽为 B_r 。因而, 可将 N_r 描述为等于超带宽比值。发射超带宽脉冲允许增加进行求平均的独立取样数。

可以用下述三种方法中的任一种获取超带宽。

1. 发射持续时间为 τ_r 的短脉冲并积分。
2. 发射一个持续时间为 τ 的较长脉冲, 但在脉冲内调频或调相(也许是二进制的或者也许是噪声), 并在不进行相关或去线性调频 (de-chirping) 情况下检波。
3. 发射一个调频的长脉冲, 并用其延迟-频率特性并不完全补偿线性调频的滤波器进行部分去线性调频。这方法被称为“展宽” (Skolnik, 1980)。

在这些方法中, 求平均以获取较好的标准偏差并从而减少斑纹, 是通过在频率上求平均获取的, 而不是通过在沿航迹方向求平均获取的。若在频率上求平均是连续进行的, 如上述方法 2 和 3, 则有效标准偏差取决于衰落谱在频率轴上相关特性和脉冲的实际频谱。可以证明 (Waite, 1970; Thomann, 1970) 在频率上连续求平均的方差由下式给出。

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |R_c(f)|^2 |P_r(f)|^2 df$$

其中 $R_c(f)$ 是散射信号衰落频谱的自相关, 而 $P_r(f)$ 是发射脉冲功率谱。若衰落响应随频率缓慢变化, 当几个目标在距离上很靠近时会出现这种情况(见7-2节), $R_c(f)$ 随频率缓慢衰变, 但其方差很大。反之, 若目标间隔很大, 则因为频谱含有随频率迅速变化的量, 因而 $R_c(f)$ 随频率迅速衰变, 但方差很小。而方差又与等效的独立取样数有关, 这意味着, 如在该象素中只有一个小目标在决定着回波, 与整个象素都对回波起重要作用的情况相比, 它降低了有效独立取样的数目, 所以 $R_c(f)$ 迅速衰变。例如, 若一个象素为 10×10 米, 但它包含一辆汽车, 那么这辆车决定着这象素的回波。因为(我们假定)汽车的尺寸为 2.5×5 米, $R_c(f)$ 衰变迅速[†], 所以有效独立取样数比若整个象素对衰落起作用为少。

可以将对距离上和方位上求平均组合起来, 给出独立取样总数

$$N = N_r N_a \quad (8.28)$$

[†] 原文误为 $R_c(f)$ 衰变缓慢。——译者注

这情况在图8.13(c)中说明。这里总共获得16个取样,4个是由沿航迹方向求平均得来的,4个是由距离上求平均得来的。事实上,人们从来不需要获取如图8.13(c)所示的子单元那样大小的任何象素。由于侧视机载雷达的波束宽度很宽,所以很容易实现方位上求平均,而距离上求平均可以通过发射一个较长的宽带脉冲,并不进行去线性调频情况下进行检波来获取。应注意,发送超带宽则要求接收机也具有超带宽;而若接收机具有超带宽,那末噪声电平也与超带宽成比例地增加。因而,采用距离上求平均要求发射机有更大的功率,以压制噪声,而采用沿航迹方向求平均,它不要求过量的功率。

判读

人们曾作了多方面努力来定量地确定判读中斑纹(衰落)的影响。大部分分析涉及到检测军用目标(Mitchel, 1974; Di Capito 和 Wasielewski, 1976; Lewis, 1972; Mitchell, 1974), 只有一篇专门分析象本书中所讨论的这类遥感目标的文章(Moore, 1979)。在这研究中得出的结论说,可以通过引入等效灰度等级分辨率 r_g 的概念,定量地描述衰落对可判读性的影响。等效灰度等级分辨率定义为:

$$r_g = \frac{10\% \text{ 时间超过电平 } [\chi^2(2N)]}{90\% \text{ 时间超过电平 } [\chi^2(2N)]} \quad (8.29)$$

其中 $\chi^2(2N)$ 是指具有 $2N$ 自由度的 χ^2 分布。对一个大的 r_g 值,图象可判读性较差。即这个比值所表示的衰落范围大,它有一个较大的有效象素尺寸。当 r_g 小的时候,意味着衰落范围小,斑纹适度,正如较小几何象素尺寸情况时那样,图象容易判读。当 $r_g > 4$, (8.29)式中所示的比值可近似为

$$r_g \approx \frac{\sqrt{N + 1.282}}{\sqrt{N - 1.282}} \quad (r_g \geq 4) \quad (8.29a)$$

图8.14以 N 的函数形式示出了 r_g 的实际值及其近似值,所以可以从图中估计近似的程度。

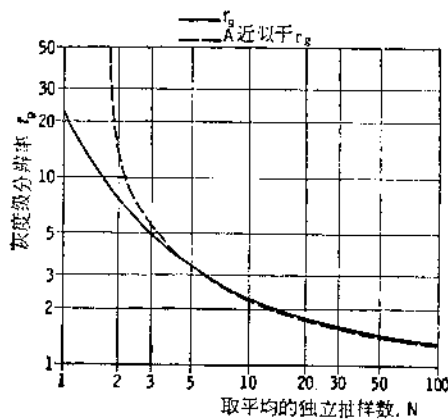


图8.14 灰度等级分辨率 r_g 的性质

因为 r_g 为描述等效分辨率的大小,这意味着象素面积应由象素体积或分辨率体积来代替

$$V = r_y r_x r_g \quad (8.30)$$

对于大的 V 值,图象很难判读。对于小的值,则图象容易判读。(8.29)式比值的界限决定于

$$r_g(1) = 21.9, \quad r_g(\infty) = 1$$

因而在只用一个独立取样时的斑纹的影响,是和将象素面积增大21.9倍时的影响相同。由于可见光的带宽很宽,因此象片(photograph)大体上具有无限数的独立取样,象片的分辨率

$$V = r_{\infty}^2 \quad (8.30a)$$

就简单地等于象素面积。若象素是方形的,因而我们可以说那个方形象素的等效尺寸 r_{∞} 由下式给出:

$$r_{eN}^2 = r_y r_a \quad (8.31a)$$

因而(8.30)式中给出的体积也可表示为

$$V = r_{eN}^2 r_g$$

再与(8.30a)式恒等,我们发现采用平均独立取样的雷达的等效方形象素的尺寸与象片象素尺寸的关系为

$$r_{eN} = \frac{r_{eo}}{\sqrt{r_g}} \quad (8.31b)$$

这比值绘于图 8.15 中。注意这意味着对于只有一个独立取样的雷达象素来说(真实孔径雷达不太可能是这样的),当等效可判读性相同时,象片象素尺寸是雷达象素尺寸的 4.7 倍。例如,10平方米的单个取样的雷达象素,在可判读性方面等效于一个47平方米的象片象素。

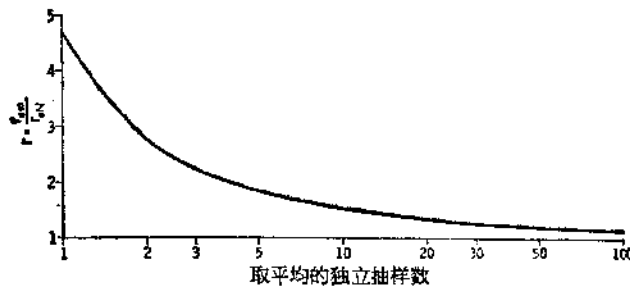


图8.15 对无穷多个独立取样平均时所要求的分辨力与 N 个独立取样平均时所要求的分辨力之比。这是以指数分布取样的90%/10%值为基础的。所示分辨力是方形单元时的情况。对于矩形单元,则用 $\sqrt{\text{长度} \times \text{宽度}}$ 以获取等效结果

(8.30)式的结果中应注意的一个重要因素是,对于判读来说,雷达象素的单个沿航向的或横向的尺寸不如它们的乘积(象素面积)重要。在供参考的实验中,纵横比(象素的长-宽比)可以高达 10,而这结果仍然适用。这是该实验的一个重要结论,因为它证明了没有必要去设法获取方形象素。要做的重要事情是,使象素面积满足于现有的问题。图 8.7 示出了侧视机载雷达分辨力在两个方向上随距航迹侧面的距离变化的情况。可以看出,在近距离处,象素面积变化不象单个方向上尺寸变化那么快,所以在整个辐照地带宽度内可以保持比在近距离处(由于 r_y 迅速变化而使象素面积变化)更为稳定的可判读性。

从可供参考的有关雷达参数选择的研究中,可得出的结论为:

1. 对一固定取样数求平均的情况来说,象素面积是确定可判读性的关键参数,而不是单向尺寸,至少纵横比一直到10时都是如此。
2. 增大求平均的取样数 N 和减小象素尺寸对判读能力具有同样的效果。因而可在两种增加判读能力的方法间进行折衷。

在供参考的研究中,发现用数值标度表示的可判读性与分辨力体积间有一个指数关系。

$$I = I_0 e^{-V/V_c} \quad (8.32)$$

其中 I_0 是分配给可判读性指数 I 的最大值(任意标度),而 V_c 是一类特定目标的特征体积。要求在这研究中的判读人员根据如农田区的农田边界,农田间的差异;道路,动力线和其他交通和动力设施;陆-水边界,城市土地利用等大量特征来判断图象。令人惊奇地发现,

许多类的特征体积大致相同。就是说,对所研究的大部分类型来说,产生的等效象片尺寸 r_{∞} 约为 50m,虽然容易分辨的陆-水边界是 65m,这样大量目标类型的结果竟如此相同这一事实不应看成是预示 r_{∞} 总是 50m,在如确定土壤湿度,监视海冰,监视海洋模式等其他问题中, r_{∞} 可能较大,相反,对于详细研究城市区和许多军事应用来说, r_{∞} 也可能更小些。

用下例来结束我们的讨论。

举例:

设有一部具有下列参数的雷达

波长 $\lambda = 1\text{cm}$
 水平方向天线孔径 $l = 5\text{m}$
 斜距分辨力 $r_R = 10\text{m}$

为了避免从斜距分辨力变换成地面分辨力的复杂性,结果用斜距分辨力来表示,这对于大入射角来说大致是正确的。此外,给出两种结果:一种是等效方形象素的结果;一种是矩形象素的结果。这矩形象素具有固定的距离分辨力,但方位分辨力是可变的,所以 r_a 和 r_R 相组合,产生一个等效象片质量的方位分辨力 r_{aN} 。就是说,可将分辨力体积表示为

$$V = r_R r_a R_g = r_R r_{aN} \quad (8.33)$$

若我们考察两种斜距, 5km 和 20km, 可以计算出下列值:

R (km)	r_a (m)	$r_a r_R$ (m ²)	N	r_g	V	r_{aN} (m)	r_{aN} (m)
5	10	100	4	3.92	382	19.6	38.2
20	40	400	16	2.22	850	29.2	84.8

因为从 5 km 变到 20km, N 则从 4 增加到 16, 它显著地改善了 r_g 。在 20km 和 5 km 之间,实际方位分辨力之比为

$$\frac{r_a(20\text{km})}{r_a(5\text{km})} = 4$$

而等效方位分辨力的增加没有这么迅速,因为

$$\frac{r_{aN}(20\text{km})}{r_{aN}(5\text{km})} = 2.22$$

即由于 r_a 和 N 的同时增大,而 N 的增加使等效 r_a 的增大减慢。

当考虑 $R = 1.25\text{km}$ 情况时, 得出另一个有趣的结果。这里 r_a 只有 2.5m, 而 N 只有 1, 所以 r_g 为 21.9。所得的 r_{aN} 值为 23.45, 这比 5km 时的 19.6 还坏, 虽然实际象素面积要小一些。在近距离时, 减小 N 使得斑纹严重恶化, 使得图象不如在 5 公里距离时容易判读, 5km 距离时的象素尺寸大一些, 但斑纹少得多。

真实孔径侧视机载雷达可能进行的折衷数目比合成孔径雷达的少。尽管如此, 在设计一个雷达成象系统时, 应尽量把这些减少斑纹的见解都考虑进去, 因为在确定图象可判读性时, 斑纹和最后得出的灰度等级分辨力 r_g 这两个因素是极为重要的。

8-8 侧视机载雷达系统

实际的侧视机载雷达与任何其他非相干雷达系统十分相似。它和典型脉冲雷达没有

径,而仍保护接收机,防止从发射机来的大的峰值功率进入.在接收期间,它在天线和接收机之间提供一条低损耗路径,并降低发射机静态噪声输出进入接收机,以防止信噪比恶化.

如在本书前面几处所讨论的,侧视机载雷达的天线应是一个又窄又长的天线,以便可获取在沿航迹方向一个窄波束,而在横向(俯仰)方向一个宽波束.天线可以固定安装在飞机的侧面,但在这种情况下,由大气中湍流所引起的飞机姿态变化会使图象发生畸变.因此,对用在全天候条件下高质量成象来说,天线应用机械方法或电子方法稳定的.但当应用条件允许避免湍流大气情况时,天线可用固定安装.当天线必须进行稳定时,常用的方法是允许天线绕垂直轴和水平轴有小的运动.绕垂直轴小的运动用来补偿飞机在偏航上微小变化,绕水平轴小的运动用来补偿在侧滚上微小变化.通常不对纵摇变化进行补偿.偏航运动的影响是使波束在地面上来回扫动,从而使在特定时刻成象的点与假定天线相对航向位置是固定时的点不同.飞机侧滚引起的仰角方向变化没有那么重要,但它们确实引起天线垂直方向图作横过图象的运动.如在8-6节中所讨论的,由于方向图可以随入射角相当迅速地变化,天线运动又引起回波在幅度上的变化,这种幅度变化是不希望的,虽然它不象偏航运动那样使图象上目标位置移动.

因为天线很长,补偿偏航比补偿侧滚困难得多.由于天线的长度长,需要为天线运动保留更大空间,而且与运动有关的转动惯量也比较大,所以转动天线需要更大功率.偏航变化的补偿也可以在记录过程中实现,所以有时用这种方法来代替更为困难的天线运动.

发射的信号到达目标后即返回天线,并从天线进入发射-接收开关系统,然后输入接收机.接收机可以有(也可以没有)一个低噪声高频前置放大器,是否要加将取决于下列因素:输出端信噪比的要求,预期的散射系数值,天线增益和发射功率等.典型的混频器-中频前置放大器系统可达到的噪声系数为8—10dB,有时还要好些.因而添加低噪声前置放大器后,系统性能的改善一般不会超过6dB.雷达设计就是在使用低噪声前置放大器后所带来的微小性能改善,系统中增加低噪声前置放大器后的造价和复杂性之间进行折衷.接收机是超外差接收机,与第六章中讨论的辐射计接收机基本相同.雷达接收机与辐射计接收机之间的主要差别是,辐射计接收机更多地要求低噪声系数,而雷达接收机则要求自动频率控制和时变增益.

若使用磁控管发射机,则需要一个与发射振荡器独立无关的本地振荡器,因而在它们两者之间可能出现频移.由于磁控管和固态本振很稳定,因而在中频有几兆赫的超带宽储备量就可不必再使用自动频率控制.然而超带宽导致过量噪声,并要求更大的功率或增添低噪声前置放大器.因此,通常备有自动频率控制系统.自动频率控制包含有一个分开的中频系统和某种程式的鉴频器.它靠进入接收机的发射机泄漏脉冲起作用,所以自动频率控制的中频放大器几乎不需要增益.

射频部件、自动频率控制和低噪声中频前置放大器通常均安装在接收机-发射机装置内.该装置靠近天线,使射频损耗为最小.中频放大器的其他部分,还有检波器和显示装置可装在飞机中其他地方,因为用于连接低噪声中频前置放大器与主中频放大器之间的传输线中的损耗是没有多大影响的.

中频装置本身包括主中频放大器(它至少有一级具有可调增益)、检波器和视频放大器.因为自动增益控制和灵敏度时间控制的功能已在8-6节中讨论过了,这里没有必要作进一步讨论.

在正常的侧视机载雷达中,视频放大器输出将馈入带有特殊光纤面板的阴极射线管,这消除了阴极射线管玻璃内壁上磷光体和阴极射线管正面产生的图象之间的畸变。在面板内光纤通道将无畸变的光从磷光体传送到正面。亮度调制信号显示在管面上的单条线上,通过透镜系统将它成象在移动胶片上的一条线上。若侧视机载雷达指向正侧向,阴极射线管上和胶片上的线横过胶片。如果天线指向航线正侧向以外的其他方向,阴极射线管上的线会有倾斜,所以胶片上的线也适当地倾斜,以达到在相对胶片前进方向和飞机运动的方向上成象。这可以通过相对胶片传动机构旋转阴极射线管或与上述相反的方法来实现。但用电子方法比用机械运动更容易实现。需要这样的补偿来对付在侧风中的飞机的侧航运动,而且还可以用它来代替旋转天线,以补偿在飞过湍流期间的偏航运动。

若在用于产生图象的信号之前或之后的时间内,送一个标准幅度脉冲给阴极射线管,用一个光电二极管来检测这脉冲在荧光屏上所产生的亮度,并将检测电压加到一个称为自动亮度控制的反馈电路中来调整加到阴极射线管上的电压,从而使给定的信号幅度在管子上产生同样亮度。不太复杂的系统不采用这种技术也能产生相当好的图象,但自动亮度控制有助于使图象质量保持均衡。

胶片传动机构必须很精确,而且速度必须可调,因为胶片速度必须与飞机的速度相同步。阴极射线管上光点的大小为几微米,传动速度微小的起伏,会导致图象中显著的失真。

虽然大多数侧视机载雷达系统采用阴极射线管显示,但也建造了一些用调制一个扫描激光束方法来产生胶片上的图象的雷达系统。可将激光束聚焦成比最好的阴极射线管的光点更小的光点。然而,真实孔径系统很少需要这样小的光点尺寸,但它对合成孔径系统的胶片记录很有用,在合成孔径系统中分辨力要好得多。

侧视机载雷达成象系统的一些变型

若侧视机载雷达装在小飞机上,则上面描述的精巧记录系统可能太重且体积太大,没有必要把它装在飞机上。这时可以用一个标准磁带录相机把信号记录在磁带上。大多数标准录相机的带宽相当有限,所以这种技术只能用于距离分辨力足够粗而使最后的视频带宽可与磁带响应相当的场合。这样一个系统还很浪费磁带,因为在接收辐照地带边缘的最后信号和发射下一个脉冲之间有很长一段空载时间。本节中描述了已使用的其他三种再现的方案:用扫描变换管以减慢信号的速率;使用视频取样和减速装置来减慢信号速率;和使用从飞机到地面显示系统的直接遥测。

扫描变换管系统首先是在堪萨斯大学研制的(Moore等,1975),一个修改型系统示于图8.17(a)。从接收机来的检波输出馈入视频扫描变换管。当变换管充满时,信号以电视格式在视频显示监视器上显示。一个摄像机与这显示同步,使得视频显示立即被摄象,以使扫描变换管可再次使用,在摄象所需的很短时间后,开始收集下幅图象信号。在堪萨斯大学的系统中,使用了为工业电视研制的阴极射线管电子存贮装置。自从研制那个系统以来,数字扫描变换管已普遍应用,它们比阴极射线管扫描变换管更可取,因为它们不易出现漂移,也不太会遇到要正确调整对比度和亮度控制等方面的问题。

堪萨斯系统采用的是875行格式,输满这系统的扫描变换管所需的时间为1到3分钟,这取决于飞机速度。而视频显示的摄象只需要零点几秒,所以图象摄象和清除扫描变换管所需的空载时间对图象的影响可以忽略不计。输入存贮控制系统必须按合适的间隔和持续时间为扫描变换管提供扫描。对飞机速度和偏航或侧航角的补偿,可在扫描变换

管中通过调整扫描频率和方向来实现。在调整扫描变换管和电视监视器的对比度和亮度控制有关的某些困难,可以通过先将信号记录在机载录相带上,然后在地面上再重放录相带并输入到扫描变换管来克服。从而,调整这些控制器的试验,可在不浪费飞行时间的情

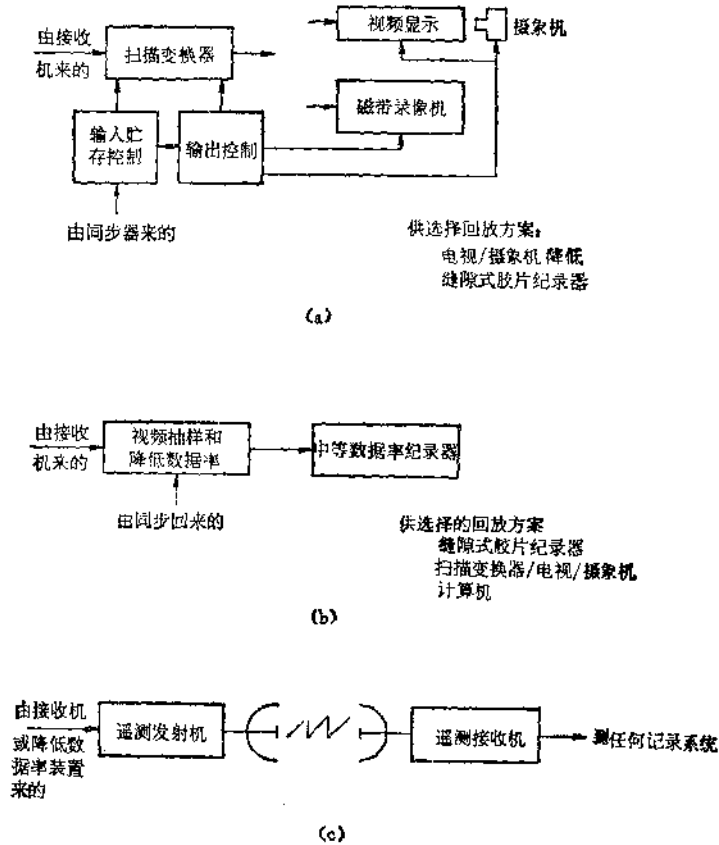


图8.17 另一个可选择的侧视机载雷达显示和记录系统
(a) 以扫描变换管为基础的系统; (b) 降低数据率的系统(可以是模拟的或数字的); (c) 遥测系统

况下进行,因为若发现第一次调整不合适,只需要倒带重放就可以了。

对这系统的改进型也示于图 8.17(a) 中。这改进型是由西德航空航天研究试验院 (DFVLR) 研制的,在雷达和磁带录相机之间使用了扫描变换管。不是将信号直接在摄像机监视器上显示,扫描变换器的输出以单帧送入磁带录相机。因此,录相机只需在扫描变换器有输出期间工作,因而所用的磁带少得多。此外,可以用磁带录相机的单帧重放功能,来连续监视 DFVLR 系统中图象的状态。为了比较起见,还用磁带录相机记录了从天线指向方向来的用视象管摄像机摄制的几帧信号。

图 8.17(b) 示出了降低数据率的系统,这可用模拟的或数字的移位寄存器来实现。从接收机来的信号馈入视频取样电路,然后把取样暂时存入一移位寄存器(数字的或模拟的)。例如,斜向辐照地带宽 15km,信号回波占 $100\mu\text{s}$,所以移位寄存器输入要用 $100\mu\text{s}$ 。但脉冲之间的间隔可能长达 10 到 20ms,因此,移位寄存器的输出可以分散在这长的区间内,因而所需的带宽被相应地压缩了。于是,其输入时间为 $100\mu\text{s}$ 的 5MHz 视频带宽则变成其输出时间为 10ms 的 50 kHz 带宽。甚至采用冗长的脉冲在寄存器(模拟的或

数字的)中先相加的办法还可获取更窄的带宽,这时需要两个寄存器,这样,当一个正在输入时,另一个在那里可以慢慢地输出。这较低的输出频率允许记录在一个中等数据率的模拟或数字记录器上。记录下的信号可在地面上重放,重放信号可以输入到通常侧视机载雷达所用的长条胶片记录器,也可输入到如图 8.17(a) 所示的扫描管-电视监视器-摄像机系统,或者直接输入到计算机供数字显示系统使用。若使用后者这样的系统,应规定同时记录飞机的姿态信息,这样可在显示中修正姿态,实际上是修正速度。为这目的也许要用一专用的视频取样和减速装置,或用一标准的瞬态-记录仪器。

图 8.17(c) 示出了采用遥测系统将信号传送到地面的显示与记录系统。这也已用于若干应用中。雷达视频可以直接加到遥测系统的发射机上,但这样所用的带宽比必需的带宽大得多。所以多半希望在调制遥测发射机前采用一个象图 8.17(b) 所示的那样的减速装置。

举例说明当用这类系统时所涉及的一些定量的数字,考虑如下:

天线长度	$l = 5\text{m}$
投影在地面上的飞机速度	$u = 200\text{ms}^{-1}$
脉冲宽度	$\tau_p = 100\text{ns}$
斜向辐射地带宽度	$\Delta R = 15\text{km}$

独立取样数之间的间隔近似地为 $l/2$ 或 2.5m 。因而在这速度时,在某特定距离处每秒独立取样数目为 $200/2.5$ 或 80 ,所以不需要使用高于 80 的脉冲重复频率。在 15km 中,有 1000 个距离取样,因而,每秒收集的独立取样的总数则为 80000 。磁带录相机或直接遥测的视频带宽为 5MHz , 减速装置进行输入信号数字化或取样频率可达每秒 10^7 取样,而在减速装置输出端,馈入数字遥测系统的扫描变换管计算机的数字化速率仅每秒 80000 个取样。因而减速装置模拟输出(供模拟记录或遥测用)的带宽为 40kHz 。这意味着使用减速装置可将所要求的带宽和取样频率减少到原来的 $1/125$ 。

8-9 系统各部件相互匹配

为使侧视机载雷达产生好的图象,必须始终十分小心地使系统的不同元件的传递特性相互匹配。有些元件在一个范围内是线性的,而其它范围内则处处是非线性的。此外,在传递特性中存在偏置,而这些都是必须在建立系统时考虑进去。

8-9.1 接收机传递函数

图 8.18(a) 示出了线性标度的接收机输入-输出特性的例子,未计及噪声的影响。示出了两个不同的增益。对于很弱的信号,检波器的非线性特性使得传递特性为非线性。在达到某最大电平以前,放大器和混频器一直保持线性。通常所指的饱和是由中频放大器最后一级引起的。虽然在特别强的信号情况下,有时在最后两级也可能均饱和。所示的两挡增益,一个是 100dB , 另一个是 90dB 若信号很强,在未达到最大输入信号之前, 100dB 增益会先发生饱和,这时使具有不同幅度强度的信号在图象上呈现相同亮度(白)。另一方面,若信号很弱,若用 90dB 增益曲线,则底部的非线性响应会产生问题。而若用 100dB 增益,则问题会小一些。图 8.18(b) 示出了用分贝标度时绘出的同一特性。这里不同增益的两条曲线彼此平行,而不象 (a) 中采用线性标度时那样具有不同斜率。但对

于弱信号,非线性的影响在分贝曲线图上是以斜率变化表现出来的,而线性区的偏置效应产生了曲线中所见到的拐点。

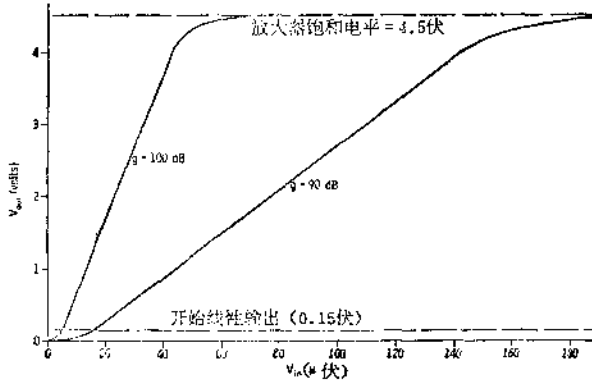


图 8.18 雷达接收机特性的例子(未计及噪声)
(a) 线性标度(未计及噪声)

器的线性范围,用其输出表示,从 4 V 到 0.15 V, 所以动态范围为

$$20 \log(4/0.15) = 28.5 \text{ dB}$$

有些放大器的线性范围为 20 分贝或更小,特别是当其下端是由噪声电平确定时,更是如此。

因为雷达信号的动态范围常超过 28.5 dB, 解决这问题的方法之一是在接收机后面部分采用对数放大器来代替线性放大器。制造对数放大器有许多方法,用在中频放大器中的一个典型的对数放大器示于图 8.19 中的插图中。它不是只在放大器的最后级的末端用一个检波器,而是放大器各级都接检波器。从不同检波器来的输出然后相加,必要时,再用除的比值归一化。若接收机总增益为 g , 而第 k 级的增益为 g_k , 如图 8.19 中插图那样的放大器的输出,可由下式给出

$$V_{out} = gV_{in} + \frac{g}{g_N} V_{in} + \frac{g}{g_N g_{N-1}} V_{in} + \dots \quad (8.34)$$

图 8.19 示出了用图 8.18 上所给出的值代入这样的系统时所得的结果。这些值是每级 10 dB, 所有级的最大增益为 100 dB。特性曲线用半对数基线纸绘出。就是说,输出用电压表示,而输入用低于 1 V 的分贝数表示。图中增益为 100 dB 的单级放大器的曲线就是图 8.18 中曲线,把它等效地转到半对数纸上,并作曲线,实线示出了检波器前总增益为 100, 90, 80 和 70 dB 的四级对数放大器的结果。很显然,虽然输出的动态范围仍只有 28.5 dB, 但在相同极限内,输入动态范围已增大到约 44 dB。通过在放大器前面各级末端再增加附加检波器,可以进一步增加输入的动态范围。这样的对数放大器常用于侧视机载雷达系统中,虽

所示的特性是指无噪声情况下接收机输入和输出的特性。若增益足够大,使噪声也被显著放大,在图 8.18(a) 中,信号和噪声的组合输出永远不可能到零,所以在曲线的纵坐标和横坐标中有一个偏置。这偏置更进一步改变了图 8.18(b) 中分贝曲线的形状。

任何成像雷达系统的难题之一是要获取足够大的动态范围,即可以成象的最大信号与能很好显示的最小信号之比。图 8.18 所示的放大

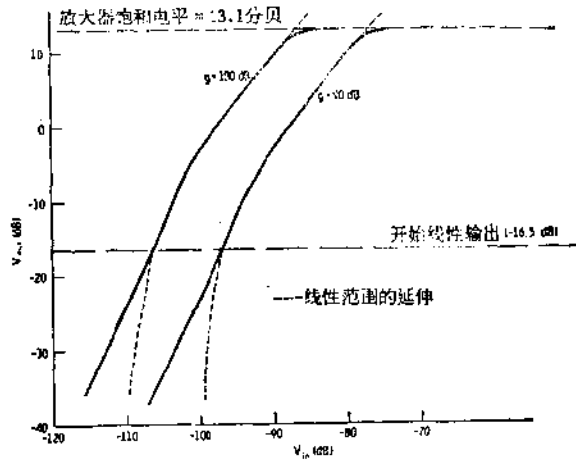


图 8.18(续) (b) 分贝标度

然增加输入动态范围而不增加输出的动态范围会导致压缩那些差别不大的输入信号在输出中的差异。因而，如果人们所注意的是输入信号的微小差异，则必须用线性放大器，并将它前面的增益调整到正确值，使得感兴趣的那些输入信号处在特性曲线的线性部分。反之，若人们愿意接受对差异的某些压缩，则可以用对数放大器，并可以显著地改善动态范围。注意单级放大器输入的动态范围还小于输出的动态范围，它只有 14dB。

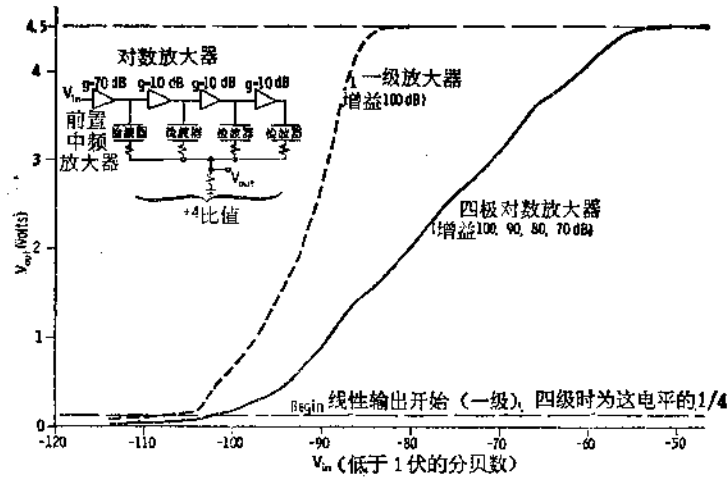


图 8.19 对数中频接收机特性的例子(未计及噪声)

可以用一个线性放大器代替对数放大器来达到如图 8.19 所示的放大器同样的目的，办法是将四个单独的脉冲的输出贮存起来，并在脉冲之间变换增益，就是说，第一个脉冲放大 100dB，第二个 90dB，第三个 80dB，第四个 70dB；然后给出一个输出。下一个脉冲又放大 100dB，后面一个 90dB，依次类推。这意味着需要某种类型的存储媒质，但实际上存储媒质可以只是胶片，若胶片移动足够慢，而致使四个脉冲叠加在图象上，因为每个相继的脉冲在同一位置上使胶片曝光，曝光量与该脉冲所形成的接收机输出成正比例。若脉冲重复频率比为获取足够独立取样以进行平均所需的频率高，则这方法可以是相当灵活的，而使用对数放大器时就没有这么灵活，因为检波器的位置和各级的增益是预先确定的。使用变换增益系统，增益变化和增益级数可以在微处理机内编制程序，这样接收机的特性可按应用的需要随时进行修改。

信号从接收机输出，它被送到阴极射线管上，可惜阴极射线管具有非线性特性。因为光输出与输入电平之间的特性曲线是根呈幂定律的。如图 8.20 的例子所指出的，在双双对数纸上或在分贝坐标图上，阴极射线管的输入输出特性曲线是条直线。虽然该例子是根据对其范围所作的部分外推而得到的，但已研究的其它阴极射线管的特性，其特性适用的总范围通常至少有图中所示的那样大。当输入电压值很大时，光输出出现饱和。就是说，在某一点，磷光体被每秒如此多的电子所激励，使得即使有更多电子激励它时，也不会发射出更多的光子。图 8.20 所示的 25 dB 动态范围足以覆盖记录光所用的胶片的输入范围。注意，所示的输入电压高出偏置电平的电压值，而偏置电平相当于阴极射线管的暗光平门限值。若电压值以零为基准，则甚至在分贝坐标纸上，曲线也将是非线性的。但是在系统工作时，必须调整这偏置电平，而且这偏置电平不时地变化，所以最好用高于偏

置电平的电压函数形式表示其特性,而不用绝对电压。对于所示的例子,光输出和输入电压之间的关系式为 $\Delta(\text{光}) = (V_{\text{输入}} - V_{\text{暗}})^{2.86}$ 。对不同阴极射线管,这指数值的范围从小于2到约3。

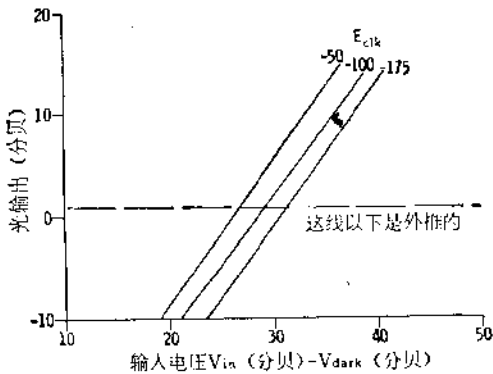


图 8.20 21CY22-A 型阴极射线管的光输入与输出电压

是曲线关系,只是在它们中间一段是线性的。线性部分的斜率 γ 是由胶片的显影时间确定的,并可以调整为不同值。因此,必须规定显影时间,或至少规定所要求的 γ ,由暗室技术人员确定时间。胶片上的低光平非线性段叫做曲线的趾部,而饱和区叫做曲线的肩部。因为在低光平处,曝光量的很大变化只引起很小的密度变化,所以不希望在曲线趾部工作。当然,同样不希望在肩部区工作。若摄影者希望胶片在很低的光平情况下工作而得到高灵敏度,他们常使胶片对均匀光平进行预曝光。用雷达可以完成同样的事情。方法是保证阴极射线管在刚超过胶片曲线趾部的一个最小光电平(相当于零输入信号)下开始工作。

注意,胶片输入端的线性动态范围约 20 dB,虽然在大约 30 dB 范围内线性还是相当好的。

8-9.2 各部件匹配以获取所需的传递函数

图 8.22(a) 简单地示出了必须匹配的各部件。接收机的输入-输出特性必须与阴极射线管相匹配,利用一个放大器来调整输出范围和偏置电压,以补偿阴极射线的暗光平并使之超过胶片曲线趾部所需的最小电平。

阴极射线管和胶片的匹配是通过调整光阑孔径和曝光时间来实现的,光阑孔径大小和曝光时间的组合得到了曝光量。图 8.22(b) 示出了在这匹配中所包括的部件,它采用各种传输特性曲线的方式来表示,并用分贝来标度。其中接收机特性曲线是前面讨论过的 100 分贝增益放大器的曲线。具有增益为 g 和适当偏置电压的后置放大器 (postamplifier) 的传输特性如图所示。若没有偏置电压时,它将是一条 45° 直线。根据图 8.20,采用 $E_{\text{cik}} =$

一旦输入电压已被放大,并使阴极射线管上亮度发生变化,必须把它转移到胶片上。因此,胶片特性很重要。典型的胶片特性示于图 8.21 中。正常描述胶片特性方法是,在输入方面用曝光量的对数值,在输出方面用不透度(密度)的对数值。因为曝光量与功率有关,曝光量对数值为 1 表示比曝光量对数值为零时大 10 dB。图中示出了等效的分贝标度。注意典型的胶片特性在低曝光量与密度之间,和高曝光量与密度之间都是

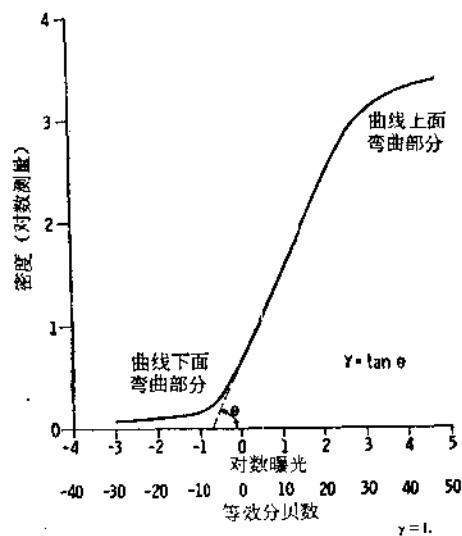


图 8.21 $\gamma = 1$ 处理后的全原子(Panatomic) X 胶片的特性曲线

-50 时的阴极射线管的特性曲线,画于后置放大器和偏置特性曲线上。曝光的匹配则由下一个特性曲线画出,它简单地偏置 10 dB,最后,示出胶片的大致线性范围的特性曲线。若要求输出以恰当的灰度重现输入时,不论在总动态范围方面还是在电平方面,这些曲线之间都必须匹配。应这样反过来计算:胶片输入(曝光)应在 0 到 25dB 范围内。因

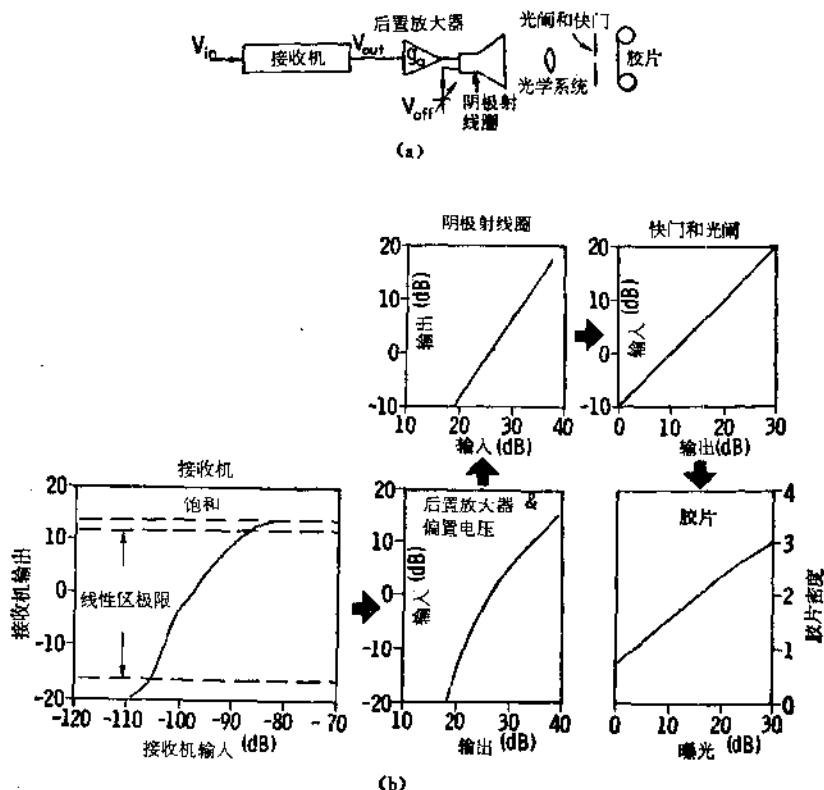


图 8.22 调整系统使部件匹配

(a) 方块图; (b) 系统中有关的传输特性

而我们必须用阴极射线管的 25dB 的光输出。若 $E_{ctk} = -50$, 这时在输入端应从 19 到 36.5dB 或相应地从 8.91 到 66.83V。当考虑到偏置时,接收机的有用线性输出范围应覆盖这输出电压范围。接收机有一挡从 0.15 到 4.00V 的有用输出范围,所以 g_a 由下式给定:

$$g_a = \frac{66.83 - 8.91}{4 - 0.15} = 15.0 \quad (5.65\text{dB})$$

偏置电压是通过使接收机的 0.15V 输出相当于阴极射线管的 8.91V 输入得到的。因为 $0.15 \times g_a$ 是 2.25V, 这意味着偏置电压需

$$V_{off} = 8.91 - 2.25 = 6.66\text{V} \quad (\text{在输出处})$$

图 8.22(b) 示出了传输特性是上述所描述的特性的分贝形式。通过组合图 8.22(b) 中所有传输特性而获取的雷达总的传输特性示于图 8.23 中,此图表示了图 8.19 的线性接收机和对数接收机的情况。对于线性接收机,图 8.24 示出了四种不同性质的失配,而其它部件为匹配的组合结果。图下方附注了能调节的输入线性范围和输出呈现的范围。四种失配是: ① g_a 太高,高 6dB; ② V_{off} 是 20V, 而不是 6.66V; ③ 无 V_{off} ; ④ 曝光不足,低 10dB。 g_a 值太高时胶片饱和会减少动态范围。 V_{off} 高时,胶片上动态范围减小,因为图

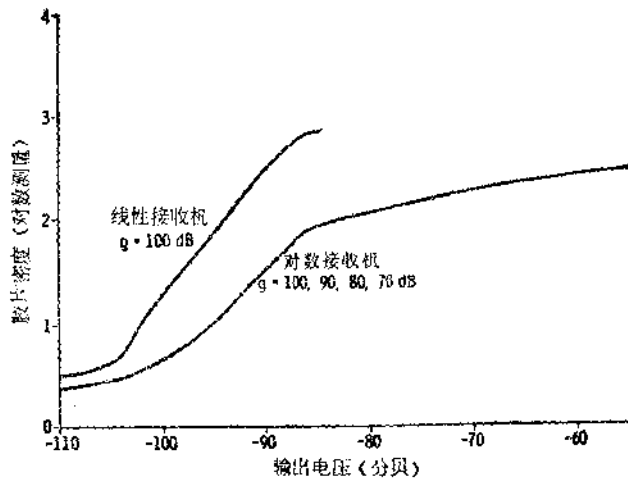


图 8.23 利用从图8.18到8.22的数据的雷达的总传输特性(所有部件在线性范围内匹配)

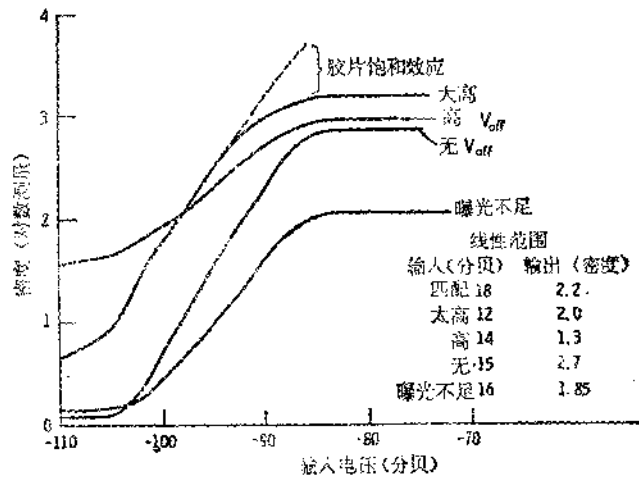


图 8.24 系统部件之间失配影响的例子

象上黑的部分相当于高胶片密度。无 V_{off} 时，胶片的整个动态范围没有被利用到。当胶片曝光不足时，由于图象上没有亮点而使动态范围减少。

总之，系统不同部件之间的匹配问题是极为重要的。如果要产生一幅最好的图象，必须就它们的非线性和所要求的偏置值方面，把所有的特性都考虑进去。忽视部件之间匹配这个要求是造成侧视机载雷达图象不良的最共同的原因之一。即使当设计者正确地把这些因素考虑进去之后，操作人员还必须仔细地调节偏置、增益和胶片曝光量。设计人员必须在雷达中附有测定不同特性的装置，以满足调定增益、偏置和曝光量时使用。

8-10 几何失真

8-10.1 侧视机载雷达图象的失真

由于雷达的几何性质，在侧视机载雷达图象中会很自然地出现某些失真，还会出现一些其它失真，这是由于企图修正几何失真所引起的，也可能是由于运载工具的一些不希望有的运动所引起的。

高度失真

雷达是通过测量斜距，而不是测量地面距离来测定到飞机侧向的距离的，所以当要成象的点处在不同于平均地平面高度时，就会发生失真。考虑图 8.25 所示的例子，这里以旗杆为例进行说明。雷达处在高出平均地平面 h 之处，因而也即处在高出旗杆底部高度为 h 之处，当然这与高出旗杆顶部的高度不同，两者相差一根旗杆的高度 H 。如图中所见，到旗杆底部的斜距为 R_B ，它比到旗杆顶部的距离 R_T 要大，因而旗杆顶部比底部更靠近雷达，在图象上旗杆顶部比其底部显得更靠近飞行路线。与旗杆顶部有关的人射角 θ_T 要比与底部有关的人射角 θ_B 大，旗杆顶部好象处在离航线侧向距离为 y_T 的位置上，而其实际位置到航线侧向的距离为 y 。

旗杆或任何其它高耸目标都有阴影区，就是在目标后面不受雷达照射的地区。这阴影区示于图 8.25 中，它从旗杆底部 y 处延伸到阴影区末端 y_s 。因此目标额外高度的效应：一是使顶部（还包括旗杆的高于底部的其它部分）的位置发生失真；二是产生雷达无法成象的阴影区。

光学的成象敏感器是通过测定角度 θ 来判定到边上的距离的，所以雷达所引起的失真与光学敏感器引起的失真正好相反。就是说，当用光学敏感器时，旗杆顶部好象在侧面相距 y_s 的那点，而用雷达时，它就近得多，似在 y_T 处。这种位移称为视差位移。

旗杆顶部的位移量由下式给出：

$$R_B - R_T = \sqrt{r_y^2 + h^2} - \sqrt{r_y^2 + (h - H)^2} \quad (8.35)$$

对于象旗杆这样较小的高度，该式可以近似为

$$R_B - R_T \approx H \cos \theta \quad (8.35a)$$

该近似式是用弦来代替常数 R_T 的弧，并从图中得出的。

斜距中这一差异导致旗杆的视在位置处在

$$y_T = \sqrt{R_T^2 - h^2} = \sqrt{y^2 - 2hH + H^2} \quad (8.36)$$

对于小的高度，它可以近似为

$$y_T \approx y - H \cot \theta \quad (8.36a)$$

注意，在图象上，旗杆顶部的位置比地面上 C 点更靠近航线，虽然事实上旗杆顶部离航线的水平距离比 C 点的大。这现象称为图象折叠 (overlay)。这种图象折叠效应在城市中显然是很显著的，在陡峭的山区常常也很显著。

距离失真

雷达自然是测量斜距的，但是一张测绘地面的图象必须用地面距离来表示。仍讨论图 8.25 中旗杆底部，我们注意到水平位移 y 由下式给出：

$$y = \sqrt{R_B^2 - h^2} = h \tan \theta_B \quad (8.37)$$

因为 y 和 R_B 的关系不是线性的，图象上的比例尺就有失真。若我们把图象上的位移记为 Y ，将图象上位移与空间位移联系起来的比例因子记为 a ，我们可以得出：

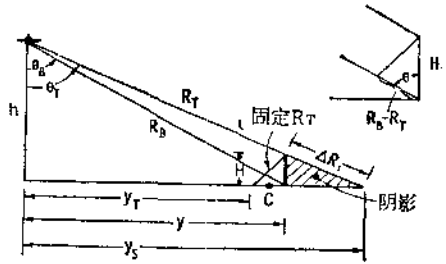


图 8.25 侧视机载雷达高度失真和阴影区

$$\begin{aligned}
 Y &= a(R - R_0) \\
 &= a(\sqrt{h^2 + y^2} - h)
 \end{aligned}
 \tag{8.38}$$

这里我们把 R_B 的下标去掉了，因为我们处理的是一般关系而不是仅仅旗杆的底部。以地面位移为基准的图象上位移变化率为

$$\frac{dY}{dy} = a \frac{y}{R} = a \sin \theta
 \tag{8.39}$$

对于一个保持固有地面比例尺的图象，这导数应是个常数，但显然它不是常数。因为相对于地面位移的变化率与 y 或与 $\sin \theta$ 成比例，当接近垂直时，这导数值很小，因而那里的 y 很小。这意味着相对于远离航线的水平变化量来说，接近垂直处所显示的图象的水平变化量被压缩了。

一个常用来克服这种压缩效应并能产生一张人们希望它能较好地显示地面情况的图象的系统，是真实地面距离 (TRG) 显示器。下面将看到，这名字不是个很合适的名词，因为这显示器只对平地才能以正确的关系显示地面距离(位移 y)，而对山区或城市实际上会引起更大的失真。真实地面距离显示概念是使图象上的位移等于

$$Y_T = a_T y
 \tag{8.40}$$

其中 a_T 是个常数。因为信号时延实际上与斜距成比例，我们可以写成

$$Y_T = a_T y = a'(R - h)
 \tag{8.41}$$

其中 a' 是斜距与位移之间的可变比例因子，显然，

$$a' = \frac{a_T y}{R - h} = a_T \frac{\sqrt{R^2 - h^2}}{R - h} = a_T \sqrt{\frac{R + h}{R - h}}
 \tag{8.42}$$

因为可变比例因子可以在图象上通过用非线性扫描来产生。扫描方式由(8.42)式给出，式中 R 将变换成时延。可惜，要对扫描进行精确的修正，必须精确地知道高度 h 。这意味着真实地面距离显示必须与雷达高度表或其它精确测高计同时使用，非线性扫描器中必须装有修正不同高度的装置。

距离和高度混合失真

如上所述，在平地上采用真实地面距离显示器可以工作得很好，但当地面是丘陵就会产生问题。再用图 8.25 中旗杆的例子来研究。仍使用扫描位置与时延成线性关系的正常斜距显示器，与旗杆高度有关的在显示器上位移由下式给出[参阅(8.35a)式]：

$$\Delta Y = a \Delta R \approx a H \cos \theta
 \tag{8.43a}$$

用真实地面距离显示时，上式变为

$$\Delta Y_T = a' \Delta R = a_T \sqrt{\frac{R_B + h}{R_B - h}} H \cos \theta
 \tag{8.43b}$$

对于到航线侧向距离 (y 或 $R_B - h$) 为很短时，(8.43b) 式中平方根因子具有加重由旗杆高度所引起的位移值的作用。例如，若 $\theta = 45^\circ$ ，平方根因子为 2.41。而在 20° 时，这因子为 5.67。甚至在 80° 时，它还为 1.19。因此，若 $a_T = a$ ，看起来旗杆在所有距离上更向航线这边倾斜，当角度小于 45° 时，看起来它比斜距上显示的大 2.4 倍或更大。

为了了解在到飞机侧向不同距离上的效应的大小，研究下面的例子：

例：

飞机高度 $h = 10\text{km}$ ，旗杆高度 $H = 100\text{m}$ ，下表说明在四个距离上的视在高度

(或向航线这边的视在位移)。

y (km)	θ (°)	视在高度	
		$\Delta Y/a$ (m)	$\Delta Y_T/v_T$ (m)
5	26.6	89.4	378.9
10	45.0	70.7	170.7
25	68.2	37.1	54.9
50	78.1	19.6	23.9

注意,对于两个较近距离,在用真实地面距离显示时,旗杆的视在高度比其实际高度高,而用斜距显示时,它总比实际高度低。若人们如要用这来确定高度,两种方法都不能给出一个正确的答案。如果人们想获得对地面位置的满意描述,那末高度效应将会被真实地面距离显示装置大大地失真掉。旗杆向着图象中心倾斜,这也许不是一个严重问题,但当旗杆高度被山腰上一点所取代时,问题就可能相当严重,因为整个山岳在一个错误的位置上成象。

图 8.26 说明了山地的影响,采用斜距显示(上面)和真实地面距离显示(下面)。注意,在雷达一侧的第一座山的山顶所成的象比近处的山脚还要靠近航线,表明了有很大失真。但在真实地面距离显示器上,这种失真比在斜距显示装置上还严重。

与斜距和地面距离之间差异有关的固有失真在雷达中是不能完全克服的。但在山区,斜距显示看起来比真实地面距离显示更“逼真”些。真实地面距离显示产生的失真十分明显。在山区的图象中,山看起来实在不象。因此,一个可选用真实地面距离显示方案的雷达,还应考虑是否选用斜距显示方案,至于选定哪一种则通常要视地形的峻峭程度而定。

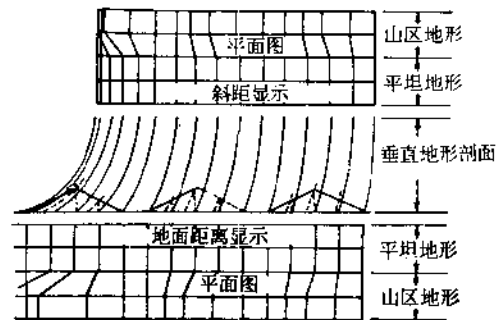


图 8.26 斜距显示与真实地面距离显示的比较
(引自 Reeves, 1975)

运动失真

图象可能有五种运动失真:

1. 变更速度。胶片传动速度与飞机速度没有正确同步,从而导致在沿航迹方向产生非线性“拉伸”或“压缩”。
2. 偏离直线航线的侧向或垂直运动。这导致曲线的畸变,它使平行于航迹的直线(如公路)看起来成弯曲的,通常这项畸变很严重。
3. 飞机偏航。偏航运动的影响是使不同点相对于其它点的方向发生失真,失真度取决于它们离航线的位移量。如转弯时产生的急剧偏航,可以使图象完全失真。
4. 飞机纵摇。纵摇运动的影响是使波束与地面的交点移到机下点正侧向的前面或后面。这效应与在平地上飞机速度与胶片运动的非均匀同步的效应相类似。
5. 飞机的侧滚的影响是改变在图象上不同点处的天线增益,从而改变了灰度。

1—4 项示于图 8.27 中。若这些运动被飞机导航系统灵敏地检测出来，则如前面所讨论的那样可以进行修正。但若未被迅速而精确地测出，则当飞机在湍流情况下飞行时，所得的图象会严重地被变坏。

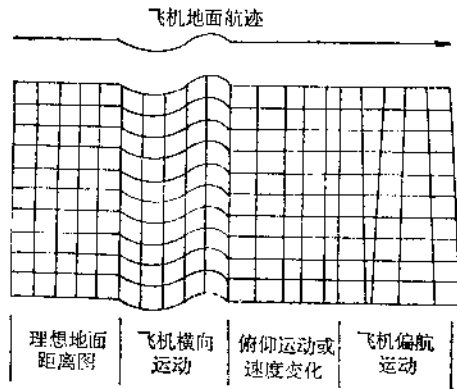


图 8.27 对飞机运动未进行补偿情况下的侧视机载雷达的方格网图(引自 Reeves, 1975)

8-10.2 侧视机载雷达测高度

固有的“视差误差”既是讨厌的，也许又是有用的——利用高度失真和阴影区特征，不论对系统进行或不进行修改，均可用侧视机载雷达来测定地面上各点的高度。

利用阴影区

如描述图 8.25 有关问题时曾指出，在旗杆后面有显著的阴影。在山岳、树木或建筑物的后面也会有阴影区。有时候，阴影的长度足可以用来估计目标的高度。阴影区长度 ΔR_s 为

$$\Delta R_s \approx H / \cos \theta \quad (8.44)$$

因为对于大的 θ ，方程右边的分母很小，这时甚至很低的目标也可以用其阴影长度来确定它们的高度。例如，假定斜距分辨力 r_x 为 10m 若目标高度 $H = 5\text{m}$ ， $\theta = 80^\circ$ ，则 $\Delta R_s = 28.8\text{m}$ ，它约占 3 个象素。因此，可以根据阴影长度来估计目标高度，虽然由于所涉及的象素数目较小，估值不很可靠。

用雷达作立体观测

立体效应与航空摄影被广泛地联用，以测定高度。大多数地形图是通过航空象片的重叠对 (overlapping pairs) 的体视判读来制成的。同样的技术可用于雷达，但如在图 8.25 的讨论中曾指出，雷达立体观测与光学系统不同，因为在象片上较高的目标显得比较遥远，而在雷达图象上则显得比较近。对摄影来说，立体效应是通过飞机飞行中拍摄连续的重叠象片来获取的。而对于雷达来说，通常的方法是飞行重叠的不同飞行路线，并用所得的图象形成立体图象。飞行路线可以在所观测地区同一面，也可在其对面。图 8.28 示出了对面立体观测情况。从两个指示位置上观测一个高度为 H 的目标，它向航线 1 上的飞机倾斜一个距离 ΔR_1 ，而向航线 2 上的飞机倾斜一个距离 ΔR_2 。当将这两个图象叠合，并向侧面平移，直到地面上同一点的两个图象重叠，所需的平移量是 ΔR_1 和 ΔR_2 之和。因此，根据图象中的位置和两条航线之间的间距的已知值，可以确定高出平均地平面的高度。当通过立体观察器观测这样的图象对时，视差效应将使山岳呈现三维状，很象在立体图中的形象，当然只是位移与照片中的位移是相反方向的。但是人们可以训练自己如何去辨别雷达图象上高的点和低的点。

对面立体观测的困难是阴影。因为一个图象产生的阴影位于目标的一侧，而另一个图象产生的阴影在目标的另一侧。通常这类目标很难识别。事实上，某特定目标在一张图象中它可能处于一较高目标的阴影中，而在另一张图象中却可能不在阴影中，所以甚至在两张图象上不是都能看到该目标。解决的办法是用同一侧立体观测，如图 8.29 所示。同一侧立体观测也用两条航线，但它们彼此作水平（如图所示）或垂直平移。因为在这种情

况下, ΔR_2 与 ΔR_1 不同, 就产生了立体观测效应。当将这二张图象平移, 使得一张图象上的特定目标与另一张图象上该目标相叠合, 正如对面立体观测或摄影时一样, 可以用平移的量来确定高出平均地面的高度。但在这情况下, 是用 ΔR_2 和 ΔR_1 之差来确定高度的。因为两个图象的阴影都在同一侧, 这方法用起来比对面立体观测的容易些。它曾被广泛地用于测绘遥远边区, 在那里缺乏其它手段来获取高度信息。

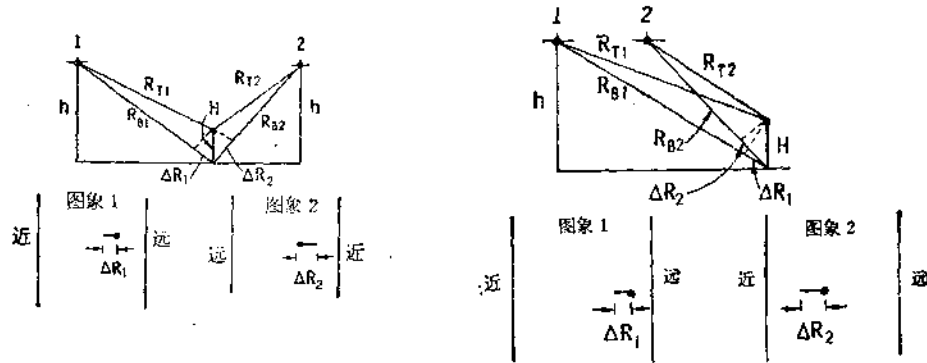


图 8.28 对面立体观测

图 8.29 同侧立体观测

干涉仪

雷达还曾用过别的方法测定高度, 即利用在第七章中讨论的干涉仪技术。装载雷达的飞机带两副天线, 一副天线在另一副的上面, 如图 8.30 所示。其中一副天线作发射, 而两副天线都接收。两副天线来的电压在接收机内相加, 所以合成电压为

$$V_R = V_{R1} + V_{R2} = |V_{R1}| [e^{-i2kR_1} + e^{-ik(R_1+R_2)}] \quad (8.45)$$

式中距离下标如图 8.30 所示。若两距离之间的差为 ΔR , 则 (8.45) 式可改写为

$$V_R = |V_{R1}| e^{-i2kR_1} [1 + e^{ik\Delta R}] \quad (8.46)$$

但 ΔR 的值与天线之间间隔 s 和角度 θ 的关系为

$$\Delta R = s \cos \theta$$

所以接收到的电压为

$$V_R = |V_{R1}| e^{-i2kR_1} [1 + e^{-iks \cos \theta}] \quad (8.47)$$

在 θ_n 角处出现零点, 其中

$$ks \cos \theta_n = (2n + 1)\pi$$

或

$$\cos \theta_n = \frac{(2n + 1)\lambda}{2s} \quad (8.48)$$

若角度 $\Delta \theta_n$ 是两个零点之间的距离, 则它由下式给出:

$$\Delta \theta_n \approx \frac{\lambda}{s \sin \theta_n}$$

例如在 45° 时, 对于 100 波长的间距来说, $\Delta \theta_n = 0.8^\circ$ 。因而在 45° 附近时, 每隔 0.8° 就有一个零点。

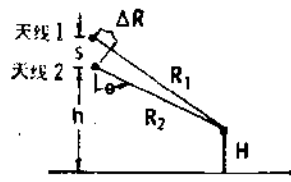


图 8.30 干涉仪的几何图形

用这种系统可产生两个图象：一个是用单个天线产生一个正常图象，另一个用两个天线产生零点图。这两个图象可以叠合。可以用“真实图象”上零点图的位置来测定高度。若天线是稳定的，则可以知道零点正确位置 θ_0 的角度。用距离测量法可正确测定到零点上一点的斜距 R_0 。利用 θ_0 和 R_0 之间的几何关系来求出目标高度 H 。

斜视立体观测

正确设计的天线系统和记录系统可使雷达产生立体图象，并可以用一条飞行航线形成的立体图象来测定高度。这种情况示于图 8.31 中。对飞行路径上某给定点，使用两个波束，一个前波束，一个后波束。所采用的角度不是关键的，但一般可选侧视方向的前后 45° 。交替地在两个波束上发送脉冲，并用两个记录器，每个波束用一个。记录用的阴极射线管上的扫迹必须与波束倾斜一个相同的量，以产生合适的图象。在图中，先画出了扫描线的方向，然后画出了在两个位置上的波束位置，在这两位置上，可对地面某给定点进行成象（在位置 1 上用前波束，位置 2 上用后波束）。若地面上的点是个旗杆，在每个图象上旗杆顶部从其底座处向雷达位移，但两个图象上朝向雷达的方向不同。于是可将图象

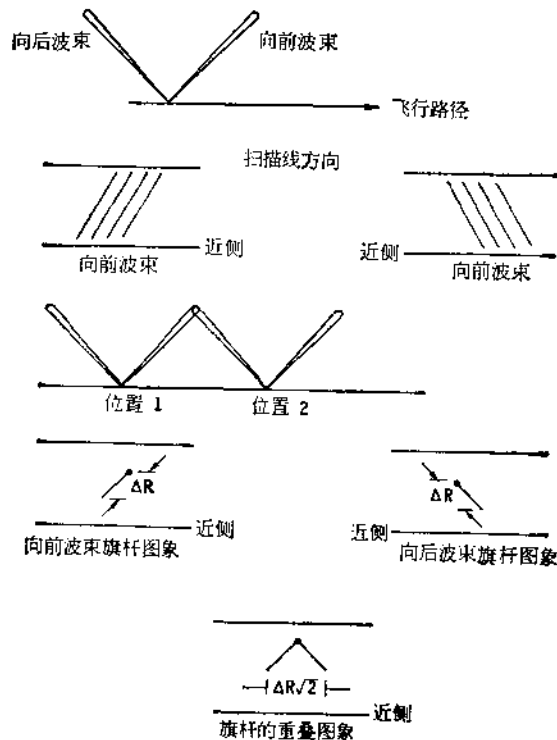


图 8.31 斜视波束的立体雷达 (45° 斜视)

在旗杆底座处叠合，旗杆顶部图象之间的间隔表明旗杆的高度。同样技术还可用下面的方法，即在某高度处取一特定点，譬如旗杆顶部，然后将两图象在该点叠合，相对于一个基准地平面的图象位置，用所需图象平移量来确定其高度。

为使斜视立体观测系统工作，两个波束都必须是扇形波束。就是说，它们的水平方向波束宽度很窄，而在垂直方向的波束宽度很宽。这波束方向图应处在一平面内。只有当波束指向垂直于孔径时，才可以实现这一点。因此，斜视方式的立体观测系统要求两个天线相对于飞机轴必须斜置。用这技术时，不能采用相位超前方法来达到波束的倾斜，因此这技术不能用于合成孔径，因为斜视方式合成孔径成象只能通过相位超前来实现（第九章）。

若通过相位超前来使波束倾斜，这“扇形”的基本形状是以沿阵列轴向为中心的锥形，而不是垂直于阵列轴的一个平面。当用锥形时，已证明（Carlson 1973），比如说，旗杆的图象向航线倾斜并与航线相垂直（如图 8.32 所示），而不是沿波束倾斜（如图 8.31 所示）。因而当底部准时时，在沿航迹方向上旗杆图象顶部之间没有间隔。但这方法可用来代替双航线的立体观测方法，因为位移的量取决于斜视的角度。若利用相位超前相同量的两个波束作前后斜视，则每个图象上高的点的位移相同。但若一个波束利用相位超前斜视，另一个波束垂直于航线，则向航线方向位移的量（旗杆长度）不同。因此，将这样一图象上两点的位置进行比较，可确定高度。

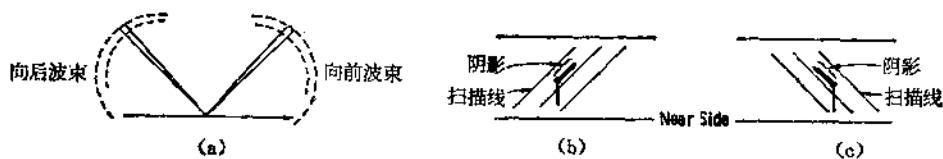


图 8.32 使用通过相位超前实现斜视的波束(锥形波束)来形成图象，不同高度具有相同的高度位移

- (a) 采用相位超前的两个斜视波束，等增益面是圆锥形；
 (b) 旗杆图象，后波束； (c) 旗杆图象，前波束

8-10.3 山与建筑物

由于山和建筑物后面的阴影，对于山区和有高建筑物的城市图象，某些区域的信息必然未能被包含，这些区域处在阴影内。因而在这样的地区内，为获取该地区各部分的图象通常要求多条飞行航线（MacDonald 等人 1969）。已证明最好的安排是飞矩形的航线。采用这种航线，可以从沿平行航线两侧，再沿与第一对航线正交的平行线两侧来观测这地区。当这些图象叠合时，所有的阴影区都被填补了。但可惜在山区将它们叠合会产生困难，因为不同图象的视差位移是不同的。

用单次飞行航线来部分地实现这目的的一个方法是采用图 8.32 的方法，即使波束向前和向后倾斜 45° ，并轮流用两波束发射，因此产生如图 8.32 (c) 和 (b) 所示的两个图象。在这两图象中由高度引起的几何失真相同。因而可以叠合图象而不用担心视差失真。阴影填补可以达到正交观测所能填补的程度。当然，在某些情况下，区域内有些地方被遮挡，使得航线上两点都观测不到，可能要求在另一侧再添一条独立的飞行航线。在这对图象上，仍保留有因偏离直线航线和由于飞机姿态变化所引起的失真。这两种失真是不相同的，所以图象正确的叠合取决于能否维持直线飞行航线和有一个稳定平台。这技术对

真实孔径和合成孔径系统是一样有用的,因为用相位超前法来实现波束倾斜可用于任何一种系统中。

习 题

8.1 一机载雷达天线具有“理想余割平方”方向图,用它对具有

$$\sigma^{\circ} = Ke^{-\theta/30^{\circ}}$$

的地形成像,若雷达高度为 5 km,计算所要求的灵敏度时间控制增益变量,并绘出简图。

8.2 一机载雷达天线具有 $[(\sin x)/x]^2$ 垂直方向图,波束中心处在 70° ,半功率点波束宽度为 30°

(a) 用于 $\sigma^{\circ} = Ke^{-\theta/4.5^{\circ}}$ 的海洋上,

(b) 用于 $\sigma^{\circ} = Ke^{-\theta/15^{\circ}}$ 的陆地上

计算回波信号随 θ 变化情况, θ 从 45° 到 85° ,每挡 5° 。比较天线方向图的影响和 σ° 变化的影响。

8.3 一个 3.2 厘米侧视机载雷达使用 50 ns 脉冲,中频带宽 20 MHz。有一 4 m 长天线,具有均匀孔径分布。该雷达飞行高度 6 km 距离 30 km。求出从 5 km 到航线侧向地面距离内,每 5 km 为一间隔的下列值:

(a) 方位分辨力,

(b) 距离分辨力,

(c) 等效方形像素,

(d) 潜在的独立取样数,

(e) 当所有取样相加时,和当 2 个取样相加时的 r_s 。

(f) 当所有取样相加时和当 2 个取样相加时,并具有同样可判读性 (r_{sm}) 时,求方形像素的等效尺寸。

8.4 与上题相同的雷达,只是它现在的发射带宽为 100 MHz,使用 50 ns 脉冲,接收带宽为 100 MHz。求与上题相同的诸值。

8.5 一个 3.2 cm 波长的侧视机载雷达使用 80 毫微秒脉冲,所得的距离分辨力为 12.5 m。其天线的单程水平波束宽度为 8 mrad 并具有 $[(\sin x)/x]^2$ 方向图。当高度为 3 km 时,求在 3 km 到 15 km 地面距离内每 3 km 为一间隔时,同习题 8.3 所求同样诸值。

8.6 通过求出下列值来比较表中所列的各雷达性能,高度为 3 km,

(a) 等效方形像素,

(b) 斜距为 10 km 时等效象片质量像素。

	AN/APQ-97	AN/APS-94D	堪萨斯大学侧视机载雷达
双程 β_s (mrad)	1.1	7.5	6
脉宽(ns)	70	250	80
N_s	2	尽量最好	尽量最好
λ (cm)	0.86	3.2	3.2

8.7 堪萨斯大学的侧视机载雷达诸参数如下:

峰值功率	25 kW
脉冲宽度	80 ns
最大天线增益	31 dB
水平波束宽度	6 mrad (双程)
噪声系数	9 dB
带宽	16 MHz
频率	9.4 GHz
脉冲重复频率	2000 Hz

(带宽是指接收机带宽,不是超带宽),雷达的飞行速度为 100 ms^{-1} , 高度 2 km , 在地面距离 10 km 处天线增益最大。求下列值:

- (a) 在地面距离 10 km 处的地面距离分辨力,
- (b) 在地面距离 10 km 处的沿航向分辨力,
- (c) 当 $\sigma^0 = -20 \text{ dB}$ 时,地面距离 10 km 处的信噪比,
- (d) 地面距离 10 km 处的独立取样数,
- (e) 地面距离 10 km 处的象片质量的等效方形象素,
- (f) 在地面距离 10 km 处 2000 m 高的天线塔的视在长度。

8.8 用一雷达对图 8.33 所示的景物进行成像。雷达飞行高度为 2 km 。用下面列出的 B 型扫描显示和平面位置显示,不考虑在扫描期间飞机运动的影响,按显示器上见到的比例绘图。

- (a) B 型扫描,斜距显示,最大距离为 10 km ,
- (b) B 型扫描,真实地面距离显示,最大距离为 10 km ,
- (c) 平面位置显示,显示器中心距雷达中心 1.8 km , (雷达高出地面 200 m), 最大距离为 10 km , 只用前面的 180° ,
- (d) 用真实地面距离显示,其余与 (c) 相同。
- (e) 侧视机载雷达,斜距显示,最大距离为 10 km , 最小值为到雷达正下方的地平面距离。
- (f) 用真实地面距离显示,其余与 (e) 相同。

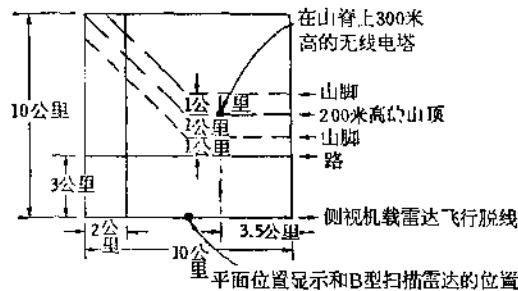


图 8.33 习题 8.8 的景物

8.9 从 5 km 高度处对一个理想的有网格的地形(见图 8.34)进行成像。按在显示器上见到的比例绘图

- (a) B 型扫描,斜距显示,最大距离为 10 km ,
- (b) 真实地面距离显示,其余与 (a) 相同。
- (c) 平面位置显示,快速扫描,以雷达正下方地面为中心点,最大距离为 10 km ,
- (d) 侧视机载雷达,斜距显示,最大距离为 10 km , 最小距离到雷达正下方点。
- (e) 真实地面距离显示,其余与 (d) 相同。
- (f) 航偏角(偏航) 10° , 其余与 (d) 相同。

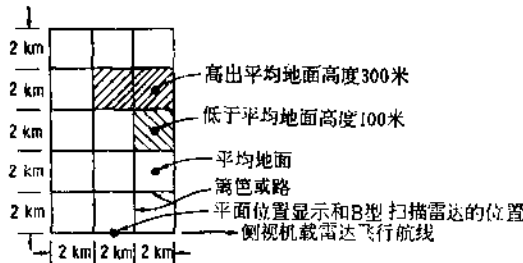


图 8.34 习题 8.9 的景物

8.10 一部侧视机载雷达,两次飞越习题 8.9 所示的景物。一次按图 8.34 所示路径飞行,另一次

沿进入图象 2 km 后的一条平行路径飞行。在斜距显示器上绘出所产生的两幅图象。在真实地面距离图上绘出进行高度测定时的两幅图象的相对位移量。

8.11 除了第二条飞行路径是在往回看图象的另一边(对面立体观测)以外,其余与习题 8.10 同。

8.12 雷达成象器工作波长为 8.6 mm, 它有两部接收机, 所以可用干涉仪方式测高。附加的接收天线装在主天线上面 2 m 处。当干涉仪的入射角在 60° 附近时, 求出零等值线在平坦地面上的间隔。对于习题 8.8 所示的图象, 在山脊附近的展开图中画出这些零等高线, 并将零等高线叠加到该习题中采用斜距显示的侧视机载雷达所产生的图象上。

第九章 合成孔径侧视机载雷达系统

9-1 引言

合成孔径侧视机载雷达系统 (SAR) 是一部非常复杂的设备。本章只能对它作一些基本的讨论, 其它的、更复杂的讨论留在第三卷进行。合成孔径雷达最重要的问题之一, 就是在分辨力、辐照带宽度和斑纹之间进行折衷。这问题将和模糊问题一起讨论。合成孔径雷达的功率考虑与真实孔径雷达的相类似, 但不完全相同。因而对这个问题进行单独讨论。除了真实孔径雷达产生的图象中出现的几何误差和失真以外, 很小的运动和电子系统的漂移均会在合成孔径雷达中引起误差, 因而还对这个重要题目作了讨论。合成孔径雷达问题中最复杂的部分是将回波信号处理成图象。本章只介绍解决这个问题的方法, 详细讨论仍将留给第三卷。

9-2 研究合成孔径雷达的方法

在理解合成孔径雷达时, 问题之一是可以从许多不同观点来研究合成孔径雷达, 而每种观点均会导致处理器的一种或几种不同的实现方法。有关合成孔径的某些观点概括如下:

1. 合成的天线孔径。
2. 多普勒波束锐化。
3. 与参考点源目标响应进行相关。
4. 接收点源目标信号的匹配滤波器。
5. 多普勒频移的去线性调频(与距离域的脉冲压缩系统的去线性调频相类似)。
6. 等效于光聚焦。

本节中将扼要讨论上述诸概念。

9-2.1 合成孔径

图 9.1 示出了将焦点对到某特定目标时的合成天线孔径的概念。注意聚焦天线与通常的非聚焦天线之间的差别。在非聚焦天线中, 发射波束限于尽可能接近于平行射线。对接收来说, 则可认为信号源在很远处, 致使射线基本上是平行的。在设计通信天线、真实孔径雷达 (RAR) 天线和大多数其它的雷达天线时, 都是这样考虑的。但是合成孔径雷达通常有一个很长的孔径, 致使波束必须聚焦到目标所在位置的那点上, 这和摄影机中透镜系统聚焦到附近物体上相类似。与摄影机相类似, 我们可以说, 在常用的天线设计中, 通常是透镜聚焦于无限远处。而聚焦于附近物体的透镜, 则与合成孔径雷达中使用的聚焦天线相类似。

图 9.1(a) 表明如何建立一个聚焦在目标 T 上的 5 个阵元的真实孔径阵列。阵列中各阵元都与求和点相联接, 而从不同阵元来的所有电压都在该求和点相加, 各阵元与求和点

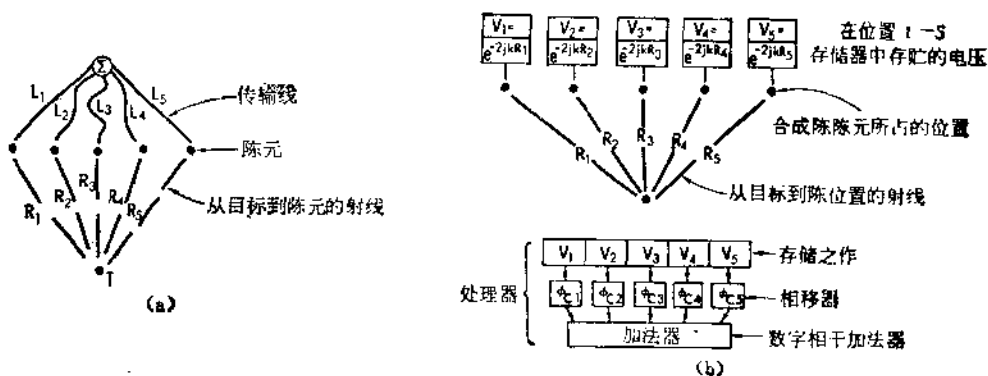


图 9.1 合成孔径概念
 (a) 聚焦在目标 T 上的真实孔径等效阵 $L_1 + R_1 = L_2 + R_2 = L_3 + R_3 = L_4 + R_4 = L_5 + R_5$;
 (b) 等效于 (a) 的真实孔径雷达的合成孔径。

相联的传输线的长度，则取决于到目标的距离和阵列中各个阵元的位置。若不同阵元的贡献必须同相相加，则对各阵元来说，信号从目标到达求和点的总相位延迟必须相同；当他们确是同相相加，则我们说该阵聚焦在该目标点。这意味着对于每个阵元来说，从目标到求和点的等效总距离必须相等，因而

$$L_1 + R_1 = L_2 + R_2 = L_3 + R_3 = L_4 + R_4 = L_5 + R_5$$

长度 L_i 是传输线的“等效自由空间长度”，即我们假定传输线上的相速与空间电波的相速相同。在传输时，信号都从接收时的求和点位置开始，因而沿各路径传输时的相移也与沿其它所有路径的相移相同。因此，对于目标 T 的位置，总的往返相移对于各阵元来说都是相同的，而不同阵元来的电场全部同相相加。至于在天线前的任何其它地方目标来说，由于目标到求和点之间距离各不相同，所以不同阵元所贡献的相位不同，输出也就比位于焦点 T 的目标的要小。在实际的真实孔径天线中，长度 L_1 至 L_5 ，可能不象图中所示那样，而是可能差一个波长或几个波长，但其相位关系仍保持不变。

图 9.1 (b) 示出了等效于 9.1(a) 的真实孔径聚焦阵列的合成孔径。合成阵的各阵元点在不同时刻被占据，当占据该阵元点时，记录下接收信号的振幅和相位。为了简便起见，我们在这里假设所有振幅是相同的，需要记录的只是相位。相位如图 9.1(b) 上方的方框中所示。对于阵元 i ，其电波往返传输相移为 $2kR_i$ ，在所有的目标相位被记录下来之后，即合成阵的每个位置已被雷达占据过之后，将存储单元 1 至 5 的存储值进行相移，其相移的量是为补偿距离 R_1 到 R_5 之间的差异所要求的量。实际上就是 V_i 乘以 e^{+j2kR_i} ，其它存储单元依此类推。这相位校正量 $+2kR_i$ 在图中用 ϕ_{i1} 表示。所有校正过的信号的相位矢量之和是单个信号值的 5 倍。假如以同样的相位校正量加到另外一点目标的回波上，由于该点的空间产生的相移与这些校正量不同，那末，相位矢量和的数值就会小于 5 倍。因此，施加合适的校正量能够形成聚焦于目标位置点 T 的合成阵列。

在这一种合成孔径雷达的实现方法中，并不要求从阵元 1 到阵元 2，到阵元 3，到阵元 4，到阵元 5 的连续运动。阵元不一定是等间隔的，而且运动的方式可以是不以任何特定的次序均匀地占据不同阵元的位置。唯一的要求是要知道每个阵元相对于焦点 T 的位置，

并在处理器中加上合适的相位校正量。

在数学上,我们可以将图 9.1(a) 中路径 1 的总相移用 ϕ_T 来表示,该路径在空间的相移用 ϕ_{s_i} 来表示,传输线上的相移用 ϕ_{L_i} 来表示。因此,我们可以写成

$$\phi_T = \phi_{L_i} + \phi_{s_i} = \phi_{T_i} = \phi_{L_i} + \phi_{s_i} = \phi_T \quad (9.1)$$

其中在空间的相移为

$$\phi_{s_i} = 2kR_i \quad (9.2a)$$

传输线上的相移为

$$\phi_{L_i} = 2k_L L_i \quad (9.2b)$$

其中 k_L 是传输线的波数。

所以,在传输线中所需的相移为

$$\phi_{L_i} = \phi_T - \phi_{s_i} \quad (9.3)$$

由此及 (9.2b) 式可以确定传输线的长度为

$$L_i = \frac{\phi_T - 2kR_i}{2k_L} \quad (9.4)$$

因此,阵元 i 所接收到的电压为

$$V_i = e^{-j2kR_i} = e^{-j\phi_{s_i}} \quad (9.5)$$

为此,我们需要一个校正量

$$\phi_{c_i} = \phi_{L_i} = \phi_T - \phi_{s_i} \quad (9.6)$$

假如我们加上这一校正量,则在求和点得到的电压为

$$V = \sum_i e^{-j\phi_T} = 5e^{-j\phi_T} \quad (\text{对焦点处的目标}) \quad (9.7)$$

$$|V| = 5 \quad (9.7a)$$

以上的分析描述方法可应用于合成孔径。但对于合成孔径,只要使 $\phi_{c_i} = \phi_{s_i}$, 就可使 $\phi_T = 0$ 。

多普勒波束锐化方法

最初的合成孔径雷达是由 Wiley 在五十年代初研制成的,称为多普勒波束锐化器 (Wiley, 1967)。合成孔径一词是在五十年代后期才采用的。与合成孔径方法不同,多普勒波束锐化方法没有等效的真实孔径。图 9.2 用图解说明将合成孔径雷达看作是聚焦多普勒锐化系统的情况。图 9.2(a) 给出了其几何关系。

图 9.2(a) 示出飞机上的雷达,其高度为 h , 在坐标原点后面的距离为 x_R , 即飞机的坐标为 $(-x_R, 0, h)$ 。目标 T 的坐标为 $(-x_T, y_T, 0)$ 。所示椭圆表示飞机上的真实天线波束投射在地面上的半功率等场强线。为了绘图方便,椭圆的宽度被夸大了。事实上,它通常是一个窄的扇形波束,沿航迹方向的波束宽度为 β_h 。地面距离分辨力 r_r 也在图上标出。包围目标的实线和在 x 方向上以波束边缘为界的实线,表明在某特定瞬间对回波起作用的面积。还示出了围绕目标的两根恒定多普勒频率的轮廓线(等多普勒线)。其间隔 Δf_D 就是用于产生波束锐化的多普勒滤波器的带宽 B_{DF} 。

在此情况下的目标的多普勒频率为

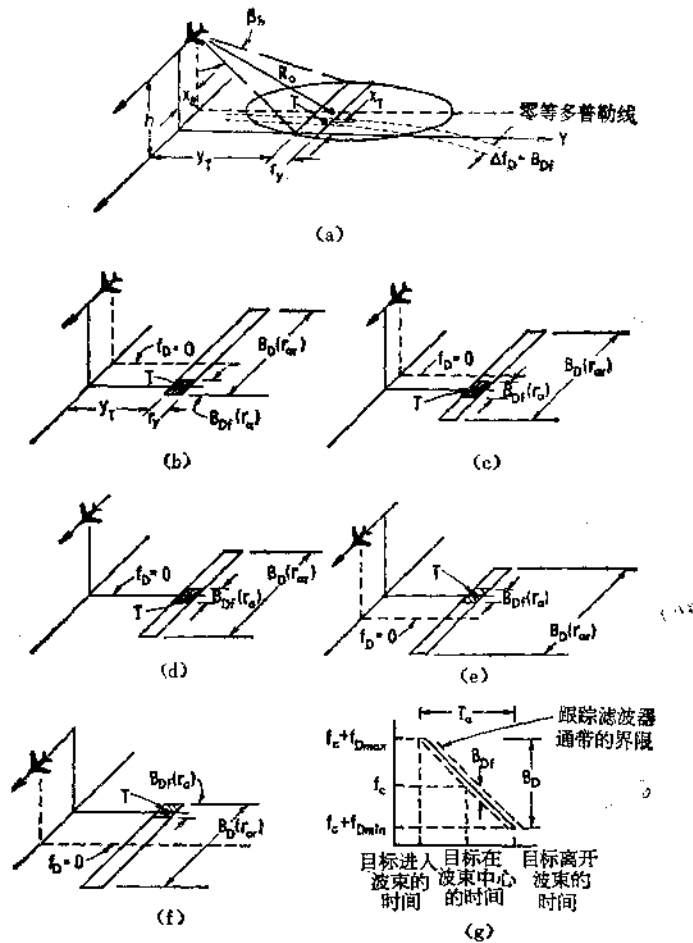


图 9.2 多普勒波束锐化合成孔径雷达设计原理中假设使用一个跟踪窄带多普勒滤波器
 (a) 合成孔径雷达多普勒计算的几何关系; (b) 高值正多普勒频率; (c) 中值正多普勒频率; (d) 零值多普勒频率; (e) 中值负多普勒频率; (f) 高值负多普勒频率; (g) 有关的频率

$$f_{dT} = \frac{-2u(x_R - x_T)}{\lambda R} \quad (9.8)$$

注意到目标位置 x_T 是固定的, 而雷达位置 x_R 是变化的. 对于图 9.2(a) 的实例, 多普勒频率是正的, 因为两个 x 的值都是负的, 而 x_R 的数值较大. 随着 x_R 增大 (开始是变成较小的负数), 多普勒频率减小. 如果对波束通过目标过程中所引起 R (雷达到目标的斜距) 的微小变化忽略不计, 则如图 9.2(g) 中所示, 频率减小是线性的.

图中 (b)–(f) 部分说明当波束连续照射目标时聚焦的多普勒波束锐化系统的效果, 即最初是波束的前沿照射, 然后是波束的其它部分照射, 直到最后, 波束通过. 为此, 我们通过移动坐标系使目标总是处在 y 轴上, 来简化图 9.2(a) 的几何图形. 即目标位于 $(0, y_T, 0)$ 处. 在地面上, 沿航迹方向照射区的长度简单地认为是具有同样波束宽度的真实孔径雷达的分辨力.

$$r_{or} = \beta_h R \quad (9.9)$$

由该雷达接收的多普勒频移信号的总带宽与真实孔径雷达信号的相同。这带宽为

$$B_D = \frac{2u}{\lambda} \beta_h = \frac{2ur_{or}}{\lambda R} \quad (9.9a)$$

多普勒波束锐化是利用一个跟踪目标的多普勒频移信号频率的窄带滤波器来完成的。由这个滤波器所限定的地面范围由画阴影线区来表示,宽度为 r_a 。正如图 9.2(a) 讨论中所指出的,其带宽为 B_{Df} 。

在图 9.2(b) 中,波束刚开始照射目标。这时多普勒频率处在真正的最大值,而滤波器选出照射区前沿的一小区域。在图(c)中,飞机已向前移动了波束覆盖地面长度的 1/4 距离,多普勒滤波器所跟踪的目标信号已降到中等大小正多普勒频率。在图(d)中,飞机已移动到与目标相平行的位置,这时多普勒频率为零,因而滤波器中心也是零。在图(e)中,飞机沿航线又向前移动了 1/4 波束宽度,滤波器这时跟踪到中等大小负多普勒频率。最后,在图(f)中,飞机向前移动到波束即将离开目标的位置上,这时滤波器输出以其最大负频偏为中心。

图 9.2(g) 示出了当跟踪滤波器跟踪与点目标有关的多普勒频移时的多普勒频移值和跟踪滤波器的通带范围。对从波束其它部分来的雷达回波则不是一视同仁的,因而与它们有关的多普勒频率不能通过跟踪滤波器。这滤波器的带宽与沿航迹方向分辨力 r_a 的关系为

$$B_{Df} = \frac{2ur_a}{\lambda R} \quad (9.10)$$

可对上式进行变换,获得用特定滤波器的带宽来表示的分辨力

$$r_a = \frac{\lambda R}{2u} B_{Df} \quad (9.10a)$$

虽然在概念上,使用一个跟踪滤波器或一组跟踪滤波器是实现多普勒波束锐化的简单方法,但实际上,如以后将讨论的,是用不同方法来实现多普勒波束锐化的。还将讨论对可能使用的多普勒滤波器宽度的限制,从而讨论了对 r_a 的限制。

9-2.2 与基准点目标响应进行相关

在图 9.3(a) 中示出了将合成孔径雷达看作是相关器件的基本方案。接收机输出 $v_r(t)$ 和基准函数 $v_s(t)$ 一起馈入相关器。当两个信号在时间上相同,而且有相同的波形,则相关为极大值。因此,当目标位于基准函数所设计的那一点上时,则相关器输出为最大,而其它目标则受到不同的待遇。为弄清它是如何工作的,我们假设接收到的信号为

$$v_r(t) = e^{j\phi(t)}$$

接收信号的相位是与载波和多普勒频移相应的角频率的时间积分,由下式给出:

$$\phi = \int (\omega_c + \omega_D) dt = \omega_c t + \int \frac{4\pi u x}{\lambda R} dt \quad (9.11)$$

其中 x 是在沿航迹方向上雷达与目标之间的位移。因为这位移随时间成线性变化,即

$$x = ut$$

相位的最后表示式为

$$\phi = \omega_c t + \frac{2\pi u^2 t^2}{\lambda R} \quad (9.12)$$

因此,若不考虑载频项,可将这信号写成

$$v_r(t) = e^{j2\pi u^2 t^2 / \lambda R} \quad (9.13)$$

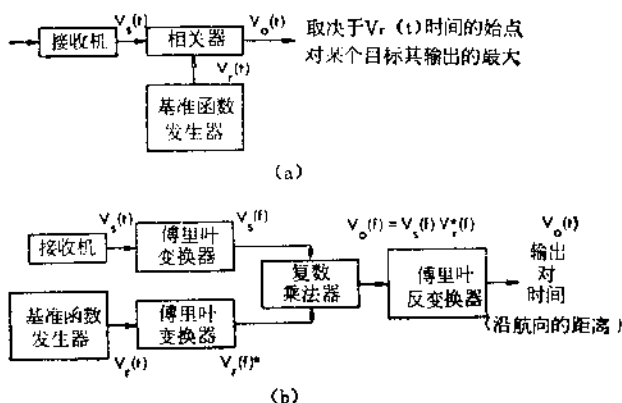


图 9.3 相关处理器的方框图

(a) 基本相关器; (b) 频率域相关器

这是 x 坐标为零的目标的相应表示式,即选择当雷达与目标相并行的瞬间为时间原点.与这位置处的点目标相对应的基准函数为

$$v_r(t) = e^{j2\pi u^2 t^2 / \lambda R} \quad (9.14)$$

当然,它和 $v_s(t)$ 相同.相关器的输出为

$$v_o(t) = \int_{-T_a/2}^{T_a/2} v_s(t) v_r^*(t + t_r) dt \quad (9.15)$$

其中 t_r 是所使用的基准函数与在 $x = 0$ 时目标的基准函数之间的偏移.当信号 [如 (9.13) 式和 (9.14) 式中] 为复数形式,则必须使用基准函数的复共轭.将 (9.13) 式和 (9.14) 式的值代入 (9.15) 式,得到

$$v_o(t) = \int_{-T_a/2}^{T_a/2} e^{-j2\pi u^2 / \lambda R (2t_r t + t_r^2)} dt$$

它可简化为

$$v_o(t) = e^{-j2\pi u^2 t_r^2 / \lambda R} \int_{-T_a/2}^{T_a/2} e^{-j(4\pi u^2 / \lambda R) t t_r} dt \quad (9.16)$$

注意到加在积分上的界限与天线照射目标的时间相对应.这照射的总持续时间为 T_a .假定基准函数的持续时间足够长,致使它不影响积分的界限.对这积分求值,其结果为

$$v_o(t) = j e^{-j2\pi u^2 t_r^2 / \lambda R} \frac{\sin\left(\frac{2\pi u^2 T_a}{\lambda R} t_r\right)^{\dagger\dagger}}{2 \frac{2\pi u^2 T_a}{\lambda R} t_r} \quad (9.17)$$

† 此式原文有误,现已改正. ——译者注
†† 此式原文有误,现已改正. ——译者注

因此,当 $t = 0$ 时 (即基准函数与目标彼此对准时), 相关器的输出为最大, 而且输出按 $(\sin x)/x$ 变化。因此, 离原点很远处的目标的输出将很小。此外, 如果基准函数以错误时间为中心, 则处在原点位置上的目标的输出也将很小。

很显然, 若合成孔径雷达打算要跟踪大量目标, 则必须提供许多个基准函数。避免使用大量基准函数的一个方法是在频率域进行等效的相关, 如图 9.3(b) 所示。在图中, 基准函数和接收机输出都进行傅里叶变换, 然后将它们的傅里叶变换输出相乘。再通过傅里叶反变换, 即将所得的频率域函数变换成输出波形。对于单个目标, 其输出波形出现最大值的时间视其位置而定。而对于多个目标, 反变换输出是一个序列, 序列中每个目标的时间与其位置相对应。因此, 利用这样一个系统, 就不需要多个基准信号源了。

9-2.3 对接收的点目标信号匹配滤波

匹配滤波器方法在许多方面与相关器方法相类似。图 9.4 示出了匹配滤波器处理器的基本方框图。它和其它任何匹配滤波器处理器相同。这里有一个滤波器, 其频率响应为一个点目标的信号多普勒频谱的复共轭值, 将它与输入信号串联, 以获取输出。于是输出信号是输入信号和滤波器脉冲响应 $f(t)$ 的卷积:

$$v_o(t) = v_s(t) * f(t) \quad (9.18)$$

其中滤波器的频率响应为

$$F(\omega) = V_s^*(\omega) \quad (9.19)$$

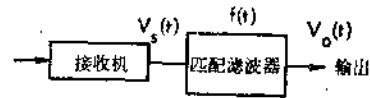


图 9.4 匹配滤波器处理器

9-2.4 类似于测距脉冲压缩中去调制的去线性调频

用于测距脉冲压缩中的去线性调频 (de-chirping) 的滤波器是一个真正的匹配滤波器。但是人们往往用另外的观点来讨论它 (见图 7.26)。图 9.5 说明当用于多普勒信号的去线性调频时的概念。图 (a) 示出了从目标来的渐降的多普勒频率, 其持续时间为 T_a , 在

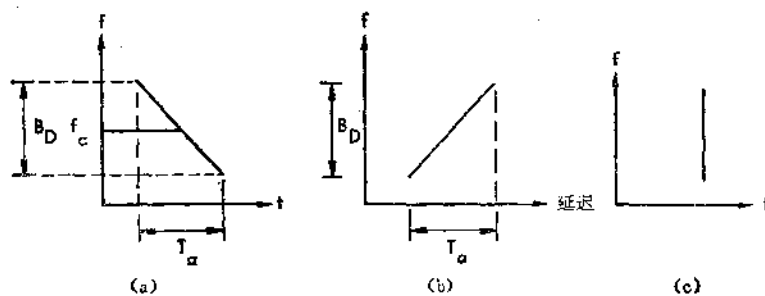


图 9.5 延迟滤波器在方位上去线性调频

(a) 多普勒频率变化; (b) 滤波器的延迟特性; (c) 带宽无限大时的输出

这期间, 目标处在照射区内。因为最低的多普勒频率 (最负的) 最后出现, 而最高的频率最先出现, 选频延迟滤波器的目的是将频率较高的信号延迟一段时间, 这一段时间就是将实际多普勒频率偏移值移到其最大负值处所需的时间。在图 9.5(b) 中, 示出了该滤波器的

延迟特性。最后的理想输出是将所有多普勒频率相应的输出叠加起来,如图 9.5(c) 所示,在同一时间产生一个输出。当然,由于多普勒带宽是有限的,所以输出的持续时间不能为零。正如在第七章中所讨论的一样,在那里,由于有限的测距带宽,所以测距脉冲压缩信号输出总有一定的持续时间。

对于测距去线性调频来说,信号的带宽为几兆赫,脉冲的持续时间为几微秒;而对于多普勒频率来说,其带宽仅几千赫或几百赫,时间延迟为零点几秒或几秒。因此,这两种情况的实现方法有很大的不同。然而由于在合成孔径雷达中,在对所接收的信号进行处理之前可以将它们贮存起来。事实上,可以以足够高的速率将它们从贮存器中读出,从而允许使用与测距去线性调频所用的同类的设备,即可以在比“实时”短得多的时间内完成处理。

9-2.5 合成孔径雷达与光学聚焦等价

最初的聚焦合成孔径雷达都采用光学处理器,虽然第一个合成孔径雷达采用了由固定滤波器组成的多普勒波束锐化器,而现在认为这是一个“非聚焦的合成孔径雷达”。目前光学处理器仍广泛地用于合成孔径雷达,使用它的主要困难是处理胶片需要时延;难以准确地控制胶片的处理过程,以及光学系统准确聚焦中的问题。

图 9.6 说明了合成孔径雷达光学处理的原理。重温图 9.1 所示的合成孔径雷达概念,并把图 9.1(a) 的合成天线的等效真实天线模型也看成是图 9.6 的等效模型。在图 9.6 中,

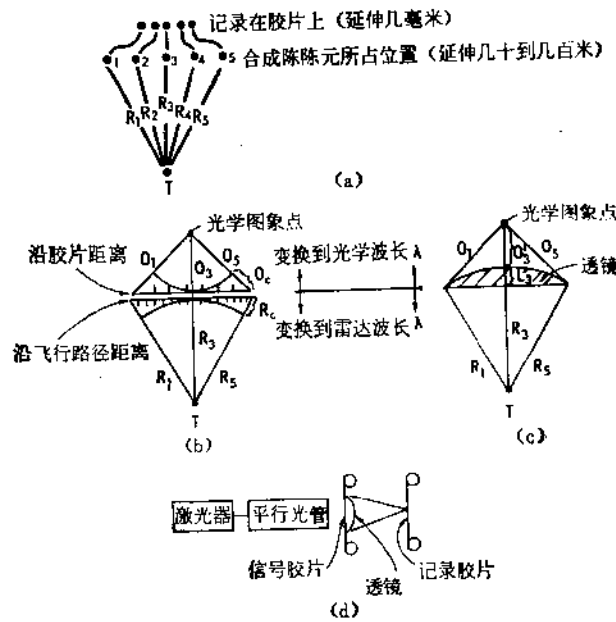


图 9.6 合成孔径雷达光学处理原理

(a) 基本的记录几何关系; (b) 所需的光学相位校正原理; (c) 用透镜进行光学相位校正; (d) 处理器的一般装置

相位相干的信息贮存在胶片上,而不是贮存在计算机的存储器中,合成孔径阵元所占据的位置可一直延伸到几十米至几百米。信号依次输入胶片记录器,在这里一个阵列长度的记

录信号所占的距离在胶片上一般为几毫米量级。记录是按次序进行的。其记录器与真实孔径的机载侧视雷达所用的基本相同。只不过真实孔径系统使用已经过解调的信号，而记录在胶片上的合成孔径信号却保持相位相干，即它有正负振幅来说明相位。这就是说，胶片上的零电平处在胶片的记录特性的中间处，正信号记录在胶片上接近饱和方向上，而负信号记录在靠近胶片特性的趾部方向上（反之亦然）。实质上，在胶片上记录是对接收信号相位变化过程的灰度再现。

人们可以把光学处理看成有点象建立如图 9.1(a) 中所示的真实孔径那样。所不同之处是它以光学路径取代了传输线。这些示于图 9.6(b) 和 (c) 中。在图 9.6(b) 的下半部刻度距离相当于雷达波长和雷达几何尺寸，上半部的刻度距离相当于光学波长和光学处理器的几何尺寸。虽然实际的光学波长没有记录在胶片上的距离那样重要，但因在一般情况下，波长比约为 10,000 量级或更大些，所以还相应地标出了几何尺寸的刻度。雷达信号从阵列的某点出发，到达目标并返回，然后记录在胶片上。胶片受平行激光束照射，光线通过胶片时，产生等效于雷达回波相位前沿的强和弱的光点。

然后，用一透镜将这信号聚焦在光成象点上，如图 9.6(c) 所示。图 9.6(b) 说明对透镜的要求，在目标与光成象点之间的总相移是沿路径 R_1 的雷达频率相移与沿路径 O_1 的光学相移之和，或沿路径 R_3 和 O_3 ，或沿路径 R_5 和 O_5 ，或沿任何这样一对路径的这两种相移之和。在孔径边缘处，必须在聚焦时校正的剩余的雷达距离量为 R_c ，而在聚焦时必须校正的光学距离为 O_c 。如图 9.6(c) 所示，这聚焦校正可用一凸透镜来实现。与透镜中薄的地方相比，透镜中厚的地方使在透镜玻璃中具有较短波长的光（或较低相速的光）有更多的相移。因此，若 k_r 是雷达波波数， k_0 是在空气中光波的波数，而 k_L 是在透镜中光波的波数，则合适的校正方程为

$$2k_r R_1 + k_0 O_1 = 2k_r R_3 + k_L L_3 + k_0 O'_3 \quad (9.20)$$

由于对雷达要进行双向路径校正，所以 k_r 要乘一个因子 2。距离 O'_3 是从透镜背面到光成象点之间的空间距离，因而它等于

$$O'_3 = O_3 - L_3$$

将这代入 (9.20) 式，我们得到所要求的透镜厚度为

$$L_3 = \frac{2k_r(R_1 - R_3) + k_0(O_1 - O_3)}{k_L - k_0} \quad (9.21)$$

孔径上其它点用类似的推理，便可以设计出透镜。

在图 9.6(d) 中示出了实际设计的最简单形式的光学处理器。这里激光是平行的，穿过胶片射到透镜上，然后聚焦到记录胶片上。令人遗憾的是光学处理的实际情况并不是如此简单的。就对聚焦过程来说，胶片上的这信号在距离方向上有散焦效应，因此必须增加一个附加的透镜来补偿这散焦效应。而且在 (9.21) 式中对透镜中心计算的校正量仅适用于特定的雷达距离 R_3 。因为雷达要对处在不同斜距的很宽的辐照带 (swath) 均能成象，处理器必须对记录在胶片上的信号通过对不同距离提供不同校正的方法来满足这些不同的斜距。因此，必须使用比图 9.6(c) 所示的横截面更为复杂的透镜。

在这一节中，从六个不同观点来讨论了合成孔径雷达。对这六种观点所作的数学表示的仔细分析表明，它们全都是等效的。因为如用它们中的任一观点来讨论合成孔径雷达都是有效的，因而它们一定是等效的。但是，这六种观点（可能还有一些其它观点）都

可用来描述同一过程的这个事实就表明了它的复杂性。这种复杂性不全是坏事，因为它意味着实现合成孔径雷达的处理可以有许多不同的装置。在任一特定系统中，选用何种装置则取决于系统的参数，在某特定期限的各种硬件的成本，以及设计处理器时的电子技术水平。本节所讨论的概念在所有情况下都被简化了，仅用来说明装置的原理，实际的装置要比这里所指出的复杂得多，这将在 9-9 节中讨论，并在第三卷中更详细地讨论。

9-3 合成孔径雷达的分辨力

在前一节中讨论了合成孔径雷达的六种概念，并给出了获取合成孔径雷达高分辨力的方法。这里我们仅从这六种观点中的两种，即合成孔径的观点和多普勒波束锐化器的观点，对合成孔径雷达的分辨力作定量的讨论。用这两种方法得出的分辨力表示式也可用其它任一种方法来获取，因为这些方法全都是等效的，只是从不同观点来研究同一个问题而已。在本节中，使用两种方法而不是一种方法有两个原因，一是说明其中至少有两种方法确是等效的，二是说明这两种观点在实际理解合成孔径雷达过程中很重要。

9-3.1 合成孔径的观点

图 9.7 (a) 说明了为了解合成孔径雷达能获取高分辨力能力所必需的一些几何关系。飞机上的雷达天线以 A 、 B 和 C 三个不同位置点表示。在位置 A 处，波束的前沿首先截

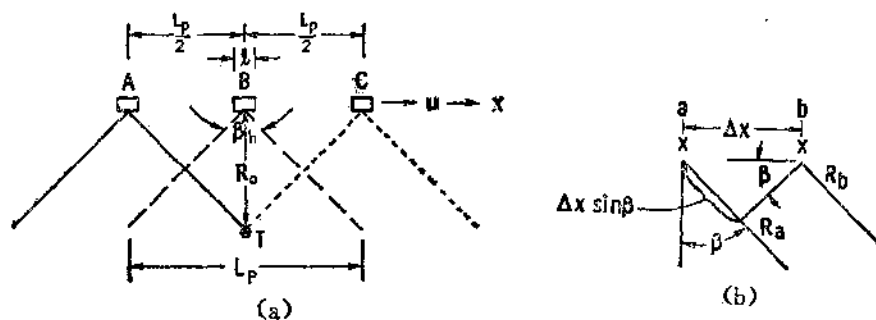


图 9.7 合成阵的一般概念

(a) 照射在 T 处目标的天线波束；(b) 合成阵中两个相邻阵元

获目标；在位置 B 处，天线与目标并排；在位置 C 处，波束的前沿正要离开目标。因此，合成孔径可能的总长度 L_p 只不过是真实孔径机载侧视雷达的真实天线所能获得的分辨力；

$$L_p = \beta_{hr} R_0 \quad (9.22)$$

其中 β_{hr} 是真实天线在水平方向或沿航迹方向的波束宽度。下标 r 用以将这种波束宽度与合成天线波束宽度区分开。

在研究合成天线波束宽度时，必须考虑到这样一个事实，即与给定目标有关的相移是由在天线与目标之间往返的双向路径所引起的，而不是单向路径所引起的。图 9.7(b) 是说明阵列中两个阵元之间相移的示意图。这与在第三章和第七章中所用的那些很相象。

波束宽度是由目标和两个阵元之间路径的相对相移量确定的。图中示出了合成阵列中间距为 Δx 的两个相邻阵元，和从这两阵元射向目标的射线段 R_a 和 R_b 。因为所涉及的单元彼此很靠近，可以认为这两射线基本是平行的。因此，沿两射线的距离差为

$$R_a - R_b = \Delta x \sin \beta$$

对于真实孔径天线，与此距离有关的相移量为

$$\Delta \phi_r = k(R_a - R_b) = k\Delta x \sin \beta$$

对于合成孔径阵，必须考虑电波从天线到目标时以及从目标返回天线时的总相移。因而，在这种情况下，

$$\Delta \phi_r = 2k(R_a - R_b) = 2k\Delta x \sin \beta$$

对于一长度为 L 的天线(真实的或合成的)，若 L 足够长，使得波束很窄，通过下式求解，可得到第一零点的 β 值。对于合成孔径，有

$$2kL \sin \beta \simeq 2kL\beta = \pi$$

对于真实孔径，有

$$kL \sin \beta \simeq kL\beta = \pi$$

因而合成孔径第一零点的 β 值为 $\beta_s = \pi/2kL$ ，而真实孔径的第一零点的 β 值为 $\beta_r = \pi/kL$ 。对合成孔径方向图的所有角度都差一个因子 2。因而合成孔径的波束宽度是具有同样长度的真实孔径波束宽度的一半。

因此，合成孔径的沿航迹方向波束宽度 β_{hr} 为

$$\beta_{hr} = \frac{\lambda a_{hr}}{2L} \quad (9.23)$$

其中 a_{hr} 是合成孔径的孔径照射锥度因子。假如合成孔径在其全部长度范围内是均匀加权的，则 $a_{hr} = 0.88$ ，和第三章中讨论的真实天线一样。但是大多数天线，无论是真实的还是合成的，都是非均匀孔径照射，所以 a_{hr} 值通常大于 0.88。为简化问题，我们通常假定它为 1，但应记住，实际天线，无论是真实的还是合成的，往往是因子 a_{hr} 大于 1。

采用上述合成孔径波束宽度的表示式，可得到沿航迹方向的分辨力为

$$r_{sp} = \beta_{hr} R = \frac{\lambda R}{2L} a_{hr} \quad (9.24)$$

不论所用的合成孔径的实际长度如何，这表示式都可适用。若使用其全部可能长度 L_p ，则合成孔径雷达可能的最好分辨力 r_{sp} 由下式给出：

$$r_{sp} = \frac{\lambda R a_{hr}}{2L_p} = \frac{\lambda a_{hr}}{2\beta_{hr}} \quad (9.25)$$

因此，在合成孔径雷达中，可获取的分辨力与使用的真实天线的波束宽度成反比。这波束宽度为

$$\beta_{hr} = a_{hr} \frac{\lambda}{l} \quad (9.26)$$

其中 a_{hr} 是真实天线的孔径照射锥度因子，而 l 是其长度。可将这个 β_{hr} 值代入 (9.25) 式中，以获取用真实天线长度和孔径锥度因子表示的可能的合成孔径分辨力

$$r_{sp} = \frac{\lambda a_{hr} l}{2a_{hr} \lambda} = \left(\frac{a_{hr}}{a_{hr}} \right) \frac{l}{2} \quad (9.27)$$

因为真实孔径和合成孔径的孔径照射锥度因子往往几乎相同,常见的结果是

$$r_{ap} \approx \frac{l}{2} \quad (9.27a)$$

因此,可能的最好的合成孔径分辨力正好是真实孔径长度的一半。它与距离无关,也与波长无关。与距离无关的理由是合成孔径的可能长度 L_p 本身与距离成正比,所以距离越大,结果是孔径越大。其与波长无关的理由也是类似的。假如波长越长,可能的合成孔径长度也越长。最后结果是,由于等效合成波束保持不变,故分辨力保持不变。而与真实孔径沿航迹方向(方位)分辨力相对比,后者的分辨力为

$$r_{ar} = \beta_{hr} R = a_{hr} \frac{\lambda R}{l} \quad (9.28)$$

式中,若 λ 或 R 增大,则分辨力变坏。

(9.27) 式中的 r_{ap} 是用沿直线飞行的飞机或卫星上合成孔径雷达的固定天线所能获取的最佳分辨力。如使用扫描天线,并使天线能向前观测目标,当飞机飞过目标时仍不断照射着目标,再继续往后观测到目标一段时间,则可获得更好的分辨力。若天线是以这种方式扫描,对一特定目标,它可以获取更高分辨力,但所付出的代价是要漏掉一些目标,因为扫描运动造成在沿飞行路径的覆盖区内有间隙。假如飞机沿着与目标成同心圆的圆形路径飞行,也可以得到较高的分辨力,但这也排除了获得大面积覆盖区的可能性。

虽然通过全部可用的合成孔径 L_p 可以获得可能的最好分辨力,但未必总是这样做的。事实上,在许多应用中这分辨力很可能并不是最希望要的指标,这不是由于雷达的复杂性,就是由于需要多个独立取样(见 9-8 节)。假如用较短的孔径,则分辨力可用 (9.24) 式,而不用 (9.27) 式来计算。

非聚焦合成孔径雷达

人们可以将合成孔径 L 缩短到不需要进行相位校正的长度。当这样做时,就称该雷达为“非聚焦的”。在这种情况下,在合成孔径中不同点上接收到的所有信号同相相加,而无需校正。图 9.1 说明了合成孔径校正的基本概念。需要校正是为了能在目标 T 处形成一个焦点,如该图所示,因雷达与目标间的不同路径长度导致沿路径的相移有很大差别。在某一特定点所需的校正为

$$\phi_{ci} = \phi_T - \phi_{si} \quad (9.6)$$

对于非聚焦合成孔径雷达,我们假定相移小于 $\pi/4$ 弧度时,可以不进行校正。即假如

$$\phi_{ci} \leq \pi/4$$

则可以忽略 ϕ_{ci} , 且所有起作用的部分均可同相相加。

为了导出非聚焦合成孔径雷达工作的条件,研究图 9.8 的情况,其中 R_{mp} 是到目标的最大可能斜距, R_m 是在非聚焦合成孔径雷达中到目标的最大斜距,而 R_0 是到目标的最小距离。对应最大可能斜距时的相移差量为

$$\phi_{emp} = 2k(R_{mp} - R_0) \quad (9.29a)$$

对于非聚焦情况:

$$\phi_{em} = 2k(R_m - R_0) \quad (9.29b)$$

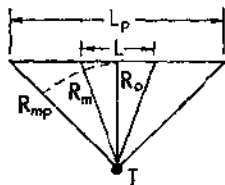


图 9.8 所需的相位补偿用 $2\pi/\lambda$ 代入 k 值,得到

$$R_m - R_0 \leq \frac{\pi/4}{2(2\pi/\lambda)} = \frac{\lambda}{16} \quad (9.30)$$

由图 9.8, 可以看出,

$$R_m^2 = R_0^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2$$

因为 R_m 与 R_0 差别不大, 可以近似地解此方程为:

$$R_m - R_0 = \frac{L^2/4}{2R_0} = \frac{L^2}{8R_0}$$

将(9.30)式的限制条件用于此方程, 可由下式得出非聚焦合成孔径的最大长度 L_{um} :

$$L_{um}^2 = \frac{8R_0\lambda}{16} = \frac{R_0\lambda}{2}$$

因而

$$L_{um} = \sqrt{R_0\lambda/2} \quad (9.31)$$

如果我们对在非聚焦合成孔径中的锥度影响忽略不计, 则非聚焦的可能的最好分辨力 r_{ap} 为

$$r_{ap} = \frac{\lambda R_0}{2L_{um}} = \sqrt{R_0\lambda/2} = L_{um} \quad (9.31a)$$

因而非聚焦合成孔径雷达的方位分辨力正好等于其孔径的长度。这使得非聚焦系统的处理得到一些简化, 因为每次只需处理一个孔径。雷达在产生分辨单元所需的全部时间内飞过该分辨单元, 但不超过这段时间, 所以处理器可以在结束第一个分辨单元之后, 立即转向下一个分辨单元。而对于聚焦合成孔径, 情况并非如此, 因为其 L_p 要比 r_{ap} 长得多, 结果是许多象素的合成孔径必须同时处理。另一方面, 非聚焦情况的分辨力与波长、距离并不是互不相关的。而在聚焦情况下, 则分辨力与波长和距离均相互无关。

9-3.2 多普勒波束锐化的观点

图 9.2 说明了多普勒波束锐化观点的几何图形。在图中示出并讨论了其分辨力 r_a 为

$$r_a = \frac{\lambda R}{2u} B_{Df} \quad (9.10a)$$

为确定分辨力的极限值, 必须研究滤波器带宽 B_{Df} 可能为多窄。

在通过 L_p 所需的时间内, 即 T_s 持续时间内, 信号在滤波器中建立起来。根据近似经验, 若要求滤波器的瞬态响应有足够快的起落, 使得在一个滤波器的带宽中的回波与邻近带宽来的回波所引起的瞬态响应区分开, 则可以假设该滤波器的带宽等于建立时间的倒数, 因此 B_{Df} 必须是

$$B_{Df} \geq 1/T_s \quad (9.32)$$

孔径长度 L 与通过该长度所需时间 T_s 之比只不过是飞机或卫星的飞行速度:

$$L = uT_s \quad (9.33)$$

因此, 将(9.32)式和(9.33)式代入(9.10a)式, 得到最小的可能分辨力为

$$r_{ap} = \left(\frac{\lambda R}{2u}\right) \left(\frac{u}{L_p}\right)$$

可将(9.22)式的 L_p 和(9.26)式的 β_{hr} 代入,得到

$$r_{op} = \frac{l}{2a_{hr}}$$

若还考虑到合成阵列孔径分布的锥度,则上式可变为

$$r_{op} = \frac{l}{2} \left(\frac{a_{hr}}{a_{hr}} \right) \quad (9.34)$$

它与(9.27)式完全相同。而(9.27)式是根据合成孔径观点导出的。

因而,合成孔径和多普勒波束锐化观点得出相同的可能的最高分辨力的表示式。事实上,不论是否讨论到可能的最高分辨力,它们的分辨力表示式总是相同的。如果使用9-2节中所讨论的另四种观点,也都会得出同样的结果。

非聚焦合成孔径雷达

等效于非聚焦合成孔径雷达的多普勒波束锐化是采用固定的滤波器而不是用跟踪滤波器得到的。图9.9说明了与非聚焦合成孔径

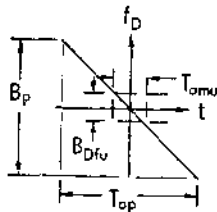


图9.9 非聚焦合成孔径雷达的多普勒变化情况

雷达有关的频率和时间。非聚焦情况的固定滤波器的带宽为 B_{Dfu} 。可用来建立非聚焦合成孔径的最大时间 T_{omu} ,就是在滤波器带宽内,多普勒频率其最高点频移到最低点的时间。

由(9.8)式,我们可以求出多普勒频率的变

$$\frac{df_D}{dz} = -\frac{2u^2}{\lambda R} \quad (9.35)$$

于是,其相应的滤波器带宽是信号在滤波器中的时间 T_{omu} 内所产生的总频移

$$B_{Dfu} = \int_{-T_{omu}/2}^{T_{omu}/2} \left| \frac{df_D}{dt} \right| dt = \frac{2u^2}{\lambda R} T_{omu} \quad (9.36)$$

但是,最小的滤波器带宽同时也是上述时间的倒数,这是由于滤波器建立瞬态响应所需要的。即

$$B_{Dfu} \geq 1/T_{omu} \quad (9.37)$$

可将上式代入(9.36)式,得出关系式

$$B_{Dfu}^2 \geq \frac{2u^2}{\lambda R}$$

由(9.10)式,我们还得知

$$B_{Dfu}^2 = \frac{4u^2}{(\lambda R)^2} r_{op}^2$$

将上述 B_{Dfu}^2 的两个表示式等同起来,并开方,求出非聚焦合成孔径的分辨力为

$$r_{op} = \sqrt{R_0 \lambda / 2} \quad (9.38)$$

请注意,这个结果与按合成孔径观点所得出的(9.31)式完全相同。因此,对于聚焦的和非聚焦的合成孔径雷达,多普勒波束锐化观点和合成孔径观点得出相同的结果

9-3.3 真实孔径分辨力与聚焦、非聚焦合成孔径分辨力的比较

当假定孔径锥度因子为1时,这三种雷达所得沿航迹分辨力为

对真实孔径雷达,

$$r_{or} \approx \lambda R / l \quad (9.28a)$$

对非聚焦合成孔径雷达,

$$r_{apu} = \sqrt{R\lambda/2} \quad (9.31a)$$

对聚焦合成孔径雷达,

$$r_{ap} \approx l/2 \quad (9.27a)$$

因而,对这三种侧视机载雷达来说,随距离、波长和天线长度的变化,产生的影响各不相同。对于真实孔径雷达,当 λ 小, l 大,且到目标的可能距离 R 为最小时,可得到最好的分辨力。对于非聚焦合成孔径雷达,天线长度 l 无关紧要,分辨力随距离和波长变化的情况与真实孔径的相似,但没有那么急剧,在较远距离或较长波长时,分辨力恶化也不如前者那么大。而对于聚焦合成孔径雷达,无论是距离还是波长,都对分辨力没有影响,为获取最好的分辨力,天线应做得短一些。

举例:

假定有部X波段雷达($\lambda = 0.03\text{m}$),拥有两种不同长度天线, $l = 2\text{m}$ 和 $l = 10\text{m}$ 。设想三个不同作用距离,5km(近程机载雷达),50km(远程机载雷达),和500km(星载雷达)。计算得到的分辨力数值如下:

R(km)	l = 2m			l = 10m		
	5	50	500	5	50	500
$r_{ap}(\text{m})$	1	1	1	5	5	5
$r_{apu}(\text{m})$	8.7	27.4	86.6	8.7	27.4	86.6
$r_{or}(\text{m})$	75	750	7500	15	150	1500

9-4 合成孔径雷达模糊度的研究

合成孔径雷达是一种测距和测多普勒频率的雷达,与在7-7节中有关模糊度的讨论所用的雷达相类似。对于机载的合成孔径雷达来说,模糊度很少成为问题,但对于星载的合成孔径雷达来说,它是一个严重的限制。问题是脉冲之间的间隔时间必须相隔很远,从而在空间上相隔很远,才能防止距离模糊。但是在高速卫星情况下,多普勒频率扩散范围大,致使要无混淆地对多普勒带宽进行取样,就必须有较高的脉冲重复频率。这些相互矛盾的要求,使模糊度成为一个难题。

重温已定义的脉冲间隔 T_p 为脉冲重复频率 f_p 的倒数:

$$T_p = 1/f_p \quad (9.39)$$

图9.10说明了在平地上空的侧视雷达的情况。示出了在垂直波束内的最大和最小距离(R_{\max} 和 R_{\min}),以及垂直波束宽度 β_v ,波束外缘和内缘相应的人射角(θ_{\max} 和 θ_{\min})。斜向辐照带宽度是最大和最小距离之差,标为 R_s 。重复周期是这样来确定的。即不能有两个从不同地点来的脉冲同时被接收机所接收。也就是说所接收到的由地面上来的两个脉冲信号代表了不同的斜距,相对应于地面上两个不同的点。用数学表示时,这要求是

$$cT_p/2 \geq R_s \quad (9.40)$$

用脉冲重复频率表示,则为

$$f_r \leq c/2R_r \quad (9.41)$$

于是,辐照带宽度限制了最大可能的脉冲重复频率。

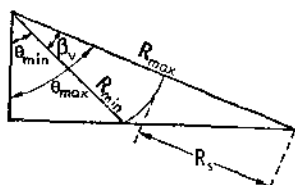


图 9.10 距离模糊度-波束的侧视图

对多普勒频率进行所需取样的要求限制了 f_D 的最低频率。这最低频率值取决于所选用的处理类型。有一种处理是将载波频变换到零频,所以视频带宽是多普勒频移总带宽的一半。对于这种处理方式,由奈奎斯特取样定理所确定的极限值 f_D ,必须是这最大视频的二倍,则重复频率为

$$f_{re} \geq B_D \quad (9.42a)$$

若取样是在较高的中频进行,同样由带通取样定理来确定这极限值,另一种处理方式是将载频变频到约 $B_D/2$ 点,使得最大的负多普勒频偏发生在零频处。在这种情况下,如最大视频为 B_D ,则对脉冲重复频率的要求为

$$f_{re} \geq 2B_D \quad (9.42b)$$

在这两种情况中,脉冲重复频率的下标是以将这两种载频偏移用于最早的光学处理方法所产生的名称为基础的。第一种情况,即(9.42a)式所描述的,当信号变换到零频时,称为零偏置,而当使用高中频时,则称为距离偏置,即符号 f_{re} 就代表零偏置。第二种情况,将载波变换到 $B_D/2$,称为方位偏置处理,用符号 f_{re} 表示。

从频谱角度的研究示于图 9.11 中。当采用零偏置处理时,在零频处,需要同相的和

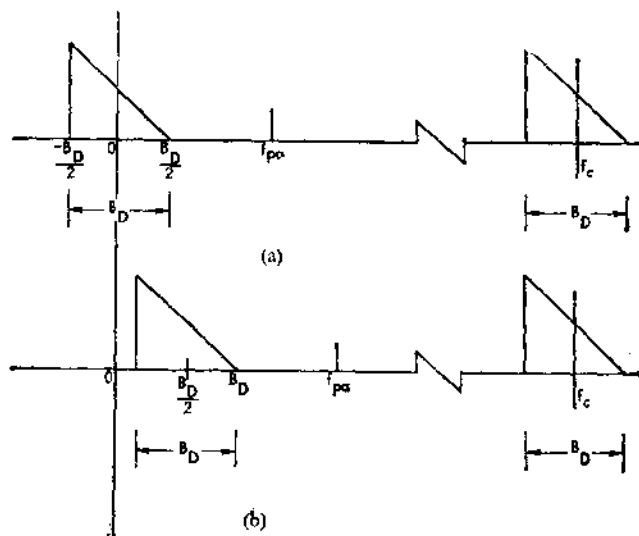


图 9.11 两种偏置处理的多普勒带宽
(a) 零偏置; (b) 方位偏置

正交的信道,因此正的和负的多普勒频率之间的差别可得以区分。由于使用了两个分开的信道,在零偏置时每秒的取样总数必须为 $2B_D$,而每个信道每秒仅 B_D 个取样。因此,对脉冲重复频率的限值,零偏置时与方位偏置处理时不尽相同,但对这两种偏置来说,都要求每秒有 $2B_D$ 个取样。

因为我们知道

$$B_D = \frac{2u}{\lambda} \beta_h \quad (9.9a)$$

可将此式代入(9.42)式,得到

$$\frac{2u}{\lambda} \beta_h \leq f_{p0} \leq \frac{c}{2R_s} \quad (9.43a)$$

$$\frac{4u}{\lambda} \beta_h \leq f_{p0} \leq \frac{c}{2R_s} \quad (9.43b)$$

因为波束宽度为

$$\beta_h \simeq (\lambda/l) a_{hr}$$

可将(9.43)两式写成

$$a_{hr} \left(\frac{2u}{l} \right) \leq f_{p0} \leq \frac{c}{2R_s} \quad (9.44a)$$

$$a_{hr} \left(\frac{4u}{l} \right) \leq f_{p0} \leq \frac{c}{2R_s} \quad (9.44b)$$

注意, (9.44a) 式意味着每前进 $1/2$ 天线长度(对 $a_{hr} = 1$) 取样一次, 而 (9.44b) 式要求每前进 $1/4$ 天线长度, 取样一次。在 8-7 节中我们曾阐述过, 在真实孔径雷达中, 每前进 $1/2$ 天线长度可得到一个独立取样, 这概念还将在 9-8 节中得到进一步扩展。

还可认为(9.44)式是对斜向辐照带宽度的限制, 即

$$R_s \leq \frac{cl}{4ua_{hr}} \quad (\text{用 } f_{p0}) \quad (9.45a)$$

$$R_s \leq \frac{cl}{8ua_{hr}} \quad (\text{用 } f_{p0}) \quad (9.45b)$$

举例:

设有一机载雷达, 其 $l = 2\text{m}$, $u = 300\text{ms}^{-1}$ (约 1 马赫)。因而其斜向辐照带宽为

$$R_s \leq 500\text{km}, 250\text{km} \quad (\text{对于 } a_{hr} = 1)$$

这意味着机载雷达确实没有严重的模糊问题, 因为要达到这样的距离, 飞机将会飞得太高。

对于卫星上的雷达来说, 情况就完全不同了。考虑 $l = 2\text{m}$ 和 $l = 10\text{m}$ 两种情况, 可将卫星速度设为 $u = 7500\text{ms}^{-1}$ 。当天线长度为 2 米时, 我们求出辐照带宽为

$$R_s \leq 20\text{km}, 10\text{km}$$

而当天线长度为 10m 时, 我们求得

$$R_s \leq 100\text{km}, 50\text{km}$$

这就成了问题, 尤其是因为这里还未考虑保险因子, 而在设计中是必须考虑的。即使在未计及保险因子的情况下, 2m 天线所给出的辐照带宽对卫星高度情况下实在太窄了, 很难应用。而 10m 天线给出的照射地带宽度勉强可用。因此对星载雷达, 模糊度限值是很严重的。

由于天线波束没有精确的边缘, 在模糊度限值中必须要有保险因子。在图 9.10 所示的距离方向上, 表明斜向辐照带受波束边缘所限。如果用半功率点来表示边缘, 则意味着由比(9.40)式所计算出的脉冲间隔时间 T_p 还大一些的那些脉冲来的有效信号也将进入

雷达中, 如果一个脉冲在接近所示的辐照带外缘内侧处射到地面, 而另一个脉冲以略小于 θ_{\min} 的 θ 角射到地面, 则后一脉冲引起的回波仍可能很强, 因为它在天线方向图损耗中仅低 6dB, 因此必须加上保险因子, 使得在后一脉冲射到地面之前, 天线方向图有足够的下降, 我们称此为斜距保险因子 k_r , 它将(9.41)式修改成

$$f_p \leq c/2k_r R_s, \quad k_r \geq 1 \quad (9.46)$$

同样, 在沿航迹方向上也有模糊问题, 在图 9.11 中, 假定真实孔径的水平天线方向图在波束边缘处立即下降为零, 则多普勒频谱有清晰的界限, 然而事实上, 天线方向图并不是这样迅速下降的, 相应的多普勒频谱也没有这样清晰的界限, 因而也需要一个保险因子来保证对多普勒频谱有足够的取样, 我们称沿航迹保险因子 k_a , 由于此因子, 方程(9.42)变成

$$f_{p0} \geq k_a B_D, \quad k_a \geq 1 \quad (9.47a)$$

$$f_{pa} \geq 2k_a B_D, \quad k_a \geq 1 \quad (9.47b)$$

因此, (9.44)式变成

$$\frac{2ua_h k_a}{l} \leq f_{p0} \leq \frac{c}{2k_r R_s} \quad (9.48a)$$

$$\frac{4ua_h k_a}{l} \leq f_{pa} \leq \frac{c}{2k_r R_s} \quad (9.48b)$$

用上述结果, 则对斜向辐照带宽度的限制变成

$$R_s \leq \frac{cl}{4ua_h k_r k_a} \quad (\text{用 } f_{p0}) \quad (9.49a)$$

$$R_s \leq \frac{cl}{8ua_h k_r k_a} \quad (\text{用 } f_{pa}) \quad (9.49b)$$

因为因子 k_r 和 k_a 总是大于 1 (一般为 1.3—1.6), 斜向辐照带宽度比上述例子中所给出的值要小, 这就导致星载合成孔径雷达有更多的困难, 用一个较长的天线可以缓和这问题, 但较长的天线又受卫星空间建造的限制。

下面推导在平坦地面情况下, 斜向辐照带宽度与地面辐照带宽度之间的关系(卫星情况应使用球面地面, 但这已超出本文的范围), 参照图 9.10, 并注意到

$$R_s = h(\tan\theta_{\max} - \tan\theta_{\min}) \quad (9.50)$$

上式可写为

$$R_s = h[\tan(\theta_{\min} + \beta_v) - \tan\theta_{\min}] \quad (9.50a)$$

对于窄的垂直波束宽度(卫星要求具有窄辐照带宽度), 可近似为

$$R_s = \beta_v R_{sv} \tan\theta_{sv} = \beta_v \frac{h \tan\theta_{sv}}{\cos\theta_{sv}} \quad (9.51)$$

其中 θ_{sv} 是 θ_{\max} 与 θ_{\min} 的平均值, R_{sv} 是在 θ_{sv} 处的斜距。由于平坦地球表面的近似假设是不充分的, 该方程右边第二个表示式很少使用, 但右边的第一个表示式仍可以一定精度用于某些星载雷达情况。

用(9.49)式可决定辐照带以外, 我们还可以根据模糊度观点, 用这些表示式来找出最小可容许的天线面积, 将(9.51)式代入(9.49a), 得出

$$\beta_v R_{av} \tan \theta_{av} \leq \frac{cl}{4ua_h k_r k_a} \quad (\text{用 } f_{p0})$$

但垂直波束宽度可表示为

$$\beta_v = \frac{\lambda}{H} a_{vr}$$

其中 H 是天线孔径高度, 而 a_{vr} 是真实孔径垂直方向的锥度因子。将此代入上述方程, 且有 $f = c/\lambda$, 将该式整理, 则天线面积可表示为

$$\text{面积} = lH \geq \frac{4uR_{av} \tan \theta_{av}}{f} (a_{vr} a_h k_r k_a) \quad (\text{用 } f_{p0}) \quad (9.52a)$$

$$\text{面积} = lH \geq \frac{8uR_{av} \tan \theta_{av}}{f} (a_{vr} a_h k_r k_a) \quad (\text{用 } f_{p0}) \quad (9.52b)$$

因此, 雷达天线面积至少必须有 (9.52) 式所指出的那么大。任何较小天线都不能满足模糊度限制, 而一更大天线将超过限制要求, 但模糊度限制可用具有不同 H 和 l 的比值的天线来满足, 即规定天线面积, 但不规定形状, 从而不规定其分辨力和辐照带宽度——分辨力由 l 决定, 而辐照带宽度则由 H 决定。

举例:

对于机载雷达是比较容易满足的, 因而我们将注意力集中于星载雷达的例子。设有下列参数:

$$u = 7500 \text{ms}^{-1}$$

$$R_{av} = 1000 \text{km}$$

$$\theta_{av} = 45^\circ$$

$$f = 10^{10} \text{Hz}$$

$$a_{vr} = a_{vh} = 1$$

$$k_r = k_a = 1.4$$

将上述数值代入 (9.52a) 式, 求出天线的最小面积为

$$lH \geq 5.88 \text{m}^2 \quad (\text{用 } f_{p0})$$

假如天线长度为 10m, 得出斜向辐照带宽度为 $R_s \leq 51 \text{km}$, 因而地面辐照带宽度 $R_g \approx 51 / \sin 45^\circ = 72 \text{km}$, 这辐照带并不算宽, 但是如入射角再小一些, 则辐照带更大一些。令 $\theta_{av} = 20^\circ$, R_{av} 仍为 1000km, 在这种情况下, 可以使用更小的天线。

$$lH \geq 2.14 \text{m}^2$$

R_s 仍为 51km, 但现在 R_g 是 $51 / \sin 20^\circ = 149 \text{km}$, 这是个较为令人满意的辐照带宽度。

9-4.1 扫描式合成孔径雷达

由于模糊问题, 星载雷达的辐照带宽度经常低于为获取某些应用而要求的覆盖频度所需的辐照带宽度。为此, 人们曾提出一个解决办法 (Moore 等人 1981 年), 即使用一个扫描的合成孔径雷达波束, 如图 9.12 所示。其中图 (a) 是该系统的三维视图。图中波束扫描了三个不同位置。当通过潜在的合成孔径长度 L_p 时, 该长度的 1/3 分别用这三个扫描位置的每一个。在每个扫描位置(子辐照带)上, 由 (9.49) 式确定辐照带宽度。在本例中, 对一给定的真实天线长度来说, 由扫描而得的辐照带宽度为不采用扫描的三倍, 但必需为此而付出代价, 因为仅使用潜在合成孔径长度的 1/3 来获取分辨力。因而这

种三步扫描的合成孔径雷达的可能分辨力 r_a 比单步的非扫描合成孔径雷达的可能分辨力 (r_{ap}) 低三倍。

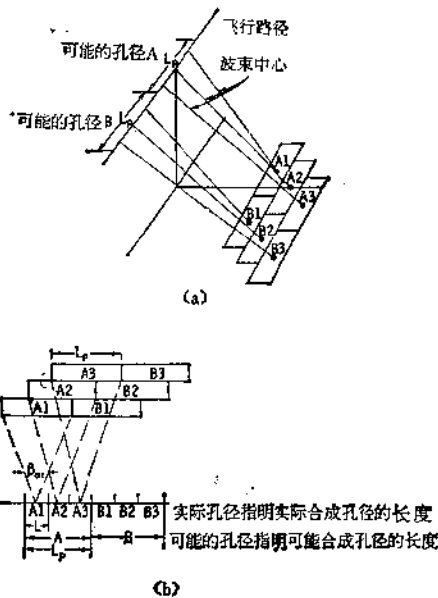


图 9.12 扫描式合成孔径雷达的几何图形
(a) 三维视图；(b) 扫描合成孔径雷达的孔径大小

图 9.12 (b) 用二维图形来说明这种情况。该图更清楚地示出了各量的大小。图中示出了两个潜在的合成孔径 A 和 B 。每个合成孔径又分成三段。图中还示出了真实孔径波束的界限。当波束通过孔径 A_1 期间,辐照带 A_1 被成象。在这时间末端,波束向外扫描,雷达开始对辐照带 A_2 成象,这是在用 A_2 表示的孔径期间进行的。在这时间的末端,波束进一步向外扫描,对辐照带 A_3 进行成象。当波束已完成对辐照带 A_3 成象时,雷达处在这一个潜在合成孔径 A 的末端。这意味着波束必须立即回转到原始位置,使得可以对辐照带 B_1 成象。不然的话,在辐照带 A_1 和辐照带 B_1 之间会有间隙。在雷达通过潜在孔径 B 期间继续上述过程。如此反复进行。这样建立的一幅完整图象,其辐照带宽度为没有扫描时所能获取的三倍。

按图 9.12 的三步扫描式的例子类推,可以得知,对有 N_{sc} 个扫描位置的扫描合成孔径雷

达,供一个合成孔径长度用的总有效距离为

$$L \leq L_p / N_{sc} \quad (9.53)$$

从而,扫描合成孔径雷达可得到的沿航迹分辨力为

$$r_a \geq N_{sc} r_{ap} \quad (9.54)$$

若有一固定长度天线,而又希望对一很宽的辐照带进行成象,则 N_{sc} 应很大,而且对分辨力必须作出很大牺牲。对于某些应用来说,频繁地重复覆盖较之分辨力更为重要。但每个希望利用扫描合成孔径雷达的人都必须懂得,只能在辐照带宽度和分辨力之间进行折衷的择选。

9-4.2 斜视模式

到现在为止,我们所讨论的是在飞机和卫星正侧向观测的雷达。有许多系统,特别是军用机载雷达,常从其它角度来观测,一般希望观测飞机的前方。这种称为“斜视模式”的情况示于图 9.13 中。图中天线波束向前侧向斜视,使波束在地面上的图形成为一个椭圆,其长轴到两坐标轴都是 45° 左右。如图所示,与距离分辨力有关的距离等廓线与坐标也成 45° ,距离等廓线与椭圆长轴正交。因此,地面分辨力用 r_p 而不用 r_r 来表示,因为地面距离走向不在 y 方向了。图中还示出了多普勒频率等廓线,垂直于该廓线走向的分辨力定义为 r_d ,它是和多普勒滤波器带宽 B_{DF} 相对应的。它不能称为 r_a ,因为它不在沿航迹方向上,而是垂直于等多普勒线。由于等多普勒线和等距离线彼此并不垂直,因

此分辨单元的形状已不再象侧视情况那样近似地呈矩形。

在处理斜视模式的合成孔径雷达时出现一个问题。这问题在正常的合成孔径雷达中有时也出现,但其程度不同。这问题在图 9.13 中用平行于飞行路径的线示出。这个问题是:合成孔径的长度是沿着天线波束宽度等廓线之间的这条线延伸的。正如曾指出的,在所有合成点上这个合成孔径信号并不包含在同一个距离单元之内,所以在建立合成孔径时,处理器必须考虑到从一个特定目标来的横过多个距离单元的信号运动。这当然可以做到的,但使处理复杂化。这将在 9-6.5 节的“距离游动”中进一步讨论。

值得注意的是,在五十年代初期所研制的最早的多普勒波束锐化雷达是一部斜视模式系统,工作频率低于 100 兆赫 (Wiley, 1967 年)。由于它采用非聚焦方式,因而穿过距离单元的游动问题不象现代高分辨力系统那样严重。

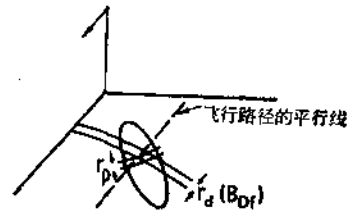


图 9.13 斜视模式的几何图形

9-5 合成孔径雷达功率估量

最先在 7-1 节中介绍了雷达方程,并在 8-5 节中用于真实孔径雷达。虽然可以用许多不同的方法来表示合成孔径雷达的功率,但它的功率估量竟然与真实孔径雷达的非常相似。

方程 (8.5) 是用波束宽度和脉冲长度来表示的真实孔径雷达接收功率的表示式。在这里,我们将它改写为用沿航迹分辨力 r_x 和横向分辨力 r_y 来表示。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 r_x r_y}{(4\pi)^3 R^4} \quad (9.55)$$

因为信噪比通常比接收功率更有用,象我们与在真实孔径雷达中所用的方法一样,令 P_r 等于接收机的噪声,得到

$$S_{n1} = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 r_x r_y}{(4\pi)^3 R^4 k T_0 B F} \quad (9.56)$$

注意,这里在 S_{n1} 上加了标。使用这标的原因是 S_{n1} 表示单个脉冲的信噪比。在合成孔径雷达中需进行相干积累,所以还必须讨论在建立合成孔径中所用全部脉冲合成后的信噪比。

合成孔径中的脉冲数目为 N_t 。因为信号是相干相加,相加之后的电压用单个脉冲接收电压来表示时就是

$$V_{iN_t} = N_t V_{i1} \quad (9.57)$$

但是由于噪声电压是随机的,它们不能这样相加。因此,需要用噪声电压平方的集合平均值来表示,将 N_t 个噪声电压相加后,集合平均值为

$$\langle V_{iN_t}^2 \rangle = N_t \langle V_{i1}^2 \rangle \quad (9.58)$$

这意味着,将 N_t 个脉冲相加后,信噪比较单个脉冲时改进了 N_t 倍。

$$S_{nN_t} = \frac{V_{iN_t}^2}{\langle V_{iN_t}^2 \rangle} = \frac{N_t^2 V_{i1}^2}{N_t \langle V_{i1}^2 \rangle} = N_t S_{n1} \quad (9.59)$$

将此结果对 (9.56) 式进行修改,并用雷达系统参数来表示 N_t 。首先注意到 N_t 只不过是合成孔径的长度与两个脉冲间行进的距离之比。即

$$N_s = \frac{L}{uT_p} + 1 \approx \frac{L}{uT_p} \quad (9.60)$$

L 是孔径长度, u 是速度, T_p 是脉冲重复周期, 而 L 本身还不是系统的基本参数, 因此我们用(9.24)式将它与 r_a 相联系,

$$r_a = \frac{\lambda R}{2L} a_h \quad (9.23)$$

得到

$$N_s = \frac{\lambda R a_h}{2r_a u T_p} \quad (9.61)$$

将(9.61)式和(9.59)及(9.56)相结合, 得出 N_s 个脉冲的信噪比

$$S_{nN_s} = \frac{P_t G^2 \lambda^2 a_h \sigma^0 r_y}{2(4\pi)^3 R^3 k T_0 B F u T_p} \quad (9.62)$$

从这方程可得到一些有意义的结论. 例如, 信噪比与沿航迹的分辨力 r_a 无关. 因此可按获取最好可能分辨力 $r_{a,p}$ 来处理, 也可以按某个较粗分辨力来处理, 均不改变 S_{nN_s} 值. 事实上, 可以证明这方程和真实孔径雷达的表示式(8.7)是等效的. 也就是说, 假如只要获取真实孔径分辨力 ($N_s = 1$), 就不必进行任何合成孔径处理的本身工作. 这意味着合成孔径雷达的功率要求与 r_a 无关, 而仅由横向分辨力 r_y 决定. 另一方面, 处理器的复杂性则由 r_a 分辨力的好坏所决定. 因而, 假如希望得到如在 8-7 节有关斑纹讨论中所指出的一定恒定面积的像素, 则只要在 r_y 与 r_a 的乘积保持不变的前提下, 可以通过对 r_y 和 r_a 之间的折衷来进行发射机功率与处理器复杂性之间的折衷.

在合成孔径雷达中通常使用脉冲压缩技术, 因而平均功率要比峰值功率更有用. 对于矩形脉冲, 可以认为其脉冲持续时间就是 τ , 对于其它形状的脉冲, 可以找到其等效的 τ_p , 其方法是使给定脉冲形状的脉冲能量与一等效矩形脉冲的能量相等, 即

$$P_{t,max} \tau_p = \int P_t(t) dt$$

利用 τ 的定义, 将(9.55)式和(9.56)式, 特别是(9.62)式中的峰值功率 P_t , 进行置换,

$$P_t = P_{av} / \tau_p f_p \quad (9.63)$$

其中 f_p 是脉冲重复频率, P_{av} 是平均功率, 将此式代入(9.62)式, 注意到 $f_p \tau_p = 1$, 而且还知道(9.62)式中带宽与 τ_p 之间的关系. 与孔径锥度因子 a_h 和 a_r 相对应, 我们定义一个脉冲锥度因子 a_B . 利用这因子, 找出 B 和 τ_p (或距离分辨力)之间的关系为

$$B = \frac{a_B}{\tau_p} = \frac{a_B c}{2r_R} = \frac{a_B c}{2r_y \sin \theta} \quad (9.63a)$$

将这关系式代入(9.62)式, 得到信噪比的最后表示式为

$$S_{nN_s} = \frac{P_{av} G^2 \lambda^2 a_h \sigma^0 r_y}{2(4\pi)^3 R^3 k T_0 F u a_B} \quad (9.64)$$

该式表明信噪比受增益、波长和距离的影响很大.

对于一给定系统, 找出信噪比有时将会更有用. 对于这种情况, (9.64)式是最常用的雷达方程形式. 但在许多情况下, 需要找出在某给定信噪比数值下所需的平均功率和其它系统参数. 对于合成孔径, 使用天线面积经常是比用增益更为方便. 因为天线面积独立分量既与分辨力有关, 也与辐照带宽度有关. 其增益为 G 的天线有效面积 A_e 为

$$A_e = G \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

因此, (9.64) 式中的增益参数可用面积来取代, 得出所需的平均功率为

$$P_{av} = \frac{S_{a_{N_i}} 8\pi R^3 k T_0 F u \lambda a_B L_F}{A_e^2 a_{hi} \sigma^{\circ} r_y} \quad (9.65)$$

这里新加上一个重要的补充因子, L_F , 即损耗因子, 它计及了波导管损耗, 也考虑了波束中心处以外波束中其它地方的增益不同这因素。虽然(9.65)式可以认为是求 P_{av} 的雷达方程基本形式, 但在不同的参考文献中还可以找到合成孔径雷达方程的许多其它形式。因为在合成孔径问题中有许多参数可供利用, 因而由于各种应用不同或作者个人的喜爱不同, 使这方程有不同的形式。

举例:

设有两部雷达, 其损耗、噪声系数、信噪比和波长都相同, 一部用于飞机, 另一部用于卫星。这些基本参数如下:

$$\begin{aligned} S_{a_{N_i}} &= 4 \quad (6\text{dB}) \\ F &= 4 \quad (6\text{dB}) \\ L_F &= 4 \quad (6\text{dB}) \\ \lambda &= 0.03\text{m} \\ a_{hi} &= 1 = a_B \\ \sigma^{\circ} &= 10^{-2} \end{aligned}$$

机载雷达在较近距离和较低速度情况下工作, 通常可使用较小的天线, 以获取高分辨力。而星载雷达在较远距离和较高速度情况下工作, 考虑到功率和模糊度, 需要使用较大天线。由于卫星速度高, 从而雷达测绘具有很快的覆盖速率, 也就常常使用较差的分辨力。因此, 例中飞机和卫星的参数有所不同, 它们分别如下:

	飞 机	卫 星
R	20km	1000km
u	300ms ⁻¹	7500ms ⁻¹
A_e	0.1m ²	6m ²
r_y	3m	30m
P_{av}	1.5W	134W

注意, 卫星天线面积为 6m², 这是考虑到中等入射角度范围时为满足模糊度所要求的, 所以卫星上的天线不能象机载雷达的那么小。另一方面, 如果由于某些原因也需要这样做的话, 则机载雷达也可以使用象星载雷达上所用的那么大的天线。如果要求飞机天线面积为 6m², 分辨力 r_y 为 30m, 则最后得出所要求的平均功率仅 43μW。

9-6 合成孔径雷达的误差及其补偿方法

9-6.1 固有的几何误差

合成孔径雷达固有的几何误差与第 8-10 节中所讨论的真实孔径雷达的误差相同, 对于合成孔径雷达和真实孔径雷达, 由斜距和地面距离之差所引起的几何误差当然是相同

的。对这两种雷达来说,由高度引起的图象失真(这些失真严格地说也是几何误差)也是相同的。真实孔径雷达中由于运动误差所引起的失真也会出现在合成孔径雷达的图象中,但是在合成孔径雷达中对运动误差的容差不能象在真实孔径雷达中所能容许的那么大。

9-6.2 电子系统稳定性

合成孔径雷达对频率稳定度要求虽然不必接近目前最高技术水平,但也必须相当好。问题在于与一给定象素有关的多普勒带宽是很窄的。在发射一个脉冲和接收其回波之间的时间内,系统中任何频率(包括微波载频),如果偏移一个与分辨力滤波器的多普勒带宽可相比拟的数量,则由其引起的相移将使合成孔径雷达产生严重的误差。重温(9.10)式

$$B_{Df} = 2ur_a/\lambda R \quad (9.10)$$

举一个例子来说明这个问题。设有一部雷达,其参数如下:

$$\begin{aligned} u &= 200\text{ms}^{-1} \\ \lambda &= 3\text{cm} \\ R &= 20\text{km} \\ r_a &= 3\text{m} \end{aligned}$$

若将这些参数代入(9.10)式,得 $B_{Df} = 2\text{Hz}$ 。如果我们只允许在传输时间内有 10% 的频偏,也就是说在发射和接收脉冲之间的间隔内, 10^6Hz 的频率只能偏移 0.2 赫。这个时间为

$$\frac{2R}{c} = \frac{2 \times 20 \times 10^3}{3 \times 10^8} = 1.33 \times 10^{-4}\text{s}$$

将 $\Delta f/f$ 与上式相除,我们得出频率稳定度为 1.5×10^{-7} 或 6.67×10^6 分之一。这是良好的晶体振荡器完全可实现的稳定度。

再研究卫星的例子,其参数如下:

$$\begin{aligned} u &= 7500\text{ms}^{-1} \\ \lambda &= 3\text{cm} \\ R &= 600\text{km} \\ r_a &= 30\text{m} \end{aligned}$$

结果是 $B_{Df} = 25\text{Hz}$ 。若在传输时间内仍允许有 1/10 带宽的频偏,要求的频率稳定度为 6.25×10^{-8} 或 16×10^6 分之一。这振荡器比飞机上的振荡器应有较高的稳定度,因为脉冲从卫星到地面再返回,其传播所需的时延要长得多。但这样的稳定度仍是目前技术水平所能做到的。我们定义一个在脉冲传输期间特定单位误差因子 ϵ_f , 并建立频率稳定度[†]要求的表示式为

$$\text{频率稳定度} = \frac{2ur_a c \epsilon_f}{(f\lambda R)(2R)} = \frac{ur_a}{R^2} \epsilon_f \quad (9.66)$$

在上两例中,所用的 ϵ_f 值为 0.1,但可以选择 ϵ_f 为任意值。这可根据详细地分析可容许的相位误差性质之后来确定 ϵ_f 的数值。

[†] 原文为精密度,译为频率稳定度更妥些,即 $\frac{\Delta f}{f} \cdot \frac{1}{\Delta T}$ 值。——译者注

9-6.3 运动误差

合成孔径处理通常基于雷达在水平方向上作直线运动这样一个假设。图 9.14 表示了当偏离这一直线路径时如何去估计这一效应的几何图形。假设雷达在 h 高度上沿 x 方向行进，并观测与垂直方向成 θ 角处的某一单元。图上示出了其像素。该像素最前沿点的坐标为 $(r_s/2, y, 0)$ ，雷达坐标 $(0, 0, h)$ ，从雷达到目标单元点的距离矢量为

$$\mathbf{R} = \frac{r_s}{2} \hat{x} + R \sin \theta \hat{y} - h \hat{z}$$

如果雷达速度 \mathbf{u} 在 y 和 z 方向有分量

$$\mathbf{y} = u_x \hat{x} + u_y \hat{y} + u_z \hat{z}$$

与点 $(r_s/2, y, 0)$ 有关的总的多普勒频移为

$$f_D = -\left(\frac{2\mathbf{u}}{\lambda}\right) \cdot \left(\frac{\mathbf{R}}{R}\right) = -\frac{2}{\lambda R} (u_x \hat{x} + u_y \hat{y} + u_z \hat{z}) \cdot \left(\frac{r_s}{2} \hat{x} + R \sin \theta \hat{y} - h \hat{z}\right)$$

因此

$$f_D = -\frac{2}{\lambda} \left(\frac{u_x r_s}{2R} + u_y \sin \theta - u_z \cos \theta \right) \quad (9.67)$$

可以用期望的多普勒频率 $f_{D0} (= B_{Df}/2)$ 和误差分量 $f_{De} (= f_{Dy} + f_{Dz})$ 来表达这多普勒频率

$$f_D = -f_{D0} - f_{De} = -\left(1 + \frac{f_{De}}{f_{D0}}\right) f_{D0}$$

与在讨论有关电子系统稳定性时所定义的极限范围 ϵ_f 相仿，我们定义极限范围为 ϵ_r ，以规定多普勒频率中可容许的每单位误差，用 B_{Df} 的小数来表示，于是上式可改写为

$$f_D = -(1 + 2\epsilon_r) f_{D0}$$

利用这定义，我们有

$$\frac{f_{De}}{f_{D0}} \leq 2\epsilon_r$$

这就规定了误差速度 u_y 和 u_z 的大小，如下式：

$$u_y \sin \theta - u_z \cos \theta \leq \lambda f_{D0} \epsilon_r = \frac{\lambda B_{Df} \epsilon_r}{2} \quad (9.68)$$

再讨论前面飞机的例子，如果有 $\epsilon_r = 0.1$ ， $B_{Df} = 2\text{Hz}$ ， $\lambda = 3\text{cm}$ ，将这些值代入 (9.68) 式，得出

$$u_y \sin \theta - u_z \cos \theta \leq 3 \times 10^{-3} \text{m/s} = 3 \text{mms}^{-1}$$

在卫星例子中，用同样的 ϵ_r 和 λ 值，而 B_{Df} 为 25Hz ，则 $u_y \sin \theta - u_z \cos \theta \leq 3.75 \text{cms}^{-1}$ 。无论从绝对值上还是相对于飞机和卫星速度来讲，这些容许的速度误差量确实都是很小

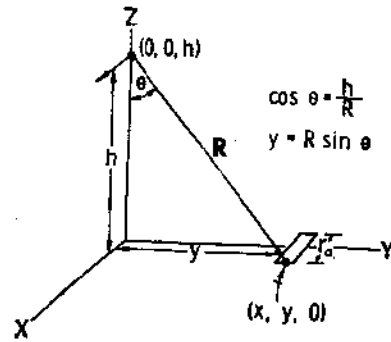


图 9.14 确定合成孔径雷达运动误差的几何图形

的。

当出现加速度时，还必须补偿加速度误差。实际上这是补偿变化着的速度。固定速度误差所影响的是假定的波束方向，而加速度误差所影响的是聚焦，因为变化的多普勒频移使得所要求的信号漂移到多普勒滤波器频带以外。假设与其有关的速度分量由下式给定：

$$u_y = u_{y0} + a_y t \quad u_x = u_{x0} + a_x t$$

合成孔径的持续时间为 $1/B_{Df}$ ，则在这期间发生的漂移为

$$f_D = \frac{2}{\lambda} \frac{a_y \sin \theta}{B_{Df}} - \frac{2}{\lambda} \frac{a_x \cos \theta}{B_{Df}}$$

假如我们令它等于用 $B_{Df} \epsilon_a$ 表示的相对误差，则

$$a_y \sin \theta - a_x \cos \theta \leq \frac{\epsilon_a \lambda B_{Df}^2}{2} \quad (9.69)$$

仍利用上述例子中的参数，对于飞机例子，我们得

$$a_y \sin \theta - a_x \cos \theta \leq 0.006 \text{ms}^{-2} \quad (6.1 \times 10^{-4}g)$$

而对于卫星例子，我们得

$$a_y \sin \theta - a_x \cos \theta \leq 0.9375 \text{ms}^{-2} \quad (0.096g)$$

这些容许的加速度误差量也都很小的。

由于如此微小的误差会给合成孔径雷达带来严重的麻烦，因而某种补偿是绝对必需的。要求飞机或卫星能以这种直线行进的设想是不现实的。虽然卫星是极稳定的，但正如我们所知道的，飞机在湍流的空气中往往来回摆动，故所需的校正量可能很大。

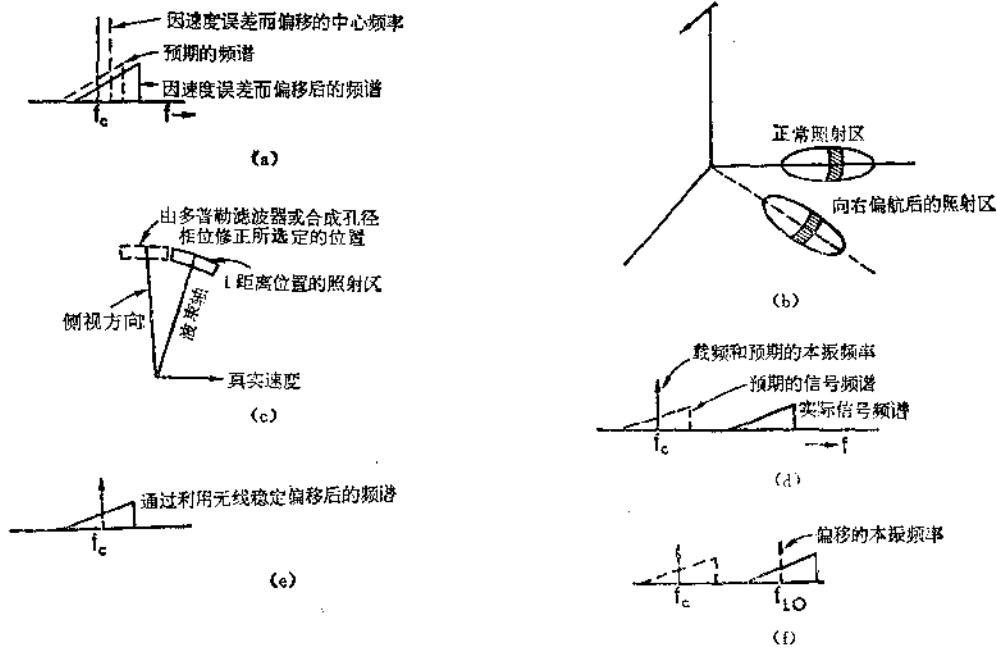


图 9.15 速度误差和姿态误差的示意图

(a) 速度误差的影响；(b) 偏航对合成孔径雷达照射面积的影响；(c) 偏航时波束位置的影响；
 (d) 偏航对接收到频谱的影响；(e) 校正天线位置后的频谱；(f) 校正本振频率后的频谱

为补偿速度和加速度误差，首先必须检测它们。通常是直接在天线上安装积分加速表来检测。不能使用飞机上的导航系统，因为需要检测的运动非常小，致使飞机导航系统位置与天线之间的差动量已可能大于容差量。而在卫星情况下，不稳定性倒没有这样大，但是要建立卫星检测速度的地点与天线位置之间的速度变化转换关系是非常复杂的，因而仍需要在天线上安装积分加速表。

匀速误差的影响是使预期的多普勒频谱的中心频率偏离载频，如图 9.15(a) 所示。在图中所示的预期的频谱聚集在载频附近，实际的频谱因速度误差而发生偏移。对于在基带上进行处理的系统，其回波信号的载频与本振差拍，从而使信号载频经混频而取下变频。其解决速度误差的一个办法是将本振频率改变一个适当数值，使得本振频率聚集在图 9.15(a) 中实线所示的通带中心处。这种办法既可在载频或中频上修正，也可以在处理器中基带上进行。

校正加速度误差实际上是校正引起的速度变化，因而其校正方法是相同的。但是校正匀速偏移可以用一个具有比校正加速度所需的时间常数更大的时间常数系统来完成，因此较为容易做到。

对运动误差进行补偿的问题是合成孔径雷达所能达到精度的主要限制。假如不是由于这种误差，可以期望使 r_s 小到零点几米，但由于存在这些运动误差，很难使 r_s 降低到二、三米。

9-6.4 姿态误差

飞机或卫星可能发生偏航、俯仰或侧滚，或同时发生这三种运动。每一种运动都会在合成孔径中引起误差。侧滚误差的影响与真实孔径雷达中的情况相同，即它仅改变对地面某一特定点的增益。如果天线侧滚太厉害，这可能是个严重问题，但它不影响合成孔径的处理，而且其影响不如偏航和俯仰误差那样严重。后两种误差确实会影响到处理。

图 9.15(b) 说明飞机向右偏航飞行的几何图形，其影响是使真实孔径照射区域偏离侧视方向，并略向该方向的前方旋转。如果向左偏航，则会使波束移回到侧视位置。这就引起图象失真，但是对于合成孔径雷达，更重要的是使多普勒频率偏离波束。图 9.15(c) 说明俯视一给定地面位置时照射区的情况。如果对这问题不作任何校正，则多普勒滤波器或合成孔径相位校正将造成选择用虚线所标的区域。这区域在天线波束照射区以外，所以接收到的信号不能相关，如图 9.15(d) 所示。就象有速度误差时那样，信号频谱处在错误位置上。

对于这一影响，可以用两种方法来校正。如果能做到的话，也许最好的办法只是使天线保持稳定，使它总是朝向正侧向。这时，虽然载天线的飞机或卫星作偏航运动，但天线不发生偏航运动。其结果是频谱仍处在其正确位置上，如图 9.15(e) 所示。另一个办法如同校正速度误差那样，如图 9.15(f) 所示，即将本振频率频移到多普勒的通带中心。实际上，往往要求把稳定天线和本振偏移二者结合起来使用。这种校正可用与速度误差校正所用相同的本振偏移来实现。即用速度误差和偏航误差的组合量来提供误差信号，用这误差信号去偏移本振频率。

俯仰运动的影响稍有不同，但其解决的办法是相似的。图 9.16 说明俯仰运动对照射区的影响。俯仰运动使波束不是绕垂直轴转动，而是绕平行于侧视方向的水平轴转动。

因此,正常的照射区和俯仰运动后的照射区是彼此平行的,但发生了位移。俯仰运动对多

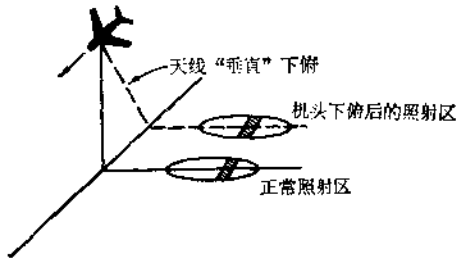


图 9.16 俯仰运动对合成孔径雷达照射区的影响

普勒频率的影响,除了在所有斜距上偏移量可能不完全相同外,其机理是与偏航情况相同的。尽管如此,仍可以用校正偏航的方法很容易地进行俯仰校正。也就是说,仍采用稳定天线和偏移本振频率的方法来校正俯仰的运动。

注意,即使对本振信号校正得可形成合成孔径雷达图象以后,图象中仍有误差。在偏航运动情况下,误差是沿航迹方向的位移,其大小正比于到雷达下点的距离。在俯仰运动情况下,在离雷达航迹的所有距离上,误差几乎相

同。但仍表现为象素沿航迹方向的位移。当出现这种情况时,不是图象的几何逼真度变坏,就是在印刷最后图象产品时必须作某种形式的修正。

在大多数的星载雷达中,很可能出现固有的偏航影响。发生这种情况是因为卫星设计者经常按轨道平面调整卫星,而零多普勒线不完全垂直于这一平面。轨道平面有一太阳基准而无地球基准。因为地球在卫星下面转动,即使卫星完全处在轨道平面内沿 x 方向运动,相对于地球上的某一点的矢速仍包含有 y 分量。地球表面的零多普勒线垂直于沿轨道方向的速度与相对于旋转地球速度二者矢量和的方向。从而,它与垂直于轨道平面的垂线有一倾角,在赤道处,倾角可达 3.5° ,因为在那里地球的线速度最大。大多数卫星系统固有的偏航运动可以用下述方法来校正,即绕卫星轴旋转天线或将卫星本身设计成能不断地以垂直于零多普勒线方向重新定向,而不是按轨道平面定向。

9-6.5 距离游动和距离弯曲

距离游动和距离弯曲是一些使合成孔径处理复杂化的效应。距离游动是线性效应,而距离弯曲是二次方效应。若天线指向不是沿着零多普勒线时,则发生距离游动,因而对斜视模式工作的雷达,这个效应很大。若合成孔径的长度与到目标的距离相比显得很长,因而在合成孔径末端和中间位置处的雷达到目标距离之间存在着很大差别,就会产生很大的距离弯曲。

线性距离游动

图 9.17 说明了线性距离游动。采取沿真实孔径将相位超前或将天线转动的方法,可使雷达波束与正侧视方向成 β_s 角。图中示出了一个距离单元宽的条带,它包含在合成孔径的始端和末端波束之内。在始端,目标刚进入波束,在末端,目标将离开波束。距离游动的问题是指在建立合成孔径过程中,用来建立合成孔径的脉冲的距离发生了变化。开始时,这个距离为 R_1 ,但在结束时,距离变短了,为 R_2 。图中示出了对合成孔径末端来说相应于距离 R_1 的单元。显然,这完全超出了所要观测的目标距离。也就是说,对于从某特定目标来的信号,不象侧视情况那样以接近于恒定的距离来观测,而是以在建立合成孔径过程中线性变化的距离来观测。图 9.17(b)示出了在孔径始端、末端和相应于第 n 个脉冲的中间某点这三个孔径点处,从目标 T 来的回波脉冲的幅度。显然,孔径如果是按合成方式形成的,这意味着从不同距离返回的脉冲必须相加起来,以产生合成孔径,或者必

须把从不同距离返回的脉冲送给多普勒滤波器、相关器或其它处理器。

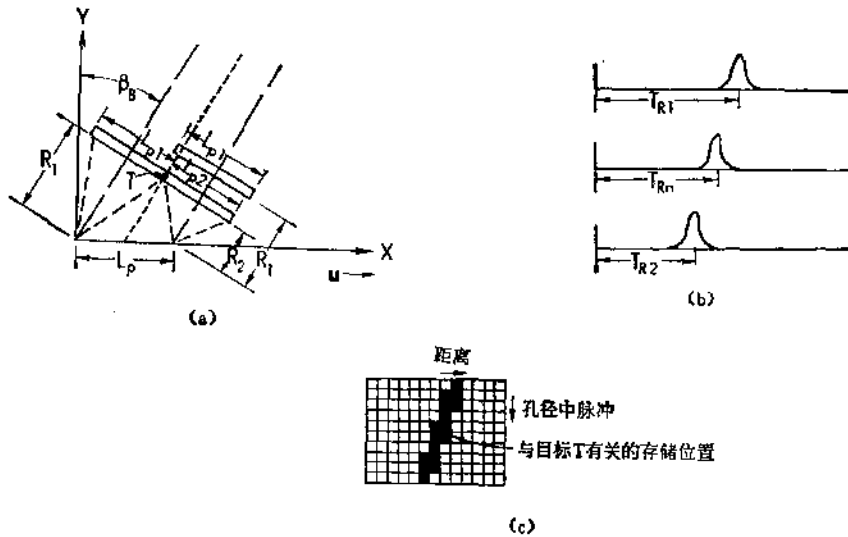


图 9.17 线性距离游动

(a) 线性距离游动的几何图形；(b) 在合成孔径中三个不同脉冲的目标位置；(c) 合成孔径在存储器中的存储位置(目标 T 的存储位置是涂黑的, 许多孔径位置需要内插而得)。

图 9.17(c) 说明使用数字处理器时存在的问题。图中示出一存储器, 它在水平方向上分成若干独立距离取样; 而在垂直方向上分成若干独立的沿航迹取样, 它们与不同的发射脉冲相对应。在这存储器中, 含有目标 T 的信息的存储单元在图中也都画出。我们从合成孔径存储器的一端到另一端, 依次先从第一个距离单元, 然后从四个不同距离单元中的另一个提取信息。由于使用了离散的存储位置使问题更为复杂, 如图中所示, 表明同时有两个单元与 T 有关。这是当目标距离处于靠近某个单元边缘时就会发生这种情况, 这时的目标信息将包含在相邻的两个单元之中, 对于这种情况, 需要进行某种形式的内插, 以确定目标 T 合适的幅度值。也可采用线性地改变存储器中某特定单元的取样时间, 这时就不需要用内插法了。但这种方法又带来了处理器的复杂化, 因为到达孔径末端时, 存储单元又将连续地被重新赋值。

距离弯曲

如图 9.18 所示, 当孔径很长时, 会出现距离弯曲。在任何合成孔径雷达体制中, 聚焦

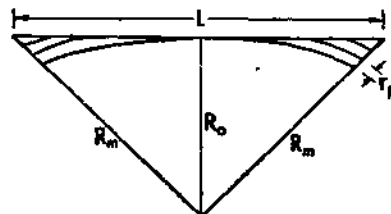


图 9.18 距离弯曲的几何图形

是与这种弯曲相联系的。如孔径长度适度，某给定目标的所有回波都在距离间隔内。但是假如孔径变得太长，则从某给定目标来的回波将处在不同的距离内，它与在线性距离游荡时的情况相类似，但在距离弯曲情况下，问题是二次方，而不是线性的。

由图 9.18 的几何图形，可注意到

$$R_m^2 = R_0^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2$$

若我们定义孔径上某点到目标的最大距离与最小距离之差为 ΔR ，则

$$\Delta R = R_m - R_0 \simeq \frac{L^2}{8R_0}$$

处理中重要的事除了相位影响以外，还要确定有多少个距离单元与 ΔR 有关，如果我们规定这种距离单元的数目为 M ，则可写成

$$\Delta R = Mr_R$$

其中 r_R 是斜距分辨力（与 r_y 值相差一个 $\sin \theta$ ），利用合成孔径长度与沿航迹分辨力 r_a 之间的熟知关系

$$L = \frac{\lambda R_0}{2r_a} a_{hr}$$

可以找出

$$M = \frac{R_0 a_{hr}^2}{32} \left(\frac{\lambda}{r_R r_a^2} \right) \quad (9.70)$$

若我们定义距离弯曲的可容许的每单元误差为 ϵ_{rc} ，则必须有

$$M < \epsilon_{rc}$$

如果上式成立，我们可以不用距离校正。如果上式不成立，而是

$$M > \epsilon_{rc}$$

则必须进行距离校正。可容许的 ϵ_{rc} 的值可高达 0.5，即容许从一目标来的回波游荡半个距离单元。但是如果 $\epsilon_{rc} = 0.1$ ，则更好一些。

为了说明问题的严重程度，我们研究下列几个例子。

举例 1:

本例根据海洋卫星合成孔径雷达的参数，进一步讨论缩短波长的影响，并讨论与必须进行距离弯曲校正有关的临界波长。本例的参数为

$$a_{hr} = 1$$

$$R_0 = 800\text{km}$$

$$r_y = r_a = 25\text{m}$$

$$\theta = 17^\circ \text{ (海洋卫星的最小角度)}$$

$$r_R = 25 \sin 17^\circ = 7.3\text{m}$$

将这些值代入(9.70)式，得出

$$M = 5.52^2$$

对于海洋卫星的 25cm 波长，其结果是 $M = 0.34$ ，这一数值表示希望有某种校正，但也可以不加任何校正。对于 5cm 波长来说，则 $M = 0.01375$ ，这个数值很小，可以忽略不计。

如果我们规定用距离象素大小的一半作为我们的判据,即 $\epsilon_{rc} = 0.5$, 则我们找出不需要进行距离弯曲校正的最小可用波长为

$$\lambda_{\min} = 30\text{cm}$$

反之,若我们规定 $\epsilon_{rc} = 0.1$, 则我们得出

$$\lambda_{\min} = 13.5\text{cm}$$

显然,稍将波长缩短一点,就可使距离弯曲校正成为无关大局的了。

但是,在海洋卫星中,对一次观测进行处理的结果仅为 6.25m^{\dagger} 所以需四次观测后再相加在一起。对一次观测情况来说,当 $\lambda = 25\text{cm}$ 时,则 M 值成为 5.44, 所以必须作一定的校正,这说明了这样一个事实,距离弯曲校正对于波长和沿航迹分辨力都十分敏感。以后将讲到,如果选择比获取最高分辨力所需的孔径还短一点的孔径来获取多次观测能力,则距离弯曲问题就不象先获取最佳分辨力,然后将多次观测相加所进行的处理那么严重。

举例 2:

除了入射角 $\theta = 60^\circ$ 以外,其余参数均与例 1 中相同。在这种情况下, $r_R = 21.7\text{m}$ 而 $M = 1.85\lambda^2$ 。这时,若 $\epsilon_{rc} = 0.5$, 则 $\lambda_{\min} = 0.52$ 米, 而若 $\epsilon_{rc} = 0.1$, 则 $\lambda_{\min} = 23\text{cm}$ 。因此,同样分辨力为 25m , 如取这一角度,则距离弯曲问题不那么严重了。

举例 3:

本例为一部高分辨力机载雷达,其参数如下:

$$R_0 = 20\text{km}$$

$$\theta = 70^\circ$$

$$r_y = r_a = 3\text{m}$$

$$r_R = 3 \sin 70^\circ = 2.82\text{m}$$

所得的 M 值为

$$M = 24.6\lambda^2$$

若设允许的范围为半个距离单元,即 $\epsilon_{rc} = 0.5$, 则满足可以忽略距离弯曲效应的判据的最小波长为

$$\lambda_{\min} = 14\text{cm}$$

若我们令 $\epsilon_{rc} = 0.1$, 则

$$\lambda_{\min} = 6.4\text{cm}$$

因而在这种情况下,由于分辨力较高,可以不考虑距离弯曲而允许使用的波长要比上面讨论卫星情况的波长短很多。由于在处理时,距离弯曲问题很复杂,不易对付,所以大多数合成孔径雷达都工作在允许不计及距离弯曲的那些波长上。但是,如果由于目标特性的需要而必须选用较长波长时,则在处理器中必须加上距离弯曲校正,其代价是设备相当复杂。

9-7 合成孔径雷达的系统组成

除了需要校正速度和姿态变化以外,合成孔径雷达与任何其它脉冲多普勒雷达均相

[†] 这里指的是 r_a 值。——译者注

似。因而，合成孔径雷达的方框图也与象动目标显示系统这样的脉冲多普勒雷达的方框图很相似。在大多数合成孔径雷达应用中使用脉冲压缩，从而可以压低峰值功率，而同时又能获得很高的距离分辨力。合成孔径雷达与其它雷达的真正重大差别只在于处理器，而不是雷达体制。

图 9.19 是合成孔径雷达的基本方框图。系统中所有频率都锁定在一个非常稳定的，工作中频的晶体振荡器——中频振荡器上。发射时，中频振荡器的输出先用短脉冲调制。这短脉冲可以具有特殊形状，使得它从脉冲展宽网络输出时就有需要的形状，或者该脉冲就是矩形的。然后，处在中频的短脉冲信号通过脉冲展宽网络。在这网络中，将一短的、具有很高峰值功率的脉冲转换成一个具有相同带宽的长的低峰值功率脉冲。这一展宽了的脉冲然后馈入一单边带混频器，与本振信号相混频，以产生载频脉冲。该本振信号一般是由一个与稳定的中频振荡器锁相的振荡器（其频率接近载频）产生的。然后将单边带混频器的载频输出送到发射放大器进行放大，达到所要求的电平，并送入双工器。通过

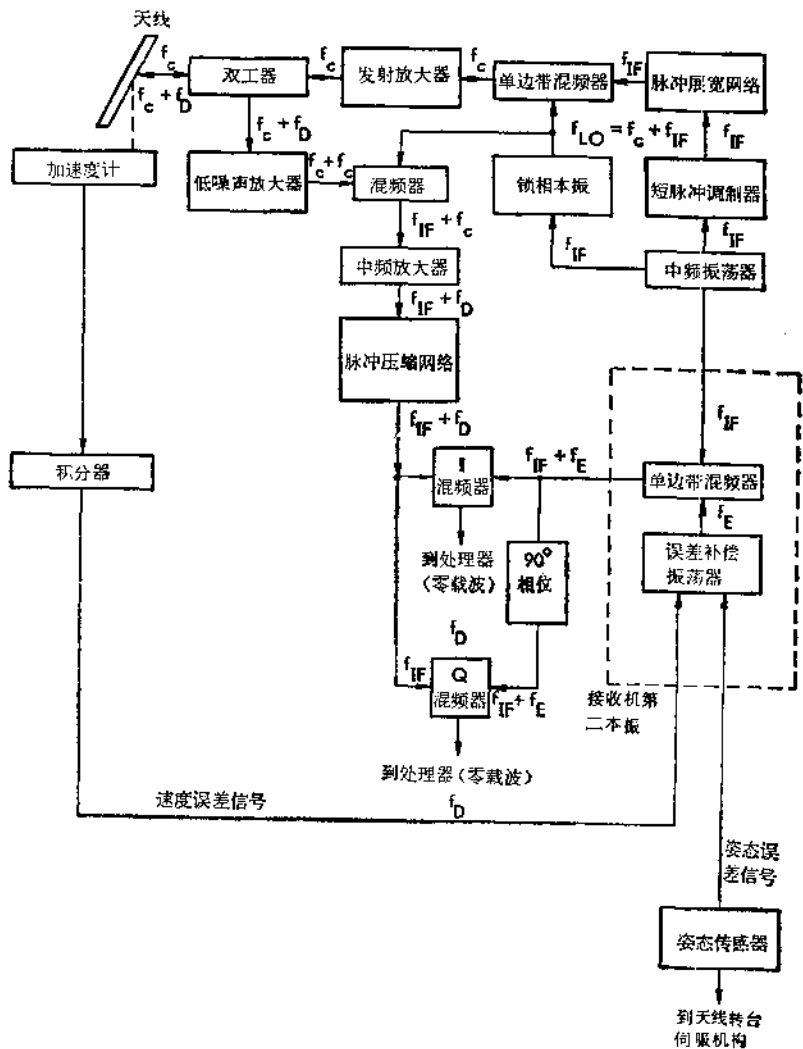


图 9.19 合成孔径雷达基本方框图，注意也可在处理器中完成误差补偿

双工器馈入天线。该信号被发射出去。

接收信号由天线收到,通过双工器到低噪声放大器(工作于载波频率),然后到第一混频器,与本振信号相混频,使下变频到中频。这中频信号经放大并通过脉冲压缩网络,从而恢复原来的短脉冲特性。

所示的系统为零中频系统,所以它有两个混频器,一个是同相混频或称 I 混频器,另一个是正交混频或称 Q 混频器。这两个混频器将接收机的中频输出与中频本振信号混合,将载频信号差拍到零频率,而多普勒频偏降到零频率附近。在这方面,合成孔径雷达系统和其它的相干脉冲雷达是完全相同的。其差别是在误差校正方面。

图 9.19 所示的误差校正系统是工作在接收机第二本振(在中频)频率上。这种校正系统也可以工作在接收机第一本振频率上,而校正经常还可以在处理器中实现。

对于图 9.19 所示的系统,一个误差频率振荡器(一般在很低的频率)的输出与稳定中频振荡器的中频信号相混频。其结果是一个经修正的中频信号,使得由按速度误差和姿态误差进行频偏后的中频载频变换到零,如 9-6.3 节中所指出的,如果不进行误差校正,则可能变换成其它频率。误差补偿振荡器受姿态误差信号和速度误差信号的控制。速度误差是由装在天线上的积分加速度表获取的,而姿态误差是由飞机导航系统获取的,姿态误差传感器产生信号,它们通过误差补偿振荡器进行快速校正,并通过天线转台的伺服机构重新使天线指向达到较慢速的校正。因而天线转台伺服机构用来使天线的姿态误差保持很小的量,而误差补偿振荡器完成其校正工作。请注意,单边带混频器和误差补偿振荡器联合作为接收机的第二本振装置的一个整体示出的。如果使用下面将要叙述的杂波锁定系统,则就无需这个第二本振装置了。

杂波锁定系统使用收到的多普勒频谱的形心来调整本振频率,从而使中频载频处在中频多普勒频谱的中心,而不是偏离其中心。图 9.20 说明这种系统。它与图 9.19 雷达框图的差别在于接收机第一本振的形式。

在图 9.19 中,接收机第一本振与提供发射信号的本振相同。而图 9.20 中,使用另一种接收机本振,其频率由锁相环调整,使得输出的中频多普勒频谱中心正好处于中频振荡器的频率 f_{IF} 上。这是通过将中频放大器的输出与稳定中频振荡器的信号同时馈入比相器来完成的。比相器产生误差信号,用这误差信号来调整中频压控振荡器的频率,依次再由压控振荡器去调整较高的锁相接收机的本振频率。适当地调整这一频率,使中频多普勒频谱的形心和频率 f_{IF} 之间的差别减少到

最小。请注意杂波锁定相位比较器处在脉冲压缩网络之前,因此允许使用包含从许多不同距离来的信息的长脉冲来调整本振。如果在脉冲压缩网络输出端进行的话,则必须把其

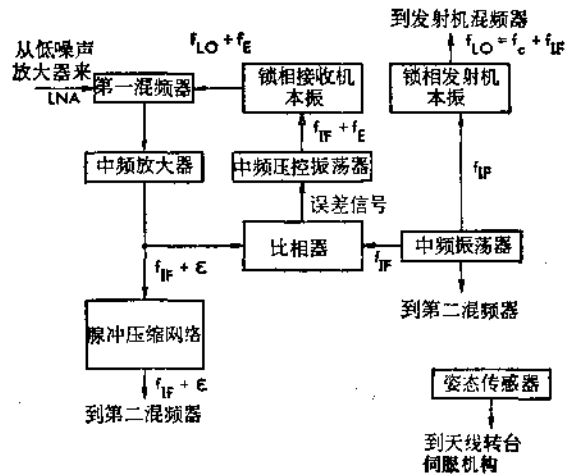


图 9.20 中频实现的杂波锁定系统。 f_E 是速度和姿态误差引起的误差补偿, ϵ 是锁相环中的误差

结果对许多距离门进行积分，以获取与单个距离目标回波相同的稳定性和独立性。如果脉冲压缩比不够大，甚至图 9.20 所示的系统也需要这种积分系统。当然锁相环工作时常数必须调整得合适，这样才不会随目标信号特性的微小变化而抖动。杂波锁定系统也完全可以在处理器中实现。

姿态传感器在杂波锁定系统图中也同时画出。不过它们不直接馈入杂波锁定系统，而是馈入天线转台伺服机构，使天线尽可能接近正确的指向。杂波锁定的误差信号不能用于这种场合，因为它包含了姿态误差和速度误差两种校正信号。

对于中等性能的合成孔径雷达，可使用一部相干接收系统，如图 9.21 所示。这种系统的主要优点是它允许使用脉冲式的发射振荡器，而不用既昂贵又耗功率的微波大功率放大器链。图 9.19 所示的这类雷达，除非频率很低，才使其末级放大器可用固体器件，一般都选用行波管或正交场放大器，而图 9.21 所示的雷达中，可使用磁控管。当然在这种情况下，就不能用脉冲压缩。但对于中等分辨力的系统来说，它可能并不是一个严重缺陷，因为很容易获得发射脉冲的宽仅为 50ns 的磁控管。

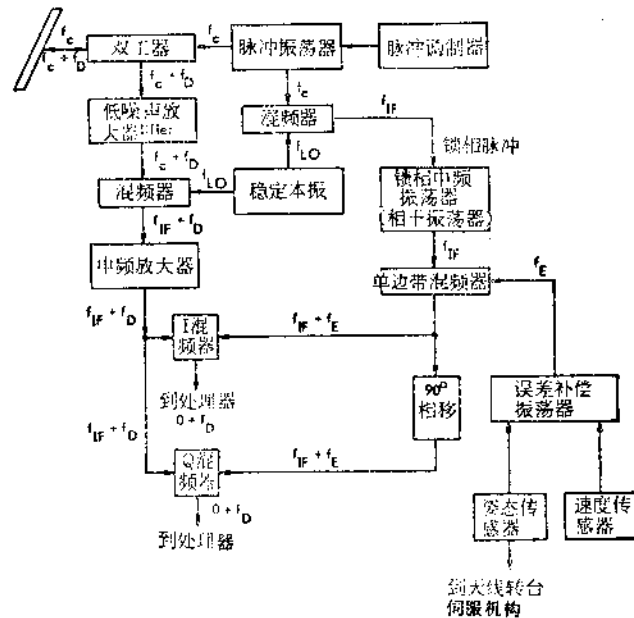


图 9.21 相干接收的合成孔径雷达的方框图

在图 9.21 的系统中，用一个稳定的本振作为基准，但它并不控制精确的发射机频率。为保证第二本振是锁相的，而且其频率与发射机频率相锁定，从发射脉冲采集一个取样，将它与稳定本振的输出相混频，产生一个中频信号。这中频信号用作锁相振荡器的相位锁定脉冲。锁相振荡器通常称为相干振荡器（COHO）。磁控管的输出只是短脉冲，因而锁定信号也是个短脉冲，而相干振荡器是连续工作的。所以它可以与一误差信号相混频，该误差信号与图 9.19 中的合成孔径雷达的一样，而系统的其余部分基本上也与图 9.19 相同。象图 9.21 这样的系统可作为现有的（原设计不是相干工作的）脉冲雷达的改进型。因而，它可以将真实孔径雷达改进成合成孔径雷达，其费用要比建造一个全新的发射机便宜。

对图 9.19 到图 9.21 中方框图内的各子系统的详细阐述已超出了本卷性质的范围,不多赘述了。

9-8 合成孔径雷达的斑纹及其减小措施

在 8-7 节中曾讨论过真实孔径雷达图象上的斑纹或衰落问题。而对于合成孔径雷

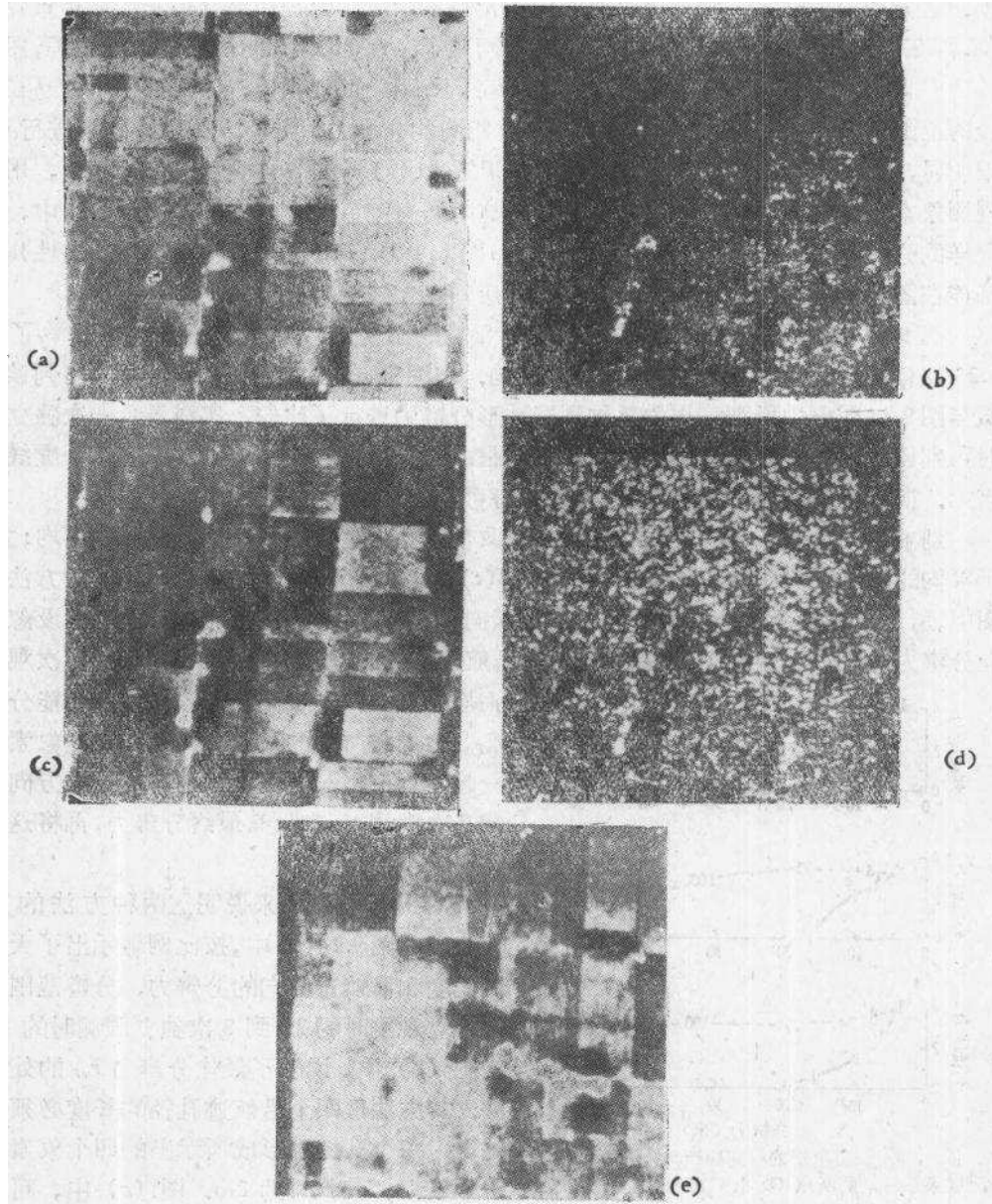


图 9.22 堪萨斯州 Garden 城实例图象,农田景物(取自 Moore, 1979 年)

(a) 原始图象,分辨力 $3\text{m} \times 3\text{m}$ 一个取样; (b) 分辨力 $15\text{m} \times 15\text{m}$, 一个取样(相干降低);
(c) 分辨力 $15\text{m} \times 15\text{m}$, 25 个取样(非相干相加); (d) 分辨力 $31\text{m} \times 31\text{m}$, 一个取样(相干降低); (e) 分辨力 $31\text{m} \times 31\text{m}$, 100 个取样(非相干相加)

达,这个问题就更为严重,因为合成孔径雷达象素的固有特性就是每个象素是用一个独立取样形成的.合成孔径雷达处理系统的设计者必须专门计及合成孔径雷达的多个独取样进行平均的要求,而在真实孔径雷达中,它是自动产生的.

举例说明斑纹对图象可判读性的影响,研究一下图 9.22.该图取自 8-7 节中所提到的那篇论文 (Moore 1979 年).图 9.22 说明了斑纹和分辨力对堪萨斯州的 Garden 城附近农田景物图象产生的影响.图 9.22(a) 示出一次观测和分辨力为 $3\text{m} \times 3\text{m}$ 的原始图象.这分辨力足够高,使得斑纹对农田的影响不严重.但是如果这是一幅城市景物的图象,则在这种分辨力情况下,斑纹就真是个问题.在 (b) 中,使用相干光学处理,图象的分辨力降到 $15\text{m} \times 15\text{m}$,在这较大象素情况下,图象很难判读,因为眼睛不容易在这样衰落范围内进行平均,图 (c) 中使用和 (b) 相同的分辨力,但用 25 个独立取样进行平均.很明显,此时图象要比 (b) 容易判读得多,几乎和 (a) 一样容易判读.在 (d) 中,用一次观测象素,分辨力已降低到 $31\text{m} \times 31\text{m}$.这时所有细节基本都丢失了.图 (e) 中,使用同样的分辨力,但用 100 个取样进行平均.图 (a) 中 $1/10$ 象素尺寸所显示的特性几乎全都能在图 (e) 中看到.这是因为衰落的效应基本上被平均掉了.

图 9.22 的图示说明了对独立样本进行平均的必要性.在那篇论文中,列举了象图 9.23 这样的例子,它用曲线示出了这种影响.在图中,由论文中判读器产生的可判读性指数与图 9.22 图象中所观测用的三种不同地形分辨力进行了比较.实线表示一次独立观测时可判读性结果.虚线表示多次观测的结果.进行平均的独立观测数目示于虚线中的点上.很明显,若分辨力降低而仍希望保持可判读性,则必须进行平均.

剩下的问题是,一,按最好的方法来获取合成孔径雷达中多次独立观测的平均;二,用于平均的独立观测次数应该多少.图 8.13(c) 表示了获取多次独立观测的一种方法.该图中,所示出的各个子分辨力是沿航迹和横向两维的最大可能的分辨力,我们假设忽略横向分辨力(它是一个独立的问题),只考虑沿航迹方向的分辨力,这时有两种对多次观测求

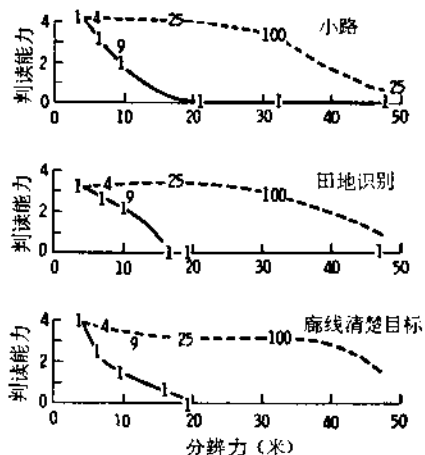


图 9.23 正方象素的判读性与分辨力的关系——堪萨斯州 Garden 市的农业景物 (取自 Moore, 1979 年)
曲线上的数字表示每个数据点所平均的独立样本数目

平均的方法.一种方法是获取最佳可能分辨力 r_{sp} ,然后将所得的最佳分辨力图象的象素合在一起平均.另一方法是从稍为不同的方向上进行几次观测,每次具有最终分辨力,再将这象素在一起平均.

用图 9.24 例子来说明这两种方法的某些性能.在图 9.24(a) 中,按比例地示出了天线孔径长度和沿航迹方向的分辨力,分辨范围从一次独立观测时的 2m 到 8 次独立观测时的 16m .在图 (b) 中,说明了最佳分辨力 r_{sp} 的处理方法.其方法是四个沿航迹孔径的长度必须同时处理.每个孔径都形成所示出的四个象素中的一个象素,其尺寸为 2m .图 (c) 中,可能的合成孔径长度 L_s 被划分成四段,每段孔径分别进行处理,从而获得沿航迹方向的尺寸为 8m 的象素.由此得出的四个象素的强度再加在一起.方法 (b) 中的处理是使用 $4 N_p$ 个脉

冲,而方法(c)中每次观测使用 $N_p/4$ 个脉冲,总数仍为 N_p 个脉冲,因此,用方法(c)处理比用方法(b)处理容易些,而且方法(b)的处理可能会有距离弯曲问题,对线性距离游动问题比(c)中的处理更为敏感,此外,这两种情况的焦深要求也有很大差别(这将在9.92节中进行讨论),因此,人们通常喜欢使用较短的合成孔径和将独立取样相加的方法,而不喜欢用长孔径和各个较小象素相加的方法,但是这领域中有些工程技术人员喜欢获取较小的象素,他们可能认为这对某些应用来说,其结果会更优越些,可惜是给出的参考文献中并没有证明这种观点,而且文献中也没有考虑所有的应用场合。

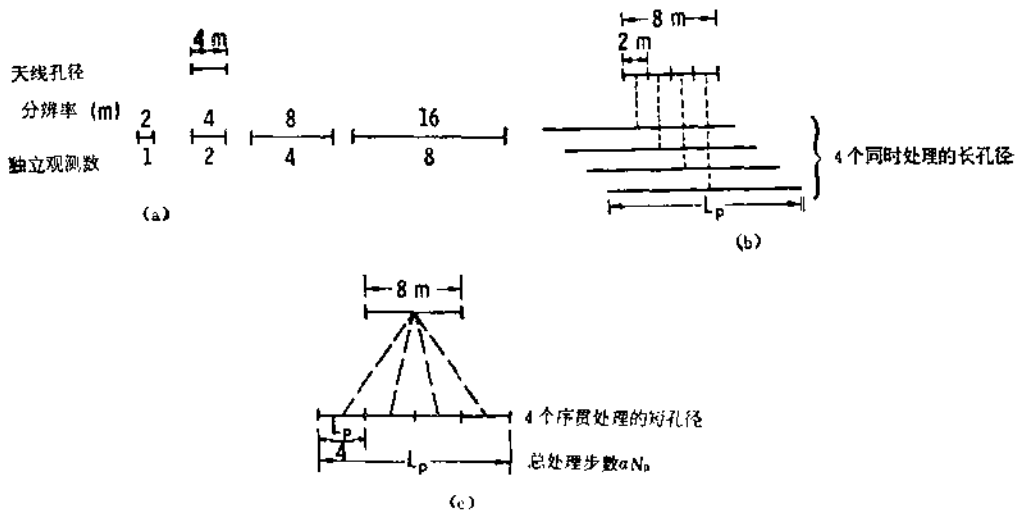


图 9.24 用合成孔径雷达得到的独立观测数

(a) 4m天线的例中,示出了潜在的独立观测次数;(b) 对由合成孔径所获得的最佳可能分辨力脉冲数 N_p 进行处理,共进行 4 次取样,总的处理步数与 $4N_p$ 成正比;(c) 对由部分孔径获得的最终分辨力脉冲数 $N_p/4$ 进行处理,共进行 4 次取样

必须回答的另一个问题是,为获取最佳结果,究竟应由多少个独立取样在一起进行平均。回顾 8-7 节,我们有

$$V = r_y r_a r_z \quad (8.30)$$

其中 V 是分辨力体积, r_y 是横向地面分辨力, r_a 是沿航迹方向分辨力, r_z 是该节中所定义的灰度分辨力。可判读性研究的结果表明,可判读性与分辨力体积的关系为

$$I = I_0 e^{-V/V_0} \quad (8.32)$$

我们可以利用这些结果来确定进行平均的独立取样数 N 的最佳值, N 与潜在分辨力 r_{ap} 有如下关系:

$$N = r_a / r_{ap} \quad (9.71)$$

假如我们必须将宽度为 r_{ap} 的 N 个取样相加,其结果 r_a 值较大。这一方程可对 r_a 求解,并代入 (8.30) 式,得到

$$V = r_y r_{ap} N r_z(N) \quad (9.72)$$

其中, $r_z(N)$ 由 (8.29) 式决定。若我们将注意力局限于沿航迹尺寸,即可以认为 r_y 是固定的,因而品质因素 V 与 $r_y r_{ap}$ 乘积之比,即

$$\text{品质因素} = V / r_y r_{ap} = N r_z(N) \quad (9.73)$$

当 $N = 1$, r_g 为 21.9。但当 N 增大时, r_g 将迅速减小。如图 9.25 所示, 当 $N \approx 3$ 时, 品质因数有最小值。当在 $N = 1$ 和 $N = 2$ 之间, r_g 的减小比 W 增加快得多, 在 $N = 2$ 和 $N = 3$ 之间, 两种影响几乎相抵消。 N 大于 3 时, N 的增加比 r_g 的减小还快, 因而品质因数又开始回升。希望品质因数处于最小值, 判读人员判读的最佳使用孔径是使 $N = 3$ 。

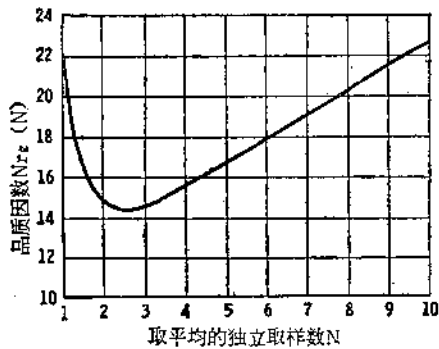


图 9.25 当固定天线长度时, 处理不同取样数时的品质因数 (引自 Moore 1979)

$N = 3$ 时的 V , 较之 $N = 1$ 时的要好 50%。当 $N = 1$ 时, 虽然可获得较好的合成孔径雷达分辨力 r_{sp} , 但 $N = 3$ 时其等效方形胶片像素的线性尺寸比 $N = 1$ 时的小 22%。

由图 9.25, 还可注意到, 当像素尺寸为 10 r_{sp} , 再对 10 次独立观测进行平均, 可得到与使用 r_{sp} 时相同的可判读性。在最佳的情况下, 处理器只需相当于 r_{sp} 时所需的像素的 1/3 大小。此外, 焦深大 9 倍, 这在某些处理方案中是一个重大优点。如果用 10 次取样平均以获取与 r_{sp} 相同的可判读性, 则处理器小 10 倍, 而焦深大 100 倍。

与使用最佳分辨力 r_{sp} 时相比较, 它降低了对沿航迹方向像素尺寸的要求, 并对多次独立取样进行平均, 这就显示出了它在处理中的主要优点。

9-9 合成孔径雷达信号处理导论

如 9-2 节中所指出的, 合成孔径雷达的处理是很复杂的, 其部分原因是由于有多种可供利用的方案, 部分原因是由于所需计算的复杂性。在本节中, 我们用方框图描述几种可供利用的处理器方案。同时叙述了为了解合成孔径雷达处理的性质所必需的基础知识, 其中特别是对在合成孔径雷达中出现的有关频谱的理解以及有关焦深的概念。

为了与习惯用法一致, 我们将用“方位”一词代替“沿航迹”一词来表示沿航迹方向和与合成波束的形成有关的处理。因而, 可以认为距离处理是垂直于航迹方向的, 而方位处理则是沿航迹的。

图 9.26 中用方框略图来说明合成孔径雷达中的处理步骤。其中图 (a) 表示距离压缩发生在方位压缩之前的处理方式的简略方框图。几乎总是为这种方式, 但图 (b) 是采用某特定处理方式的另一种方框图。在图 (a) 中, 进来的中频信号首先通过距离压缩电路。可以与距离压缩电路并行地, 也可以在它后面, 接上杂波锁定系统, 它的功能是确定多普勒形心。经距离压缩之后并加上多普勒形心的信息, 信号送入方位压缩器, 这是很粗略地表示处理相位相干信号以获取高方位分辨力的一种方法。方位压缩之后, 进行某种方式的检波, 然后将信号存入缓冲器中, 直到对某特定目标的全部观测回波都到达为止。在此时, 将多次观测的回波相加, 并将信号输至记录器。在另一种方框 (图 9.26 (b)) 中, 唯一的差别是方位压缩是在距离压缩之前。如果这种类型的处理器, 其对距离的取样是在基带上进行的, 那么图 (b) 是不容易实现的。但若距离取样可以在较高频率上进行, 则它是可以实现的。

图 9.26(c) 示出了一个具有距离选通(方位顺序)处理器的更完善的方框图。回波信

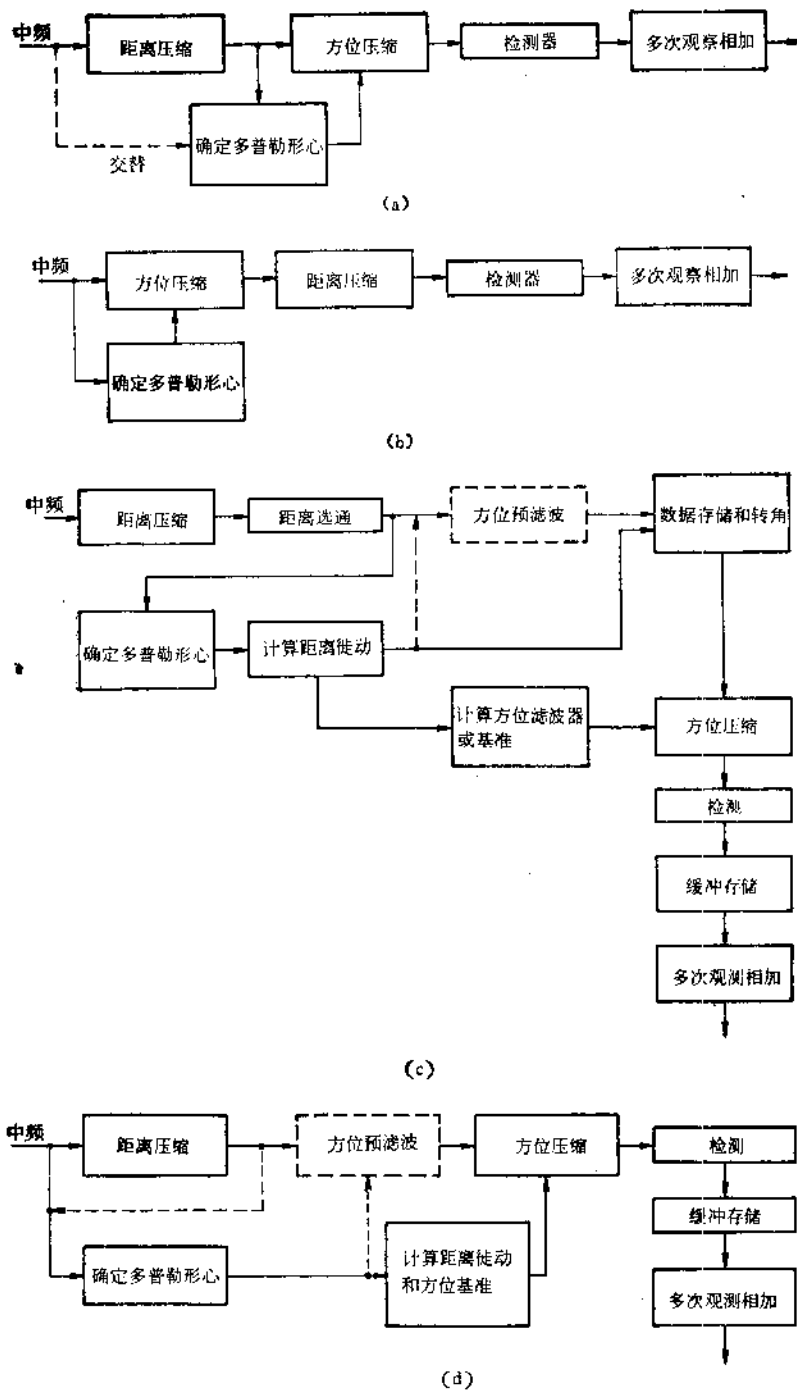


图 9.26 合成孔径雷达处理的步骤

(a) 简略方框图。(b) 另一种简略方框图。(c) 更完整的方框图。距离徙动(方位顺序)处理器。
 注一: 第一步可以是取样和“脉冲重复频率缓冲”; 注二: 模/数变换在第一个数字工作之前。(d)
 更完整的方框图, 距离顺序处理器。注一: 在某些条件下, 方位和距离压缩可以互换; 注二: 模/
 数变换在第一个数字工作之前

号是一中频形式,先进行距离压缩;然后进行距离选通,并确定在某特定距离处的多普勒形心,得到取样值。然后用这些取样值来计算距离游动,利用这个有用信息,可以计算方位滤波器的特性或基准函数。经距离选通后的信号通过(也可以不通过)方位预滤波处理。如果用了这种处理,则在预滤波处理后,信号被存入一个称为转角存贮器的存贮器中。这个名称的由来是因为信号的每个脉冲是以距离顺序方式写入该存贮器的,而每个距离的每个脉冲则以方位顺序读出。转角存贮器的输出被送入方位压缩电路。在那里,用合适的滤波器或基准信号来完成合成波束的形成,并将真实孔径的宽方位分辨力单元压缩成合成孔径的窄分辨力单元,然后对信号进行检波,并输入缓冲器;并在适当的时刻将多次观测信号加在一起。

图 9.26 (d) 示出了一个具有距离顺序处理器的更完善的方框图,该方框图除了不需要用转角存贮器外,其所完成的功能与 (c) 图的处理器相同。不用转角存贮器的原因是由于方位处理是在将距离分开之前进行,而不是在距离分开之后。

为说明引入多普勒处理的基准信号的一种方法,图 9.27 示出了多目标的多普勒频移。以时间函数的形式示出了五个目标的瞬时多普勒频移,其“线性调频脉冲”相互交叠。由于它们是交叠的,因此处理各个不同目标信号所需的跟踪滤波器不能供这些交叠目标共享,即至少要用 5 个跟踪滤波器来处理沿飞行路径上不同位置的 5 个目标。由于组成跟踪滤波器比组成固定滤波器困难些,通常解决的办法是用一个相当于跟踪式本地振荡器的信号作为基准信号,从而将 5 个线性调频脉冲信号变换成 5 个固定频率信号,如图 9.27 (b) 所示。这里假设本振信号与目标 3 的回波信号相同,因而本振与多普勒频移之间的频率差对于目标 1 和目标 2 来说是正的,对于目标 4 和目标 5 来说是负的。于是这 5 个固定频率回波信号可以用固定滤波器而不用跟踪滤波器来滤波。但要注意,它们并不是完全同时出现的,因而,在滤波前对信息的任何形式存贮,必须考虑到要一起进行滤波时的全部多普勒信号所占用的总时间(即将合成孔径的信号一起进行处理时构成全部合成孔径所需的总时间)。如果使用如相关处理器和光学处理器之类的处理器,就不需要这种扫频本振。因为所用的基准信号已把偏移的多普勒频率考虑进去了。

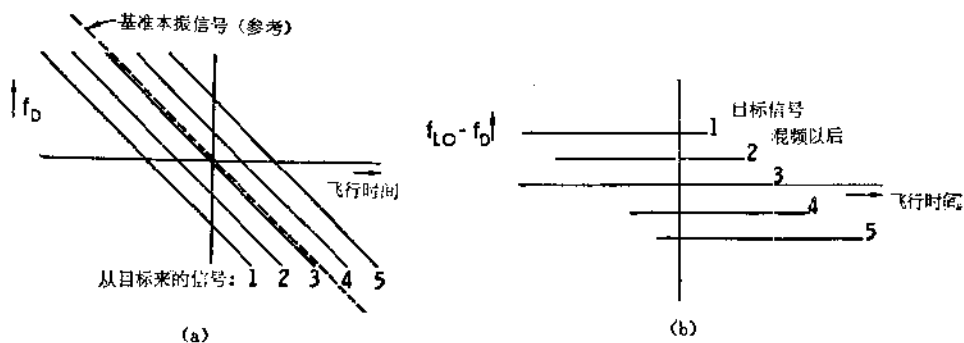


图 9.27 多个目标的多普勒频移

(a) 基本问题: 在同一距离上 5 个目标的信号,当雷达平行地通过目标并与它相并列时,目标多普勒频率为零;(b) 与扫频本振混频后的情况,本振频率与 (a) 中目标 3 回波相同,只是本振频率扫变的频带更宽,本振要在信号 1 开始时就开始,在信号 5 结束时才结束

9-9.1 频谱与偏置

为了了解处理器的更多特性,需要讨论在合成孔径系统中产生的频谱.而且,不同的处理器其载频偏离零点的偏置点各不相同.有些处理器将载频差拍到零,而它必须有鉴别正负频率的方法.另一些处理器使用变换到接近于零的载频(方位偏置),还有一些处理器使用稍高一些的载频(距离偏置).

雷达发射信号的电压形式为

$$v_e(t) = \text{Re} \left\{ \sum_i v_{or} p(t - iT_p) e^{i\omega_c t} \right\} \quad (9.74)$$

其中 v_{or} 是峰值, $p(t)$ 是发射脉冲的波形因子,载频 f_c 与角载频 $\omega_c = 2\pi f_c$ 相对应.在频率域中,该时间序列可以改写成为

$$V_e(f) = v_{or} \sum_k P(kf_p - f_c) \quad (9.75)$$

其中 f_p 仍是重复频率 ($1/T_p$).在图 9.28 (a) 中说明这一线谱图,这里示出了基带和射频频谱.每根线的幅度由发射信号包络频谱 $P(f)$ 所决定.基带信号在左边,射频信号在右边,也就是将 $P(f)$ 从中心频率为零频移到中心频率为 f_c 处.如果发射无限多个脉冲,这频谱的每条谱线是某特定频率的连续正弦波.如果发射的脉冲数是有限的,则每条谱线可由 $(\sin x)/x$ 函数描述,其宽度是脉冲序列总持续时间的倒数.

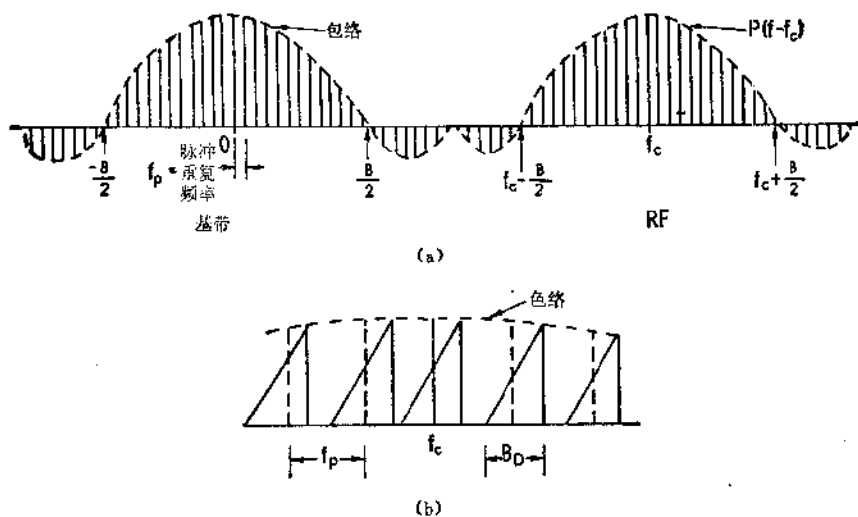


图 9.28 发射和接收信号的频谱
(a) 基带和射频信号全图; (b) 射频接收信号的展开图

因为这些正弦波每个分量都象一个独立载频,每个分量都产生大致上相同的多普勒频移.由于多普勒频移正比于载频,不同谱线的多普勒频谱稍有不同.但是相对于其总带宽来说,载频通常都很高,因而接收脉冲中所含的载波频率的多普勒频移基本是相同

的。这示于图 9.28 (b) 中, 图中示出了在载频附近接收信号的扩展图。用三角形表示不对称频谱, 因为通常人们希望在侧前方(正多普勒频移)和侧后方(负多普勒频移)有不同的多普勒幅度。不同处理器工作在这簇谱丛的不同偏置点上。

在电子处理中, 最常用的也许是零偏置。在这种情况下, 信号与工作在本振相混频, 并变换到零频, 与图 9.27 中所示情况有点类似。在电子处理中使用零偏置主要是使所要求的取样频率为最小, 于是电子线路不必象用其它偏置状态那样需要快速地工作, 从而可使存储器做得较小。图 9.29 (a) 示出了混频后零偏频谱。和前面一样, 示出的多普勒频谱为三角形, 以表示它们不是对称的。这种频谱中每个分量均包含有不可目标的多普勒线性调频脉冲的全部频谱总和, 如图 9.27 所示形式, 那是某特定瞬时的情况。在图 9.27 中, 多普勒线对调频脉冲表示了每个目标的瞬时频率随时间变化的情况。在图 9.28 和 9.29 中示出了它们的频谱。在零偏置处理中, 一般只使用在零频率附近的频谱分量, 利用低通滤波器滤去脉冲重复频率的谐波附近的分量。

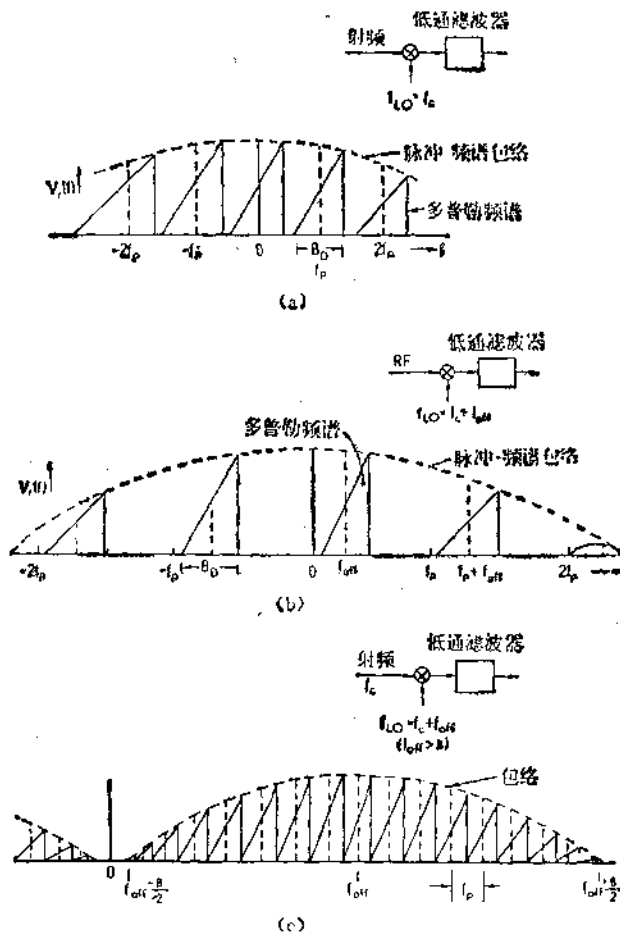


图 9.29 在处理中所用的与偏置有关的频谱

- (a) 混频后的零偏置频谱, 需用 I 和 Q 信道来区别正负多普勒频率, $f_p \geq B_D$ (满足尼奎斯特准则);
 (b) 混频后的方位偏置频谱, 只要一个信道, $f_p \geq 2B_D$ (满足尼奎斯特准则); (c) 混频后的距离偏置频谱, 根据处理方法, 需要 I 和 Q 信道, $f_p \geq 2B_D$ (满足尼奎斯特准则)

正如 9-4 节中关于模糊问题的讨论中所指出的, 脉冲重复频率至少应等于多普勒带宽. 若 f_r 等于多普勒带宽, 则由脉冲重复频率不同谐波所产生的相应频谱区域不会相折叠并满足尼奎斯特准则. 可惜, 由天线水平方向图的旁瓣所产生的多普勒频率将延伸到很高的频率, 以致使得以 f_r 为中心的频谱的旁瓣部分延到低通滤波区之内. 这些“混淆信号”使图象上出现干扰.

图 9.29(b) 表示了方位偏置情况. 在这种情况下, 偏置频率高到正好使载波所产生的整个多普勒频谱区均高于零频率. 也就是说, 偏置频率选得使多普勒频谱的最大负偏移刚好接近零频率点. 因此, 在这种情况下的偏置频率约为多普勒带宽的一半. 如果多普勒频谱中心区要利用, 将会出现较高频率, 则取样频率必须是零偏置的两倍. 也就是尼奎斯特准则要求 f_r 的取样频率与最大多普勒频率相适当, 如图 9.29(b) 所示. 这种处理方式很少用于电子处理系统, 却常用于光学处理系统.

图 9.29(c) 示出了最后一种偏置方式——距离偏置. 这里, 偏置载波频率约选为发射脉冲带宽的一半, 以使得发射脉冲信号的整个包络均大于零频率. 当要同时处理距离和方位线性调频脉冲时(光学处理经常是这样做的), 以及当按距离顺序进行方位处理时, 都要采用距离偏置. 带通取样定理规定, 只要保持取样频率(脉冲重复频率)与载波及脉冲重复频率之间的适当关系, 满足这种取样状态所要求的脉冲重复频率只需与多普勒带宽 B_D 相等. 因而距离偏置的脉冲重复频率可能与零偏置的相同, 而方位偏置的脉冲重复频率必须大一倍.

用零偏置时, 需要同相信道(I 信道)与正交信道(Q 信道), 以使得由 I 和 Q 信道产生的复数可以用来区分正负多普勒频率. 距离偏置也可能要同相信道和正交信道, 当然并不一定需要两个信道. 用方位偏置则只需对一个信道取样, 不需要正交通道. 对所有偏置方式来说, 旁瓣混淆的影响是相同的.

9-9.2 聚焦深度

在合成孔径处理中, 焦深是一个重要概念, 因为它决定所需的不同基准信号的数目. 在一个焦深内, 所有距离只用一个基准信号. 如果焦深足够大, 这意味着系统中的全部作用距离只需要一个基准信号. 但若焦深很小, 则意味着处理器必须提供许多不同的基准函数.

只用一个基准信号, 其意思是图 9.1(b) 中对所有距离使用的移相器均相同. 从多普勒的观点看来, 其意思是图 9.27(a) 中扫频本振的基准函数对所有距离有相同的频率变化率 (df/dt). 对于相关处理器, 图 9.3 中的基准信号在一个焦深内无需变化. 而对于匹配滤波器, 图 9.4 中的匹配滤波器函数 $f(t)$ 在焦深内对所有距离也应是相同的. 对于图 9.5 中作为方位去线性调频系统的延迟滤波器, 在一个焦深内也只需要一个频率灵敏的延迟滤波器. 对于图 9.6 的光学处理器, 在一个焦深内对于所有距离, 则一个透镜横截面也就满足了. 但经常会遇到当总的辐照带宽度超过了焦深时, 则需要不同的透镜横截面.

人们可以用探讨合成孔径雷达的各种方法中任一种来计算焦深. 这里我们用的是多普勒频移的观点. 图 9.30(a) 说明了问题的性质. 这里示出了两个不同距离的瞬时多普勒频率变化. 左边是短距离 R_1 的情况, 右边是远距离 R_2 的情况. 在不同距离情况下, 通过照射区所需的总时间(潜在的合成孔径建立时间)是不同的, 这是因为对任何距离来说,

有效通过时间都是这个简单公式,即 $\beta_{nr}R/u$ 。而多普勒带宽对任何距离均相同的,因为它仅由 β_{nr} 决定,但在较短距离时,信号通过此带宽的时间比在较远距离时的少一些。因此,左图的较短距离时的瞬时多普勒曲线的斜率应比右图的较远距离时的陡些。

假定有一个用来确定合成孔径雷达分辨力的跟踪滤波器,如图 9.30(b) 所示。在这里,并不使用全部的多普勒带宽 B_D ,而是只用它的一部分 B_a 。在不同瞬时滤波器带宽位置用虚线表示,我们定义焦深就是所要求的作用距离的变化量,使得从距离 z 来的信号在孔径的始端进入滤波器低频端,在孔径的末端离开滤波器高频端。调节滤波器,而使由距离 1 来的信号始终都处在频带中心,如图所示。相应于 $1/2$ 滤波器带宽的距离偏置就是 $r_a/2$,因此,距离 z 的合成孔径长度比距离 1 的合成孔径长度长一个方位象素尺寸 r_a 。

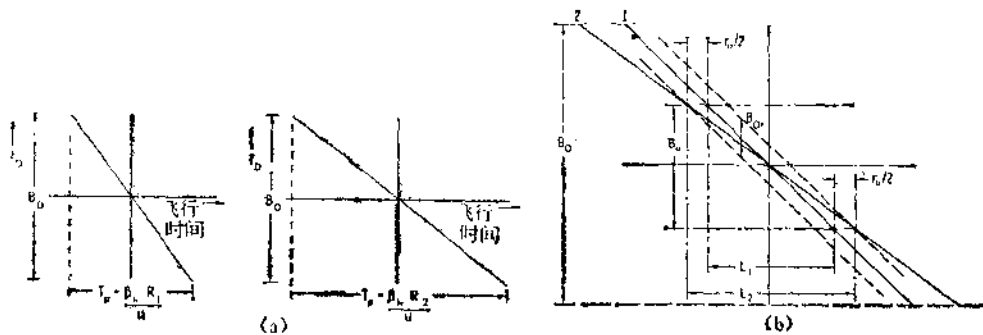


图 9.30 按多普勒观点研究焦深

(a) 问题的性质; (b) 焦深的几何说明

由图我们得知,在数学上,

$$B_a = - \left. \frac{df_D}{dx} \right|_{R_1} L_1 = - \left. \frac{df_D}{dx} \right|_{R_2} L_2 \quad (9.76)$$

因为

$$f_D = 2ux/\lambda R$$

则导数为

$$\left. \frac{df_D}{dx} \right|_{R_1} = - \frac{2u}{\lambda R_1} \quad \left. \frac{df_D}{dx} \right|_{R_2} = - \frac{2u}{\lambda R_2}$$

因而,解 (9.76) 可得

$$\frac{L_1}{R_1} = \frac{L_2}{R_2} \quad (9.77)$$

我们注意到

$$L_2 = L_1 + \Delta L = L_1 + r_a \quad (9.78 a)$$

和

$$R_2 = R_1 + \Delta R_d \quad (9.78 b)$$

将这些关系式代入 (9.77) 式, 得出

$$\frac{L_1}{R_1} = \frac{L_1}{R_1} \frac{1 + r_a/L_1}{1 + \Delta R_d/R_1}$$

因而

$$\Delta R_d = (R_1/L_1)r_a$$

因为方位分辨力为

$$r_a = \lambda a_{hs} R / 2L$$

所以焦深 ΔR_d 为

$$\Delta R_d = \frac{2r_a^2}{\lambda a_{hs}} \quad (9.79)$$

因而对于较大象素和较短波长,则焦深较大。若要得到大的焦深,最方便的方法是降低方位分辨力 r_a 。

举一个焦深的例子,假设 $r_a = 2\text{m}$ 和 20m , $\lambda = 10\text{cm}$, 而 $a_{hs} = 1$, 则分辨力为 2m 时,焦深仅为 80m , 当分辨力为 20m 时,则焦深达 8km 。

9-9.3 处理器定时和复杂性与分辨力的关系

图 9.27 中示出了各个目标多普勒曲线重迭的情况。不论对合成孔径雷达采用什么观点来描绘,合成孔径雷达处理的定时决定了处理器的复杂性。图 9.31(a) 从合成阵的观点来说明这问题。例如,假设有一个 9 阵元的阵列,具有最佳的可能分辨力 r_{ap} , 也就是说,真实孔径波束宽度在地面上覆盖的距离等于 $9r_{ap}$ 。当实现这个最佳可能分辨力时,必须同时处理九个孔径。图中只示出了其中五个。这就是说,雷达每向前运动一段距离 r_{ap} , 必须开始一个新孔径。若每个孔径用一专用的处理器,这意味着需要用九个处理器并联工作来处理这问题,当其第一个孔径完了的时候,又重新分配各个处理器,即用于孔径 1 的处理器在孔径 1 结束时将重新分配用作处理孔径 10。因此孔径 2 的处理器将分配来处理孔径 11, 等等。

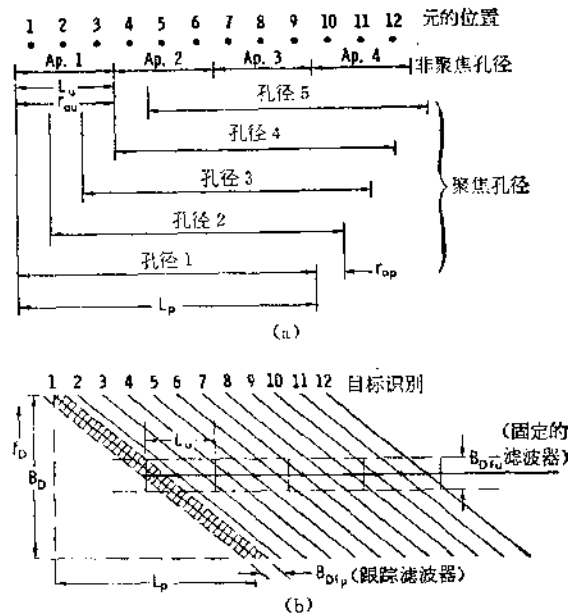


图 9.31 合成孔径雷达处理的定时, 9 个阵元的合成阵——全聚焦和非聚焦
(a) 合成阵观点; (b) 多普勒观点

图中还示出了非聚焦合成孔径雷达的情况, 这里只需要一个处理器。非聚焦情况的

孔径长度 L_a 就是非聚焦分辨力 r_{au} , 而且是 $3r_{fp}$. 因为非聚焦处理器在每个象素结束时就完成了它的任务, 所以只需要一个处理器. 然而为了对分辨力改善 3 倍, 则所需的处理器数目应增大 9 倍. 实际上, 人们不需要分配独立处理器来处理各个孔径, 因为有许多其它方法能同时处理几个孔径, 但系统的复杂性大致与方位分辨力 r_{au} 改善的平方成反比. 就以上所举例子来说, 若分配独立处理器, 对非聚焦情况来说, 数据存贮需要一个长度为 3 的寄存器, 而对于聚焦情况来说, 则需要九个长度为 9 的寄存器. 因此, 不仅处理器的数目与 r_{fp}^2 成反比, 而且寄存器单元位数也以同样比例增加.

图 9.31 (b) 是以多普勒观点来描述的情况. 若在聚焦情况采用一个跟踪滤波器, 其带宽是非聚焦滤波器的 $1/3$, 非聚焦滤波器不需要跟踪, 就是说

$$B_{Dfj} = 3B_{Dfp}$$

非聚焦情况只需要一个滤波器, 而聚焦情况则需要九个滤波器. 每个滤波器一旦完成其任务就可以再分配. 因此, 处理目标 1 的滤波器可以再分配用以处理目标 10. 这里人们又看到了处理器的复杂性与 $1/r_{fp}^2$ 成比例. 因此, 为了用合成孔径系统获取高分辨力, 人们在处理器的复杂性方面付出了极大的代价. 这意味着需认真研究对分辨力的要求, 因为规定过高的分辨力(要求分辨力太高)会大大增加系统的成本.

9-10 聚焦式电子处理器

本节中我们将以方框图形式讨论五种电子处理器, 并用一些例子来说明所涉及的复杂程度. 五种处理器为:

距离选通处理器	距离序贯处理器
① 零偏置数字处理	① 梳齿滤波器
② 真正合成孔径雷达处理	
③ 相关处理	
④ 声表面波器件作方位非线性调频	

9-10.1 零偏置数字处理

图 9.32 是具有 N 个距离单元和 M 个方位单元的零偏置数字处理器的方框图. 它含有图 9.26 (c) 的全部方框内容, 虽然在此图 9.32 中未给出距离压缩方框, 方框中又假定没有方位预滤波. 非线性调频后的中频电压送入两个混频器: I (同相) 混频器和 Q (正交) 混频器. 混频器将中频电压拍频到基带. 利用 I 和 Q 混频器输出的和与差, 可以得到正的和负的多普勒频率, 人们也可以把这两混频器的输出看成是一个复数的实部与虚部. 这里说明这个过程. 为将信号拍频到零频, 给混频器提供一个中频载波信号. 要是没有运动和姿态误差, 则所提供的信号没有任何变化. 如这里所示, 可将中频载波信号和一误差频率信号一起加到一个单边带调制器上, 该调制器由于加入一误差频率而使载频发生频移, 从而使该信号产生变化. 多普勒误差修正振荡器接收输入信号的控制, 它根据杂波锁定系统或根据姿态和速度传感器来确定振荡器频率. 一般这误差频率很低. 假如把这误差频率作为一个频移插入到扫变基准频率中, 则就不需要作为一个频移插入到中频载波上. 因此, 虚线方框内示出的两个系统是互补的, 可以任用一个系统.

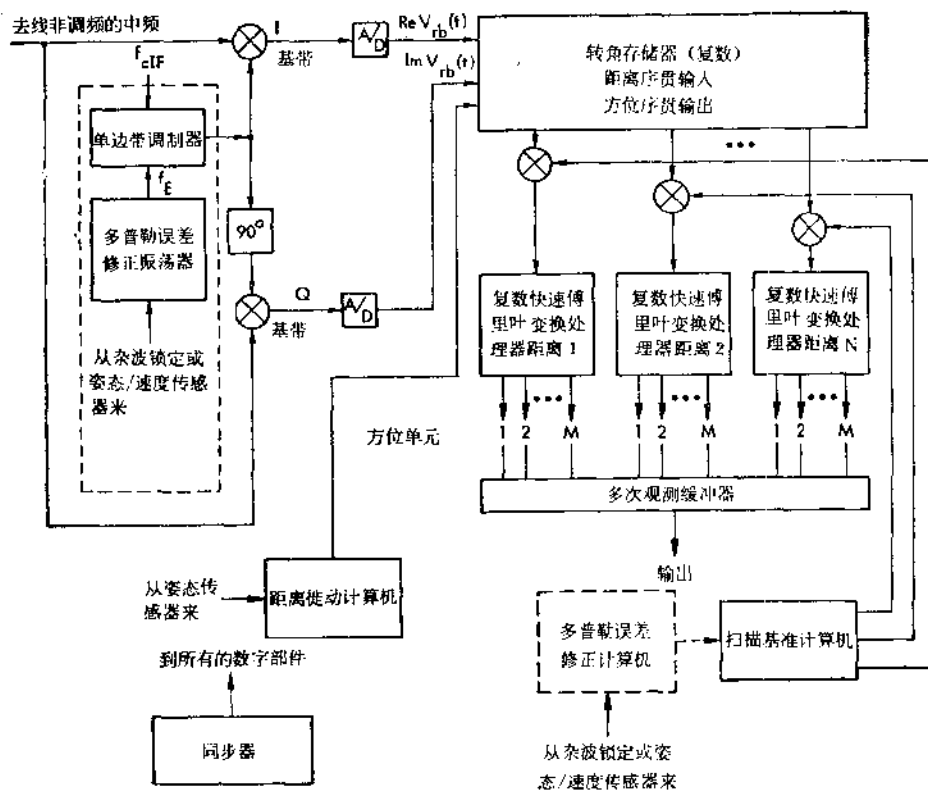


图 9.32 零偏置数字处理器方框图, L_r 中 N 个距离单元, M 个方位单元

在这数字处理器中,基带信号先分别在 I 和 Q 信号的模-数变换器中数字化。数字格式的复数实部和虚部分别按距离顺序输入到转角存储器。就是说,由一给定发射脉冲在不同距离上产生的回波水平地读入存储器,形成第一行。然后第二个脉冲产生的回波形成第二行,第三个脉冲产生的回波形成第三行,依此类推。当转角存储器贮存满以后,输出都是垂直地读出,也就是说,对于一个给定的距离但不同的方位位置的全部输出被送入有关的乘法器上。

转角存储器输出与扫频基准振荡器信号相乘,结果是将多普勒线性调频信号变为简单的多普勒频率,见图 9.27。然后将所得的相当于某一给定距离的 M 个复数输入到该距离的快速傅里叶变换 (FFT) 处理器中,如果有 N 个距离,则需要 N 个 FFT 处理器。因为这些处理器可以以较慢的速率工作,所以实际上并不需要很多独立的处理器,而是用一个处理器就可以供许多个距离共享。但这里为了阐述处理特性简便起见,示出了各独立处理器。各个处理器有 M 个输出,它们相应于不同方位单元。它们被一起送入缓冲器,因为必须将它们贮存起来,直到对同一目标象素的其它观测均可供利用为止。这样对一个目标的多次观测可以加在一起。当这过程完成后,将输出送入记录器。

应注意这里采用的是扫变基准计算机而不是单个扫频基准振荡器,因为扫变基准计算机必须提供适合于不同距离的数字基准信号,只有当焦深超过总的辐照带宽度时才可

以用单个基准振荡器。

举例:

为说明这类处理问题的规模,我们讨论两个例子,一个星载雷达和一个机载雷达。

星载雷达的参数如下:

	$\lambda = 3 \text{ cm}$
	$h = 600 \text{ km}$
	$i = 8 \text{ m}$
斜向辐照带宽度	$R_s = 60 \text{ km}$
地面辐照带宽度	$R_g = 89 \text{ km}$
外入射角	$\theta_{\text{out}} = 45^\circ$

我们假设两种分辨力,一个是可能达到的最佳分辨力 ($r_{op} = 4 \text{ m}$), 另一个 $r_s = 30 \text{ m}$ 。在这两种情况下,我们都假设在 45° 处为一方形象素。表 9.1 给出了与处理器有关的一些重要量,并给出为获取本例中诸量所需的方程。但未给出下一个例子所需的方程。若采用要求输入是 2 的乘方的常规快速傅里叶变换,其快速傅里叶变换的长度标在括号内,超过 795 和 106 那部分填上零。即使是采用共享的快速傅里叶变换处理器,这 4 m 的例子所要求的量也是非常大的。系统工作速度极快,转角存储器也必须很大,而且输出速率也极大。虽然 2830 个快速傅里叶变换处理器这量也很大,而对于 30 m 的例子来说,情况要好些。因这些处理器较短,仅为上例的 1/8,每个少三级,而且 30 m 的转角存储器的大小也是合适的。

机载例子具有如下参数:

$\lambda = 3 \text{ cm}$
$h = 6 \text{ km}$
$u = 300 \text{ ms}^{-1}$
$l = 2 \text{ m}$
$R_s = 58.4 \text{ km}$
$R_g = 62.0 \text{ km}$

这里两种不同的分辨力处理器分别为 $r_{op} = 2 \text{ m}$ 和 10 m 。其结果示于表 9.2 中,应注意对于 2 m 这例子,机载系统处理器的大小和所要求的速率都极大。但对 10 m 例子来说,有可能建成合适的系统。

9-10.2 真正合成孔径处理

可以设计出各种各样的方案来进行“真正合成孔径雷达”式的处理。在这处理中,人们把与合成孔径阵列不同阵元有关的全部信号积累起来,然后将它们同时乘以适当的修正因子。处理也可以实时进行,方法是当特定距离的回波返回雷达时,用所有产生该回波的不同孔径的不同相位修正因子乘每个回波。然后将这些相乘结果存贮在正在构成各合成孔径的独立累加器中。图 9.33 是一种实现真正合成孔径雷达处理方法的一个例子。原则上,这处理器并不需要一完整的转角存储器,而只要一个多路转接器,将距离顺序输入数据变成为方位顺序输出数据,并输入到图中所示的移位寄存器中,但是用这种技术时所需的移位寄存器和乘法器的数目十分大,因此用转角存储器和在几个距离之间共享移位

表 9.1

公 式	参 数	$r_x = r_y = 4\text{m}$	$r_x = r_y = 30\text{m}^a$
$r_y(\theta_{\text{out}})\sin\theta_{\text{out}}$	斜距分辨率 r_a	2.8 m	21.2 m
$\lambda R_0/2r_a$	FFT 长度 F_L	878(1024)	117(128)
$F_L \log_2 F_L$	乘法器数/FFT N_m	10240	896
R_z/r_R	FFT 处理器数和距离单元数 N_r	21200	2830
$C/2r_R$	转角存储器输入速率 B	53 Mbytes s^{-1} †	7.1 Mbytes s^{-1}
$2N_r F_L$	转角存储器大小 N_{cr}	37 Mbytes	663 Kbytes
$N_r \mu/r_a(\theta_i)$	输出速率 f_0	53 Mbytes s^{-1}	1.54 Mbytes s^{-1}
$5f_0$	5比特/字节时的输出速率 f_{b0}	265 Mbit s^{-1}	8.7 Mbit s^{-1}
$2r_a^2/\lambda \Delta R_d$	焦深 ΔR_d	1067 m	60 km
$R_z/\Delta R_d$	所需的基准频率数	56	1

^a 在 45° 处(一次观测)。

† Mbytes s^{-1} ——兆字节/秒; Mbytes——兆字节; Kbytes——千字节; Mbits $^{-1}$ ——兆比特/秒。——译者注

表 9.2

参 数	$r_x = r_y = 2\text{m}$ $r_R \approx 2\text{m}$	$r_x = r_y = 10\text{m}^a$ $r_R \approx 10\text{m}$
FFT 长度	512 (512)	103 (128)
乘法器数/FFT	4608	896
FFT 处理器和距离单元数	29300	5870
转角存储器的大小	30 Mbytes	1.2 Mbytes
输出速率	4.4 Mbytes s^{-1}	176 Kbytes s^{-1}
5 比特/字节时输出速率	22 Mbytes s^{-1}	881 Kbytes s^{-1}
焦深	267 m	6.67 km
所需的基准频率数	219	9

^a 在 85° 处(一次观测)。

寄存器的方案可能更方便。共享的移位寄存器是以比一个脉冲重复周期快得多的速率读出转角存储器。

同相的和相位相差 90° 的信号作为复数的实部和虚部贮存在转角存储器(或多路转接器)中。对每个距离,这些复数被移位输出,并输入到指定的移位寄存器。当第一个脉冲(A)到达移位寄存器最后位置时,共有 N 个脉冲可供利用。进行相乘,然后将输出馈入多路转接器/多次观测缓冲器。当进行一次移位时,在寄存器中位置 A 处的信号消失,位置 B 到位置 N 处的信号均向前移位,在位置 N 处出现一个新的信号。现在这些新信号是在 θ 方位方向上与下一个相邻的像素有关的合成孔径的 N 元,于是进行另一组相乘,信号被相加,该输出再送入多路转接器。随着雷达向前行进,在移位寄存器中信号不断地向下移位,结果是对每个新收到的脉冲,移位寄存器中出现了形成一个合成孔径所需的 N 个信号,可以供进行相乘。对于从 1 到 M 的所有距离,重复这过程。

然而对阵内不同位置,其相位修正也不同,而且由于焦深问题,对不同距离,相位修正也不同。因此相位修正计算机必须算出这些修正量并给乘法器提供信号。对每个像素来说, N 元的合成孔径所需的乘法数目当然是 N 。所以在合成孔径全通过之前, M 个距离

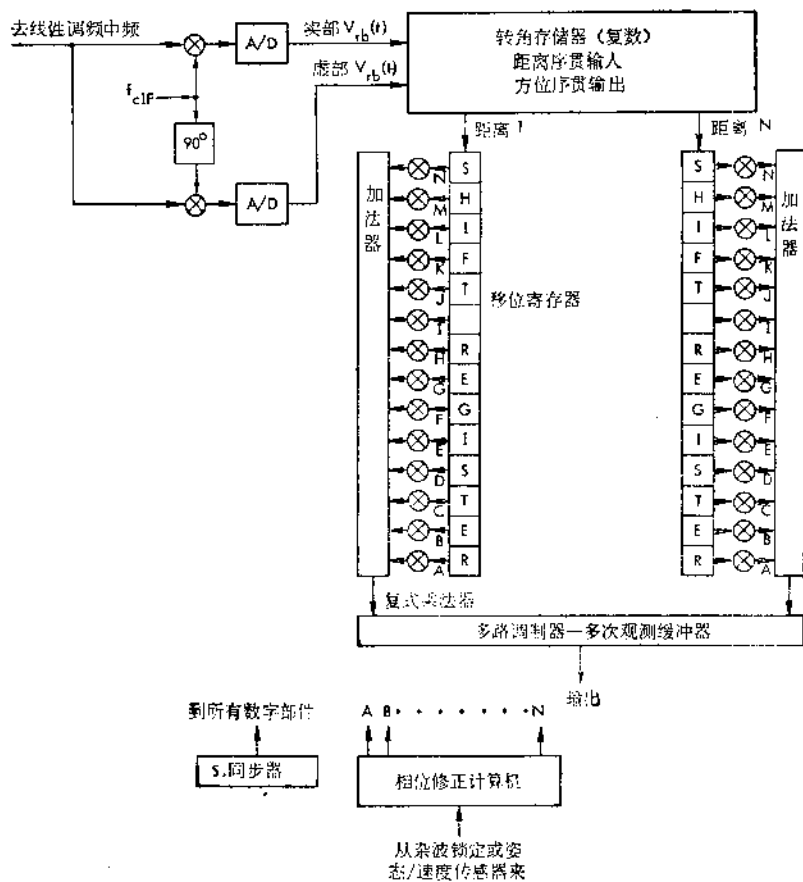


图 9.33 真正合成孔径雷达处理器——一个数字的例子

单元的每个元都已进行了 N^2 次乘法运算。由于在快速傅里叶变换中，所需的乘法次数约为 $N \log_2 N$ ，而不是 N^2 ，因此这乘法次数远大于图 9.32 的快速傅里叶变换处理器中所要求的乘法次数。若采用共享移位寄存器的方案，则转角存储器可为共用移位寄存器提供有效信号，这时乘法器的总数不再是 NM ，而仅是 NM 的几分之一。虽然这种处理器所要求的乘法运算次数比快速傅里叶变换处理器的多些，但真正合成孔径雷达处理器能连续地工作，这一点就使它在某些方面比快速傅里叶变换的“分批处理”工作方式可能更合乎需要。

实现真正合成孔径处理器，还有一些其他方案是使用模拟器件而不用数字器件，也可能有某些优点，因为这些器件速度快、功耗低。

举例：

举一个真正合成孔径雷达处理器所需元件数目的例子。用前面例中相同的两种情况，即具有与前例相同参数的一个星载系统和一个机载系统。星载系统所得出的元件参数示于表 9.3 中。需指出的是，假如使用共享移位寄存器，则将降低元件数目，但需用一个转角存储器来代替多路转接器。例中机载系统的参数示于表 9.4 中。看来两个高分辨力处理器例子都要求很高速度和大量设备，而两个分辨率较适中的例子看来都是可行的，当

表 9.3

参 数	$r_x = r_y = 4\text{m}$	$r_x = r_y = 30\text{m}^2$
多路转接器长度	21200	2830
多路转接器和取样器速率	53 Mbytes s^{-1}	7.1 Mbytes s^{-1}
移位寄存器数	21200	2830
方位移位寄存器长度	878	117
乘法器数/移位寄存器	878	117
乘法器总数	18.6×10^6	331×10^3

* 一次观测。

表 9.4

参 数	$r_x = r_y = 2\text{m}$	$r_x = r_y = 10\text{m}^2$
多路转接器长度	29300	5879
多路转接器和取样器速率	106 Mbytes s^{-1}	15 Mbytes s^{-1}
移位寄存器数	29300	5879
方位移位寄存器长度	512	103
乘法器数/移位寄存器	512	103
乘法器总数	15.0×10^6	605×10^3

* 在 85° 处(一次观测)。

然速度和设备大小仍很可观的。

9-10.3 相关处理

在 9-2.2 节中给出了相关处理的一般概念。计算了基准函数和输入信号之间的相关,并得到 (9.17) 式的结果。在构成相关处理器时所面临的困难是:人们如何能同时进行所需的全部相关?图 9.31 说明必须用合成孔径或多普勒处理器同时处理交叠信号问题。相关处理也存在同样问题。

实现相关处理器有三种方法:

1. 利用一固定基准信号,将回波信号移位通过基准信号进行并行相乘,以对 (9.15) 式的积分求值。其结构与图 9.33 所示的“真正合成孔径雷达”的十分相似。它需要一个多路转接器而不是一个完整的转角存储器。

2. 按顺序地向处理器提供方位信号,用一组基准函数与每个信号同时相乘,这组基准函数应选择在与形成相关的各合适位置点上。它需要一个多路转接器而不是一完整的转角存储器。

3. 将方位信号变换到频率域,并与基准信号的变换相乘。然后再反变换回时间域。它需要一个转角存储器。

图 9.34 说明了这三种方法。

在图 9.34 (a) 中,给出四个目标的相位相干信号的幅度,以及基准函数的幅度。显示了目标 1 与基准函数是相对准的,因此在显示的瞬间,这目标为最大相关。目标 2,3 和 4 分别处于从最大位置移位一个脉冲,两个脉冲和三个脉冲处。信号下面画出了一个含

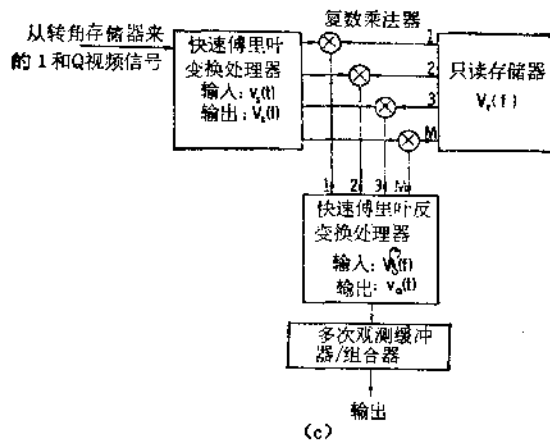
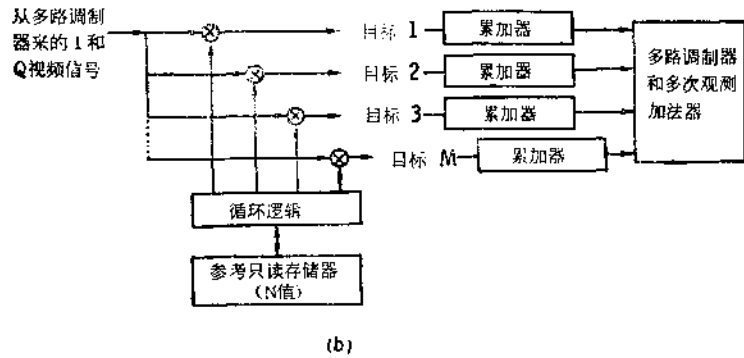
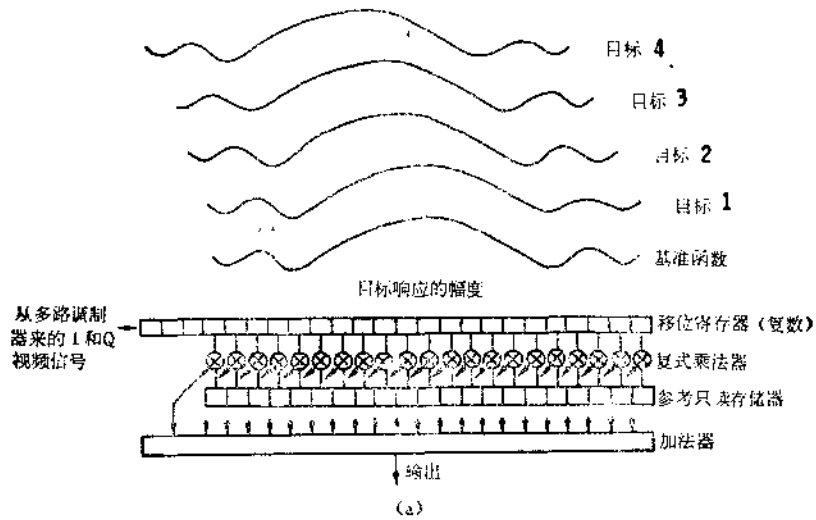


图 9.34 三种相关处理方法，图中示出单个距离元元件

(a) 将回波移动一固定基准信号，所示的目标 1 的信号是相关的，所有信号同时出现；(b) 顺序相乘，完成 N 次相乘后，乘法器 1 开始处理第 $M+1$ 个目标；(c) 用频率域相乘来实现相关

有信号幅度信息的移位寄存器，一个基准只读存储器 (ROM) 和将它们联起来的乘法器。同时进行这些复数相乘运算，并在加法器中将结果相加，由此来完成 (9.15) 式的积分。

图 9.34 (b) 中示出了第二个方法，它利用顺序相乘法。从转角存储器来的 I 和 Q 视

频信号每次一个取样输入乘法器链。每个乘法器的另一个输入为相应于某特定方位位置的参考函数取样。这些乘法器的输出被馈入累加器。在累加器中按顺序将获取的乘积之总和进行相加，直加到完成每个孔径为止。当目标 1 的累加器将参考信号中 M 次相乘的结果相加以后，转贮到多路转接器中。然后可将这累加器再分配给目标 $M + 1$ 用。其它累加器也是如此。因为所有基准函数，除了一时延不同以外，其它都相同，可以用单个基准信号的只读存贮器。采用循环逻辑可为各个乘法器提供由只读存贮器来的适当的参考单元。

为说明第三种方法是如何工作的，我们重复了(9.15)式，但采用的是实数形式而不是复数形式，信号

$$v_0 = \int_{-T_d/2}^{T_d/2} v_r(t) v_r(t + t_r) dt \quad (9.80)$$

因为对单个目标来说， $v_r(t)$ 是一个偶函数，它可以变换成一卷积分，因此可以通过取其元的傅里叶变换的乘积，然后对其乘积进行反变换来求值。这里我们令

$$V_s(f) = \mathcal{F}\{v_r(t)\} \quad V_r(f) = \mathcal{F}\{v_r(t)\}$$

因此，代表频率域输出的积为

$$V_0(f) = V_s(f) V_r^*(f) \quad (9.81)$$

可以对它进行反变换，获取一时序输出

$$v_0(t) = \mathcal{F}^{-1}\{V_0(f)\} \quad (9.82)$$

举例：

为弄清所需电子设备的规模，仍讨论前面的例子。对于方法 1 和方法 2 来说，需要一个其规模与图 9.33 所示相同的多路转接器。对方法 3 来说，需要转角存贮器和与零中频多普勒处理器完全相同的前面部分的全部元件，但不需要基准扫频振荡器。这三种相关处理方法所需的相应元件数目均示于表 9.5 中。显然，无论哪一种所需的元件数目都是很大的。但正如这里所给出的各种系统所举的例子一样，有些元件是可以共享的，因为它们工作速率较慢，因而在一个运算系统中的元件总数会少一些。设计这样系统的主要

表 9.5

元 件	星 载 雷 达		机 载 雷 达	
	$r_x = r_y = 4m$	$r_x = r_y = 30m$	$r_x = r_y = 2m$	$r_x = r_y = 10m^a$
方法 1				
寄存器长度(字节)	878	117	512	103
多路转接器数目	18.6×10^3	331×10^3	15×10^3	605×10^3
寄存器数目	21200	2830	29300	5870
加法器数目	21200	2830	29300	5870
方法 2				
乘法器和累加器数目	18.6×10^3	331×10^3	15×10^3	605×10^3
方法 3				
FFT 变换器数目	42400	5660	68600	11740
乘法器数目	37×10^3	662×10^3	30×10^3	1.2×10^3

^a 在 85° 处时。

问题是如何想出一些巧妙的办法,通过共享元件的方法而使元件数目降低到最少。

9-10.4 声表面波器件作方位去线性调频

声表面波器件方位去线性调频处理器是以图 9.5 所示的原理为基础的。它利用这样一个事实,即多普勒频移是一个线性下降的频率调制,因此,它很容易用声表面波滤波器来适当地处理。该滤波器的时延是频率的函数。图 9.35 是一个这类型式的距离偏置处理器,它利用电荷耦合器件 (CCD) 取样数据模拟器件作为信号多路转接和存贮。也可以用一个零偏置系统,实际上,多路转接也可在中频实现,在各个距离上用独立的混频器组来实现。在后一种情况时,可采用声表面波延迟线作多路转接器。

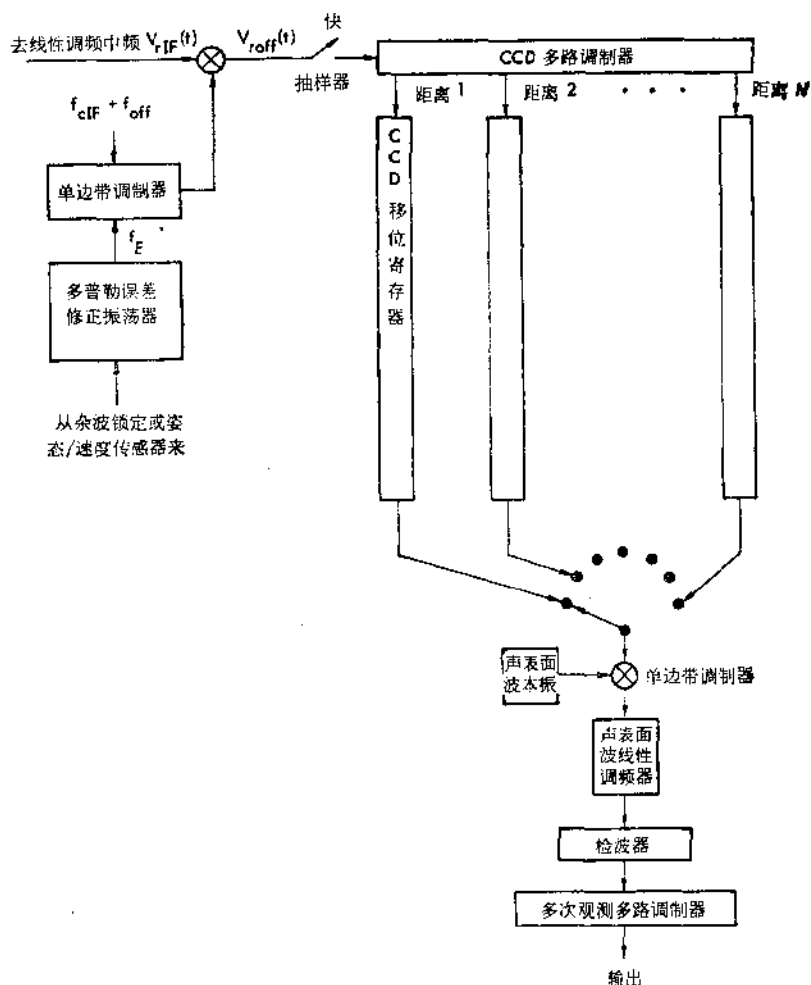


图 9.35 声表面波器件方位去线性调频处理器

图 9.35 中以垂直走向表示的 CCD 移位寄存器,在每个脉冲重复周期内输入一个取样,因此,其频率比较低。声表面波延迟线的工作频率为几百兆赫,其带宽为兆赫量级,所以共用声表面波延迟线不仅合乎需要,而且也是必要的,因为移位寄存器的输出必须快到足以利用声表面波随频率变化的延迟器件的适用带宽。象往常一样,本振信号与一个误

差信号相混频，以修正偏置载波中由已星姿态和速度所引起的误差。然后将这个信号送入一个快速取样器和 CCD 多路转接器。多路转接器是一个具有并行输出的 CCD 模拟移位寄存器。当一给定脉冲的全部回波均已置入多路转接器寄存器以后，它们并行地移入垂直取向的 CCD 移位寄存器中。

信号以足够快的速率从这些移位寄存器中读出，使得它们具有与声表面波线性调频线的特性相匹配的合适带宽。多路转接器按合适的顺序对不同距离选择各种移位寄存器。在将信号输入到线性调频线以前，必须将它调制到适合于使用声表面波器件的载频。线性调频线的输出是一个时间序列历程，它是在被取样的距离点上由不同方位元来的回波所组成。垂直取向的 CCD 移位寄存器的级数必须是合成孔径元数的一倍，这样可以用它们来产生一套完整的方位元的输出。和通常一样，检波器的输出在进入记录器之前，必须先通过一个多次观测多路转接器。这类处理器系统中，多路转接器和垂直取向的移位寄存器可以用同一类型的 CCD 器件 (Robert 等人 1976)。

举例:

仍讨论前面所提到的星载例子。对这类处理器的参数示于表 9.6 中。

人们可以以稍不同的速率读出移位寄存器，以适应不同距离所要求的不同的多普勒频率对时间曲线的斜率，从而使它们都使用同一声表面波线性调频线。由于在 CCD 中信号向前移动时存在着电荷残留问题，多路转接器的长度事实上远大于用单个 CCD 移位寄存器所能构成的长度。因此，实际上另外需要一个多路转接器，它逐次地把信号馈入相应于辐照带不同地段的较短移位寄存器中。这些较短的移位寄存器的长度可以根据研制处理器当时的 CCD 技术水平来决定。

表 9.6 星载雷达

参 数	$r_a = r_y = 4m$	$r_a = r_y = 30m^a$
多路转接器长度	21200	2830
多路转接器工作速率	53×10^6 取样/秒	7.1×10^6 取样/秒
方位移位寄存器长度	1756	234
方位移位寄存器数目	21200	2830
若以 10^7 取样/秒速率工作时声表面波线数目	4	1

a 一次观测。

表 9.7 机载雷达

参 数	$r_a = r_y = 2m$	$r_a = r_y = 10m^a$
多路转接器长度	29300	5870
多路转接器工作速率	106×10^6 取样/秒	15×10^6 取样/秒
方位移位寄存器长度	1024	206
方位移位寄存器数目	29300	5870
以 10^7 取样/秒速率工作时声表面波线数目	5	1

a 在 85° 处(一次观测)。

举例:

仍讨论前面所述的机载例子,参数示于表 9.7 中. 对于高分辨力例子来说,多路转换器工作的速率必须大大超过 CCD 的正常工作速率,因而为了使脉冲速率符合 CCD 的性能范围,需要寻找某种复杂的多路转接方案. 工作在每秒 15×10^3 取样速率的 CCD 是可行的,所以 10 m 左右分辨力可以适用,它不需要复杂方案.

9-10.5 采用梳状滤波器的距离序贯处理器

距离序贯处理器的功能是对多普勒频谱分量进行处理. 图 9.29 (c) 中所示的脉冲频谱中各谱线都相应形成多普勒谱分量. 梳齿滤波器可同时对不同脉冲重复频率谱线所占各频带中的多普勒分量进行滤波.

图 9.36 (a) 说明了实现梳齿滤波器的基本原理. 信号经历正好等于脉冲间隔 T_p 的一个时延量. T_p 本身是载频的整周数. 最初,开关 S_1 是闭合的,而开关 S_2 是断开的. 当第一个脉冲通过延迟线后,它输入一放大器中,该放大器用以确定加法器所要求的电平. 在加法器中它与输入的第二个脉冲相加. 头两个脉冲之和通过延迟线再加入到输入的第三个脉冲上,等等,直到梳齿滤波器所需的脉冲数目都已加够为止. 这时开关 S_1 断开,而开关 S_2 闭合,于是所有这些脉冲之和传送到输出端,而反馈回路中断. 当完成输出任务以后,开关又回复到原来的位置.

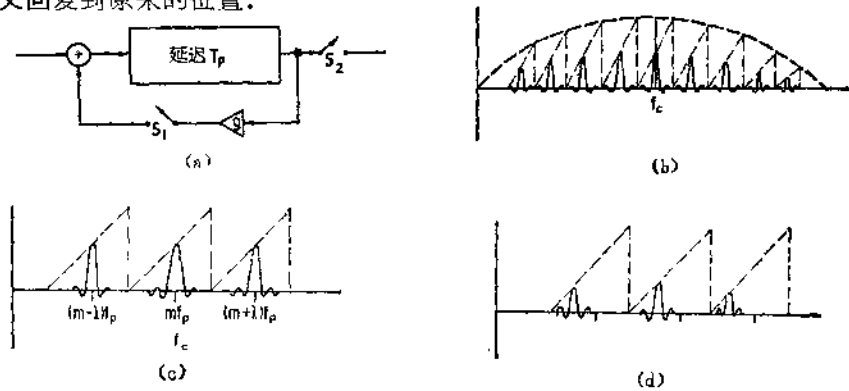


图 9.36 梳齿滤波器

(a) 实现原理图; (b) 叠加在图 9.29 (c) 多普勒频谱上的总滤波器响应; (c) f_c 附近滤波器响应的展示图; (d) 进行载频上移的影响

人们可以认为这是相矢量 (phasor) 的相加. 假如延迟适当,于是处在正确频率上的所有信号在加法器中是同相的,通过延迟线进行 N 次循环之后,输出将简单地是单个取样输入电压的 N 倍. 另一方面,若频率和延迟不匹配,则相矢量相加将是彼此不同相的分量相加,所以得到的输出小于输入电压的 N 倍. 在数学上,可以用下列展开式来表示.

假如 $g = 1$, 这样我们可以不必去关心孔径的锥度效应,这时输出电压为

$$v_o(t) = \sum_{n=0}^{N-1} v_{in}(t - nT_p) \quad (9.83)$$

将这变换成频谱形式,在频率域上其输出为

$$V_o(f) = \sum_{n=0}^{N-1} V_{in}(f) e^{jn\omega T_p} = V_{in}(f) \sum_{n=0}^{N-1} e^{jn\omega T_p} \quad (9.84)$$

注意到最后的求和是一个 $e^{jn\omega T_p}$ 比值的几何级数. 利用几何级数和的公式,于是我们得

到输出频谱为

$$V_o(f) = V_{in}(f) \frac{1 - e^{j\omega T_p N}}{1 - e^{j\omega T_p}}$$

就其幅值而言, 它可以变换成

$$|V_o(f)| = |V_{in}(f)| \left| \frac{\sin(\omega N T_p / 2)}{\sin(\omega T_p / 2)} \right| \quad (9.85)$$

这表示式与天线阵元相隔很远而能形成多个主瓣时的天线方向图相类似。下面叙述在发射信号其它不同谱线处所发生的情况。我们令

$$f_c = m f_p, \quad f = f_D + m f_p \quad (9.86)$$

将这些值代入(9.85)式中, 我们得到输出频谱的幅值为

$$|V_o(f)| = |V_{in}(f)| \left| \frac{\sin(\pi N f_D / f_p + \pi m N)}{\sin(\pi f_D / f_p + \pi m)} \right| \quad (9.87)$$

注意到若多普勒频率为零, 即

$$|V_o(f)| = |V_{in}(f)| \left| \frac{\sin \pi m N}{\sin \pi m} \right| = N |V_{in}(f)| \quad (9.88)$$

对于邻近频率来说, 即对于与脉冲重复频率谱中的任一根谱线相差 f_D 的频率来说, 这可以变换成

$$|V_o(f)| = |V_{in}(f)| \left| \frac{\sin(\pi f_D N / f_p)}{\sin(\pi f_D / f_p)} \right| \quad (9.89)$$

半功率点处的多普勒带宽近似地由下式给出,

$$B_{Df} = f_p / N \quad (9.90)$$

因此, 我们最后可以把输出频谱写成

$$|V_o(f)| = |V_{in}(f)| \left| \frac{\sin(\pi f_D / B_{Df})}{\sin(\pi f_D / f_p)} \right| \quad (9.91)$$

这已画在图 9.36 (b) 和 9.36 (c) 中。在图 9.36 (b) 中, 画出了载波两侧频谱的主要部分, 其中不同谱线的多普勒频谱用虚线的三角形画出, 而梳齿滤波器不同齿的响应则用实线画出。其展示图就是图 9.36 (c)。

如果在图 9.36 (a) 的反馈线路中插入一相移量, 就可以使梳齿滤波器偏离其频率, 但相移的量必须与频率无关, 因而不能用简单的延迟来实现。人们可以利用这样移相元件构成一系列的梳齿滤波器组来实现距离序贯处理器, 但必须找出综合它们的良好方法。

图 9.37 示出了这种类型处理器的另一种处理方法。这例子中假设信号进入处理器以前已进行了距离上的去线性调频。但是在这样类似的情况下, 人们实际上还可以在检波前和方位梳齿滤波器输出处实现距离上的去线性调频。图中我们用扫频本振信号作为基准信号, 它们经过适当修正以补偿速度和姿态误差。对每一个方位, 载频均稍偏离于脉冲重复频率的倍数。由于方位梳齿滤波器是正确谐振于脉冲重复频率的倍数上, 因此它产生如图 9.36 (d) 所说明的在多普勒频带内移动梳齿滤波器位置的作用; 从而各滤波器响应处在多普勒频带的不同部分。当然偏置频率仍十分接近载波频率, 所以单边带调制器(与将扫频本振与误差频率进行混频时所用的调制器相类似)必须具有良好的抑制无用分量能力。

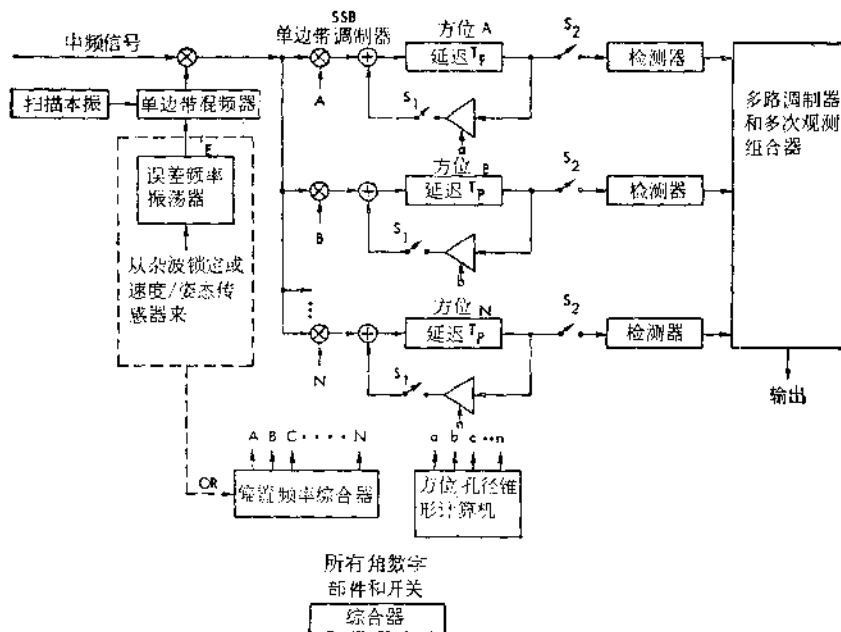


图 9.37 距离序贯梳齿滤波器处理器的例子

当在构成一个合成孔径结尾时,开关 S_2 闭合时,信号按距离顺序馈入检波器。这一步骤与前面讨论中所用方法不同,因在那些例中,对一给定距离,输出是以方位顺序出现的。然而不论输出是按何种顺序,如这里所示,其输出都是进入多路转接器和多次观测的组合器中。需要一频率综合器为不同方位产生各种偏置,图中还有一个方位锥度因子计算机,因为有效合成孔径的锥度因子可通过调整反馈放大器的增益来调整。

上面讨论的都是对聚焦合成孔径系统进行电子处理的不同方法,而这些方法在原则上都是等效的。在所有情况中,处理都是十分复杂的,而高分辨力比粗分辨率则更加复杂。在 9-12 节中,我们将讨论当使用非聚焦电子处理器时的简单化情况。

9-11 光学处理器

多年来,光学处理为产生高保真度合成孔径雷达图象提供了唯一满意的手段。除了用于许多军用系统外,它还用于古德伊尔 (Goodyear) 电子测绘系统 (GEMS)。它还是海洋卫星合成孔径雷达图象处理的手段之一。由于光学处理天生是个并行处理过程,除了在胶片上获取信息和处理胶片时有延迟外,它基本上是实时处理的。从另一方面说,光学处理却要求专门制造的,价格昂贵的透镜系统,而且安装处理器也要求高度的技巧。

光学处理的原理在 9-2.5 节中讨论图 9.6 时已讲述过了。但为进行实际的合成孔径雷达的光学处理,人们应计及一些技术难关,特别是下列几点:

1. 不同距离要求不同相关。
2. 光在距离方向和方位方向上必须同时聚焦在图象胶片上,见图 9.6。
3. 因为胶片对强度(只是正的)敏感,故需要加偏置以便在胶片上记录正的和负的幅

度,加偏置后的光要聚焦到图象中心,因而需要一个偏置频率使雷达观测屏上的图象与这偏置图象成一个角度.

第二项的要求也是一个潜在的优点,因为在距离方向聚焦的同时,可以用这些透镜对距离线性调频脉冲实现去线性调频的运算功能.

为实现在不同距离上聚焦,则要求对不同距离采用方程(9.20)和(9.21)的透镜设计方法.图9.38说明了远距离和近距离的聚焦问题.在这图中,使用了与图9.6中所用相同的术语,但下标 L 是指远距离,下标 S 是指近距离.对这两种距离,方程(9.21)的形式为

$$L_{3L} = \frac{2k_r(R_{1L} - R_{3L}) + k_0(O_{1L} - O_{3L})}{k_L - k_0} \quad (9.92a)$$

$$L_{3S} = \frac{2k_r(R_{1S} - R_{3S}) + k_0(O_{1S} - O_{3S})}{k_L - k_0} \quad (9.92b)$$

由图9.38可以看出,在远距离和近距离情况下,它们的光学距离和雷达距离都不相同,虽然光学距离的差别不象雷达距离差别那么大,因为它是聚焦在象平面的同一点上.由于由方程(9.92)形成的透镜截面积是随距离变化的,所以如图9.38(b)所示,透镜的截面是圆锥形的.许多现代处理器使用倾斜象平面和柱面透镜而不用圆锥透镜,有关这方法的详细讨论超出了本章的范围.

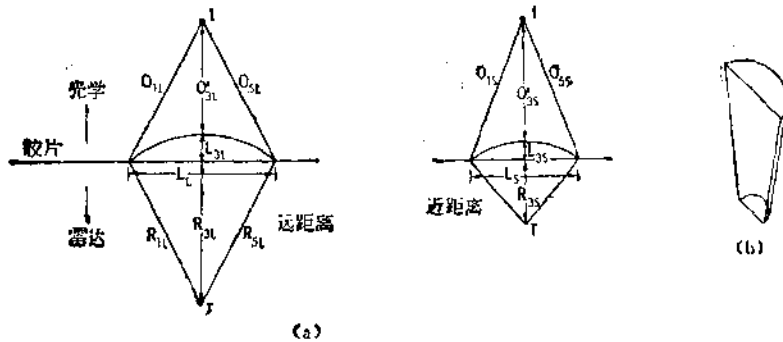


图9.38 光学处理——方位聚焦概念
(a) 不同距离的聚焦; (b) 合成的锥形透镜

由于需要一起处理距离和方位聚焦,还由于制造能实现两种聚焦的单一透镜系统的困难性,通常采用与图9.6和图9.38所示的稍有不同的技术.方位修正的效应并不是在象平面处聚焦,而是在无穷远处聚焦.然后插入另一透镜系统,使距离聚焦在无穷远处.最后用一个球面透镜将基本上为平行的光线变换成象平面上的点,如图9.39所示,方位校正用的透镜仍用下式设计:

$$2k_r + k_0 O_1 = 2k_r R_3 + k_L L_3 + k_0 O_3' \quad (9.20)$$

但在这例中,距离 O_1 , O_3 和 O_3' 完全相同,因此,

$$O_3' = O_3 - L_3 = O_1 - L_3$$

将这代入(9.20)式,结果得出 L_3 的表示式[而不是(9.21)式]:

$$L_3 = \frac{2k_r(R_1 - R_3)}{k_L - k_0} \quad (9.93)$$

但应注意,雷达的距离差 ($R_1 - R_2$) 与真实孔径的沿航迹方向波束宽度有如下关系:

$$R_1 - R_2 \approx \frac{\beta_{hr}^2 R_3}{8}$$

因而,我们可以把 (9.93) 改写为

$$L_3 = \frac{k_r \beta_{hr}^2 R_3}{4(k_L - k_0)} \quad (9.94)$$

上式表明,透镜的厚度与雷达要聚焦的距离成正比。还注意到,分母中 k_L 和 k_0 分别是在透镜玻璃中和在空气中光波长的波数,因而可以将分母写成 $4k_0(n_L - 1)$, 其中 n_L 是透镜玻璃的折射率。因此,结果是一个圆锥透镜,因为其孔径也与雷达距离成正比。

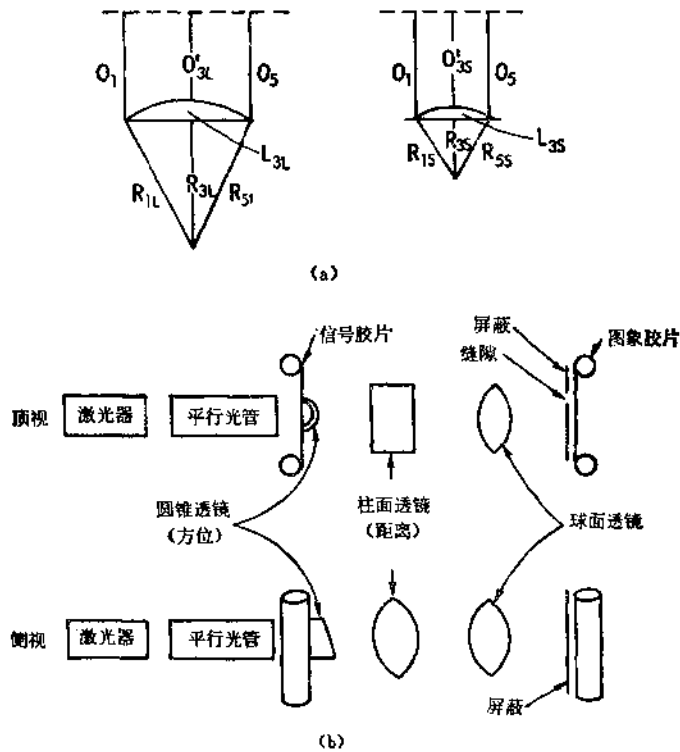


图 9.39 光学处理——处理距离聚焦

(a) 修改成将方位聚焦在无穷远处; (b) 用圆锥透镜的处理方案缝隙位置表示方位位置

图 9.39 (b) 表示了既能完成距离压缩和聚焦, 又能完成方位压缩和聚焦的处理器方案。方位聚焦用的圆锥透镜与胶片相接触。用一个其轴垂直于圆锥透镜轴的柱面透镜进行距离聚焦。这透镜可以用柱面的, 因为(对所有距离来说)距离聚焦对胶片上所有点均相同。当光线离开柱面透镜后, 在两个方向都聚焦到无穷远处。它然后通过一球面透镜, 该透镜完成其正常功能, 将平行光线聚焦到一点。值得注意的是在球面透镜输入的那侧, 光线是图象的二维傅里叶变换, 而透镜完成反变换运算。因为通常在同一时间内, 我们只对胶片上某特定行感兴趣, 在图象胶片前放置一个不透明的屏板, 在该屏板上刻一条隙缝, 它与正在成象的行的位置相适应。信号胶片与图象胶片可同步地向前移动, 因而可在连续移动的基础上产生图象。若隙缝比图象上单行所要求的宽度还宽, 则多个方位可以同

时成象。这具有增大胶片曝光量的效果,因此降低了所要求的照度。

前面提到的第三项要求,涉及胶片要有一偏置性能,可作如下解释;胶片密度只能在零与1之间变化,没有负密度。事实上胶片密度或阻光度(opacity)是正比于胶片上光的强度(入射光的功率密度)。当然曝光量也取决于光射到胶片上的持续时间,因而阻光度由下式给出:

$$O = AS_i \quad (9.95)$$

其中 S_i 是入射功率密度,而 A 是一常数。

为适应接收负电压需要,必须对胶片加偏置。即输入的相干所检测到的信号零电平必须调定在胶片特性中间。办法是对胶片曝光用的阴极射线管上加一个偏压 V_b , 于是入射功率密度 S_i 由下式给定:

$$S_i = A|V_r + V_b|^2 \quad (9.96)$$

若接收电压 V_r 的幅度恒定,而其相位随距离变化而变化,这接近于合成孔径雷达的情况,我们有

$$V_r = V_{r0}e^{i\phi(x)}$$

因此,(9.96)式变成

$$S_i = A|V_{r0}e^{i\phi(x)} - V_b|^2$$

将它展开,我们得

$$S_i = A\{V_b^2 + V_{r0}^2 + 2V_bV_{r0}\cos\phi(x)\} \quad (9.97)$$

V_b^2 和 V_{r0}^2 两项代表图象上的偏置值,其变化量由第三项表示。偏置的常量密度被透镜聚焦到象平面的中心。这意味着它可能严重地干扰合成孔径雷达图象的形成。

解决这问题的办法是用一个偏置频率,这已在电子处理部分中讨论过了。因此,与合成孔径雷达图象相位有关的函数 $\phi(x)$ 是

$$\phi(x) = -\frac{kx^2}{2R_0} \quad (9.98 a)$$

但当我们加一个偏置频率后,它变为

$$\phi(x) = -\left(\frac{kx^2}{2R_0} + \frac{\omega_{off}x}{u}\right) \quad (9.98 b)$$

这里 ω_{off} 是偏置角频率, u 是雷达沿航迹的速度。(9.98 b) 式中第二项就是沿孔径方向的线性相移量,这在第三章中已讨论过了。沿孔径的线性相移导致波束倾斜,这适用于雷达波,也适用于光学中。因此,所得到的是图 9.40 所示的情况。由于图象偏离准直光束轴足够远,使得方程(9.97)中的直流项不会产生干扰图象。

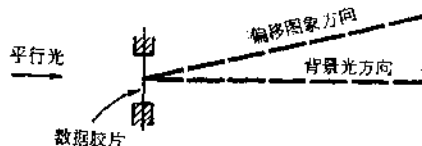


图 9.40 光学处理——偏置频率的作用

若如(9.98 b)所指示的偏置是在方位方向上,其情况如图 9.39 所示,当从上往下看处理器时,这里隙缝移向一侧。若用距离偏置时,图象是垂直运动,而不是水平运动,但出

现同一效应,即从偏置项的干扰效应中提取图象。

对光学处理技术的正确分析描述涉及到傅里叶光学讨论。在 Harger 著作(1970)的第五章中,对这基础问题作了很好的讨论。

9-12 非聚焦处理器

在 9-3 节中概述了非聚焦合成孔径雷达(在无穷远处聚焦的合成孔径雷达)的分辨力的一般概念。方程 (9.30) 和 (9.31) 是从合成孔径观点阐明了非聚焦合成孔径的概念。若在孔径横方向的相移小于 45° , 则根本不需要进行修正。这时避免了要聚焦到一点时的困难,象大多数真实天线一样,合成阵聚焦到无穷远处。

在 9.3 节中推导了方程 (9.35) 和方程 (9.38), 它是多普勒的观点讨论了非聚焦合成孔径雷达。它证明了可用一个固定多普勒滤波器而不是跟踪滤波器来处理信号。这要求滤波器从瞬变到消失所需的时间不小于多普勒频率从滤波器带宽的一边漂移到另一边所需的时间。

对于合成孔径雷达处理来说,这些概念的结论很重要。图 9.31 从合成阵和多普勒频移的观点阐明了由于孔径或多普勒线性调频的重叠,因此一个聚焦系统要求几个处理同时运算,而非聚焦系统由于孔径不重叠,在同一时间内只要求单个处理运算,而且用一个固定多普勒滤波器就可以了。如在方程 (9.31 a) 中所指出的,最后分辨力为

$$r_{\text{apn}} = \sqrt{R_0 \lambda / 2} \quad (9.31a)$$

若这分辨力对眼前的应用来说已经够了的话,则非聚焦处理器可以比聚焦处理器简单得多,虽然若对大量的观测进行平均时,处理器也可能差不多会同样地复杂(对同样的分辨力来说)。

9-12.1 波束方向图

在讨论可用于非聚焦合成孔径雷达的处理器之前,我们应研究一下在孔径长度 L_{am} 上相移可能引起方向图变坏的情况。在图 9.1(a) 中,示出了一个聚焦的真实孔径天线。若这天线是非聚焦的(聚焦到无穷远处),则联接各阵元与相加点之间的所有传输线的长度 L_i 是相同的。这样,所有的信号到达相加点时将具有与它们到阵元时同样的相对相位。图 9.1(b) 示出了这真实阵的合成等效阵,这里用相移器来表示要进行与聚焦过程有关的修正。对于非聚焦合成孔径雷达,则不需要这些相移器,这时在不同阵元位置处记录下来的信号只简单地相加,不需要任何相移。

为了了解这样相加所得出的方向图,设想从合成阵中心到位于距离 x_i 处的第 i 个阵元的距离为

$$R_i^2 = R_0^2 + x_i^2$$

因为与 R_0 (到阵中心的距离)相比, x_i 的最大值很小,进行一般近似,我们得

$$R_i - R_0 \simeq \frac{x_i^2}{2R_0}$$

因此,在图 9.1(b) 的加法器输出端的总电压(未经相位修正)为

$$V = \sum_i e^{-i2kR_i} = e^{-i2kR_0} \sum_i e^{-ikx_i^2/R_0} \quad (9.99)$$

为了便于对 (9.99) 式求和计算, 我们假定孔径阵列是连续分布的。既然这样, 求和变成

$$\begin{aligned} V &\simeq e^{-i2kR_0} \int_{-L_{um}/2+x_0}^{L_{um}/2+x_0} e^{-ikx^2/R_0} dx \\ &= e^{-i2kR_0} \left(\frac{\sqrt{\lambda R_0}}{2} \right) \int_{-L_{um}/\sqrt{\lambda R_0} + 2x_0/\sqrt{\lambda R_0}}^{L_{um}/\sqrt{\lambda R_0} + 2x_0/\sqrt{\lambda R_0}} e^{-j(\pi/\lambda)\xi^2} d\xi \end{aligned}$$

在这方程中, x_0 是目标偏离阵中心的位移, 即波束的标称中心是在 $x_0 = 0$ 处 (见图 9.41 的插图)。象往常一样, 阵的长度为 L_{um} 。在方程的右边的形式中, 电压已写成菲涅尔积分形式。合成阵输出电压的最后结果为

$$\begin{aligned} V &\simeq e^{-i2kR_0} \left(\frac{\sqrt{\lambda R_0}}{2} \right) \left\{ C \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{2x_0}{\sqrt{\lambda R_0}} \right) - C \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{2x_0}{\sqrt{\lambda R_0}} \right) \right. \\ &\quad \left. - j \left[S \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{2x_0}{\sqrt{\lambda R_0}} \right) - S \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{2x_0}{\sqrt{\lambda R_0}} \right) \right] \right\} \quad (9.100) \end{aligned}$$

其中 $C(x)$ 和 $S(x)$ 是自变量为 x 的表列菲涅耳积分的实部和虚部。这里已用 $\sqrt{\lambda R_0}/2$ 值取代了 L_{um} 。

天线的增益和这电压数值的平方成正比。增益方向图绘在图 9.41 中, 与这推导有关的几何图形也示于上角插图中。主瓣方向图就是按这样长的阵列所能算出的一样的波束宽度。第一旁瓣为 -13.1 dB, 与任何均匀加权阵列所遇到的同样。但是对于非聚焦阵来说, 在标准的均匀加权阵情况下, 主瓣和第一旁瓣之间的零点消失, 其间的最小值仅比第一旁瓣约低 3 dB。第二零点也消失了, 但最小值比邻近的旁瓣值低得多。可以对非聚焦合成孔径雷达进行加权, 这时会引起主瓣加宽, 但能得到压低第一旁瓣电平的好处。在合成孔径雷达许多应用中, 必须防止比背景强得多的硬目标在图象的三个位置上出现, 而不是在一个位置上出现。

9-12.2 处理器

在 9-2 节中列出的理解合成孔径雷达的六种方法中, 只有合成孔径 (1) 和多普勒 (2) 两种方法真正适用于非聚焦的情况。相关技术 (3) 不适用, 因为事实上对非聚焦合成孔径雷达, 我们并不将接收信号与参考信号这类信号相关。雷达信号也不通过匹配滤波器 (4)。也不对多普勒随时间变化的历程进行去线性调频处理 (5), 因为在这种情况下, 时间带宽乘积为 1。人们可以用光学观点来考虑非聚焦情况, 但非聚焦合成孔径雷达的光学处理没有什么价值, 所以我们不予考虑。

9-12.3 基带处理器

根据合成孔径的观点, 人们可设计出如图 9.42 所示的工作于基带的非聚焦处理器。

† 原文误为 $e^{-i2kR_0} \sum_i e^{-ikx_i^2/R_0}$ 。——译者注

这与图 9.32 的基带（零偏置）数字处理器相类似，但它简单得多。对于图 9.42 的非聚焦处理器来说，不需要转角存储器，只需要一个移位寄存器——多路转接器，因为从不同脉冲冲来的信号在处理前不需要进行贮存。如前所指出那样，移位寄存器的输出在输入累加器之前可以通过，也可以不通过一个低通滤波器。既然累加器只是简单地把脉冲加在一起，这积累过程就等效于低通滤波。虽然实际上只需要一个通道，但示出了 I 通道和 Q 通道两个通道。通常用 Q 通道来防止由反射的随机相位给信号增添的附加衰落。因为 I 通道的输出与信号相位的余弦成正比，而 Q 通道的输出则与信号相位的正弦成正比，所以平方的和不含有信号的相位项。

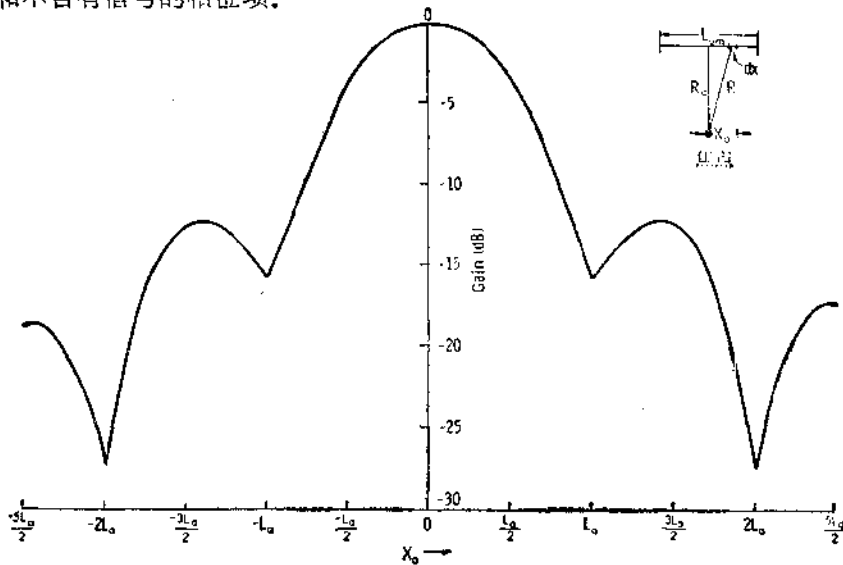


图 9.41 非聚焦合成孔径雷达的增益方向图

图中示出了一个多次观测系统，在该系统中用作中频本振的信号被偏置了，使得多普勒频谱不仅可以变换到零载波，而且可以变换到如图 9.42 (b) 中所示的那样稍有偏置的载波。在左边示出了零偏置频谱，该处理器前面已有详细说明，在中间的图是正偏置频率。在这种偏置情况下，只有在零频率处的那部分多普勒频谱被累加器所截取。它就相当于向正侧偏后方向观测。右边的图是向另一方向偏移，所以累加起来的那部分多普勒频谱相应于正侧向稍向前一点的方向观测。当用这方法来获取多次观测时，对所要求的每次观测，这里详细描述的处理过程就要重复一次过程，并将处理结果送入多次观测多路转接器，然后多路转接器完成其通常功能。

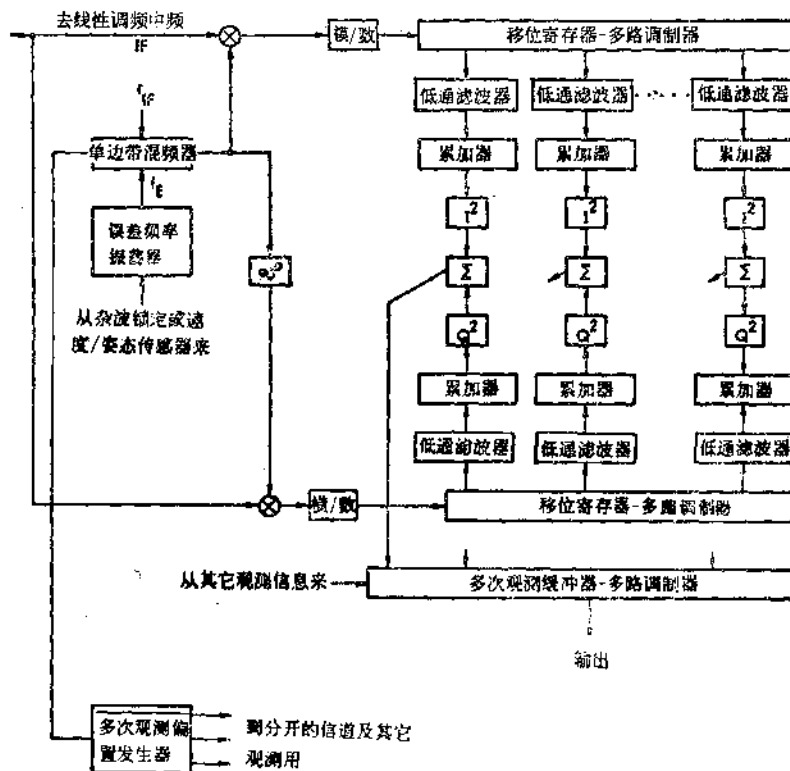
由于聚焦合成孔径雷达的多次观测处理技术的复杂性，在 9-10 节中所讨论的各种聚焦合成孔径雷达处理器中均未示出多次观测处理的实际方法。但在许多聚焦配置中，有可能不需要复现非聚焦处理器的全部过程就能获取多次观测的能力。

举例：

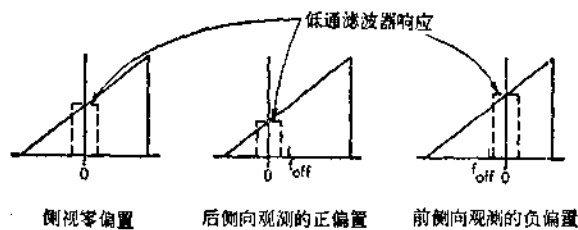
这里仍将讨论聚焦合成孔径雷达时所用的例子重新用于非聚焦的情况。当然其分辨力是用非聚焦标准的分辨力。

前面讨论的星载雷达的例子当用图 9.42 的处理器时，具有如下参数：

波长 = 3 cm



(a)



(b)

图 9.42 非聚集成孔径雷达基带(零偏置)处理器
(a) 方框图; (b) 多次观测的频谱

- 轨高=600 km
- 天线长度=8 m
- 斜向辐照带宽度=60 km
- 地面辐照带宽度=89 km (入射角外边线为 45°)
- $r_o(45^\circ) = r_r(45^\circ) = 110.6 \text{ m}$
- $r_R = 77.8 \text{ m}$
- 移位寄存器数目=2
- 移位寄存器长度=774 bytes (字节)

累加脉冲数=29

模/数变换速率=1.93 Mbytes s⁻¹

输出速率=53 kbytes s⁻¹

(每字节 5 比特时为 265 千比特/秒)

对于多次观测处理器来说,除移位寄存器和累加器要重复增加外,其它的量仍相同.请注意,这种处理器比图 9.32 中所示的处理器简单得多.

对于机载的例子,采用下列参数:

波长=3 cm

速度=300 ms⁻¹

高度=6 km

天线长度=2 m

斜向辐照带宽度=58.4 km

地面辐照带宽度=61.9 km

$r_a(85^\circ) = r_y(85^\circ) = 31.2$ m

$r_a(25^\circ) = 10$ m, $r_y(25^\circ) = 73.5$ m

移位寄存器数目=2

移位寄存器长度=1880 bytes

累加脉冲数=33

模/数变换速率=4.8 Mbytes s⁻¹

输出速率=56.6 kbytes s⁻¹

(每字节 5 比特时为 283 千比特/秒)

若斜距是指内边而不是外边,我们有 $r_y(25^\circ) = r_a(25^\circ) = 10$ m, 这时 $r_y(85^\circ) = 4.3$ m. 现在移位寄存器的长度为 13771, 模数变换速率高达 35.3 Mbytes s⁻¹. 输出速率高达 410.7 kbytes s⁻¹, 或者 205 M bit s⁻¹.

9-12.4 距离偏置处理器

图 9.43 示出了供每次观测处理用的非聚焦合成孔径雷达距离偏置或距离序贯处理器. 这系统可以采用图中下面通道所示的形式. 所用的梳齿滤波器包括一个延迟元件和具有适当增益的反馈线路. 对于无锥度的孔径, 增益 g 将是 1, 但在合成孔径的发展过程中, 可能会有锥度. 这系统与前面讨论图 9.36 和 9.37 时所描述的梳齿滤波器以同样的方式工作. 因为非聚焦合成孔径雷达的梳齿滤波器不需要象聚焦合成孔径雷达那样重复循环那么多脉冲, 它的精密度可稍差一些, 因此可使用各种延迟元件. 最早的非聚焦合成孔径雷达之一, 约制造于 1959 年的 AN/DPD-2 雷达, 它使用的是一个工作于中频的体声波延迟线, 人们也可以用工作于中频的声表面波延迟线, 或者也可用取样数据移位寄存器, 因而延迟是受时钟控制的, 当然这更为精确. 在这样一个系统中也很容易选用一个模拟 CCD 移位寄存器. 另外, 只要在求和元件之前加一个模/数变换器, 则也可以使用一个数字移位寄存器.

在这处理器中产生多次观测的方法, 与图 9.42 的处理器相似, 只有一点除外, 即这里偏置偏移是相对重复频率某整数倍 mfp 的一个偏置载频 f_{off} 而言的, 不是相对于零频率

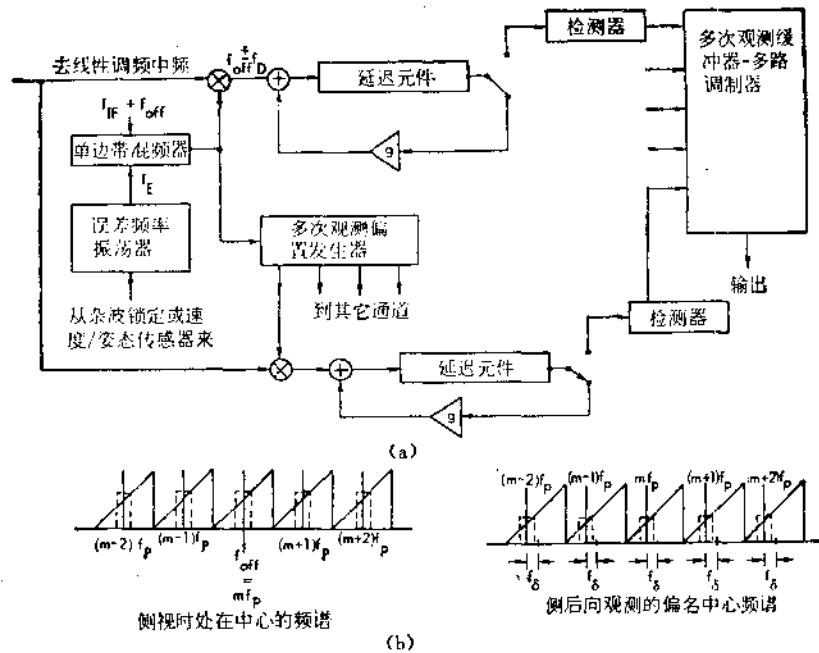


图 9.43 非聚焦合成孔径雷达的距离偏置距离序贯处理器。延迟元件可以是体声波、声表面波、取样数据模拟 CCD 移位寄存器,模/数加数字移位寄存器等
(a) 方框图; (b) 多次观测的频谱

而言的。在图 9.43 (b) 中, 示出了处在中心时的频谱——即对正侧向观测时的情况——和当载波移动一个 f_s 量时偏离中心的频谱, 这相应于图上所示的稍向偏后侧方向观测的情况。由循环延迟形成的梳齿滤波器处在以脉冲重复频率谱线的倍数为中心的附近, 这与频谱在中心时情况相同, 但在向后侧观测情况中, 它选取频谱的负多普勒部分。

我们再引用与零偏置处理器所用的相同例子来讨论, 其星载和机载系统的基本参数相同。对于星载雷达, 延迟的持续时间等于重复周期 $T_p = 480 \mu s$ 。若用一个模拟或数字的移位寄存器, 其长度为 774 个取样。对于机载例子来说, 延迟持续时间为 5 ms, 而若使用一个模拟或数字的移位寄存器, 其长度为 1880 个取样。

很显然, 这些例子表明非聚焦合成孔径雷达处理器的制造比聚焦合成孔径雷达处理器的制造简单得多。因此在选择聚焦方案之前, 应认真地审查被设计雷达的用途。如果一个具有适中的独立观测数目的非聚焦处理器已能达到预想应用所要求的分辨率的话, 那么应选择这种非聚焦处理器, 因为它简单得多。

另一方面, 单次观测的非聚焦处理器通常会使得图象有很多斑纹, 使得其等效照相分辨率太差, 以致不能应用。而且事实上, 其结果要比采用同样体制的真实孔径的结果还差 (在真实孔径系统中是对许多独立取样进行平均的)。这可由 AN/DPD-2 雷达的实验来阐明, 在这实验中雷达观测的对象是农业目标。采用的工作方式为一观测的非聚焦处理和真实孔径工作方式 (Moore 和 Thomann 1971)。从判读观点看来, 真实孔径图象肯定比较优越, 它的空间分辨力要比合成孔径图象大两倍多。

最后, 还值得提出的是图 9.43 的处理器可以在连续模式下工作, 而且当用于 AN/DPD-2 时, 的确是连续工作的。不对合成孔径进行“批处理”时, 这处理器中就不包括图

中在延迟元件的左端的开关。而反馈回路中增益 g 一般控制在 0.92 附近, 这数值允许对阵列中各阵元进行指数加权, 而所得的分辨力接近于当具有所要求的有限取样数的一个均匀照射阵所能获得的分辨力。这样一个系统不论用模拟方式还是数字方式实现起来都特别简单。

9-13 成象雷达小结

9-13.1 引言

成象雷达是遥感雷达整体中的一个很重要的组成部分, 因此值得专门用一节来总结不同类型成象雷达的结果, 并对真实孔径和合成孔径成象雷达的性能进行比较。

与其它用途的成象雷达不同, 遥感成象雷达的特点是强调测量回波信号的幅度, 并利用其幅度差(即图象的亮度差)来区分地面特征。而其它成象雷达则倾向于识别如陆-水界面那样明显的边界, 确定是否有云, 以及确定特别是象船只、车辆这样高对比度目标的位置。

遥感中所用成象雷达的基本类型是机载侧视雷达, 它可以是真实孔径雷达, 也可以是合成孔径雷达。在 8-3 节中扼要地讨论了 B 型扫描雷达和平面位置显示雷达, 它们只是偶尔地用于遥感中, 与其主要用途(如导航)相兼顾。合成孔径雷达的许多特点与真实孔径雷达的是相同的, 因而许多特点已在 8-4 节中关于真实孔径雷达中作了介绍, 并在第九章中以稍不同的观点进行了扼要的讨论。当然, 在第九章中所描述的处理是合成孔径雷达所独有的。在真实孔径雷达中没有与它相对应的东西。

用来描述这两种体制分辨力的方法是相同的; 实际上, 横航迹方向的分辨力是用相同的方程描述的, 而且对于一给定带宽, 其值相同。而这两种体制沿航迹方向分辨力则是用不同方程来描述的。在合成孔径雷达中, 斑纹问题和灰度等级分辨力比真实孔径雷达中的更重要, 主要是因为获取一个以上的独立取样将大大增加合成孔径雷达处理器的复杂性。而对真实孔径雷达来说, 多个取样是自动记录下来的。对于给定横航迹方向分辨力的情况下, 两种体制所需要的功率一般是相同的, 因为合成孔径雷达所要求的功率是与沿航迹方向(或方位方向)分辨力的获取无关的。在需要校正天线增益与接收机增益来补偿距离和散射系数变化方面, 两种体制也是相同的。合成孔径雷达是相干体制, 而真实孔径雷达通常是非相干体制, 但这两种雷达除了由相干产生的复杂性外, 其它差不多也相同。在这两种体制中, 在动态范围内, 系统部件的匹配问题也是相似的。运动对真实孔径雷达有影响, 也对合成孔径雷达有坏影响。与真实孔径雷达相比, 合成孔径雷达对运动误差更为敏感。合成孔径雷达独特的问题还有模糊问题和与处理有关的那些问题。

9-13.2 空间分辨力

在 8-4 节和 9-3 节中分别讨论了真实孔径雷达和合成孔径雷达的空间分辨力。两者的横航迹分辨力和斜距分辨力都相同。后者在 (8.2) 式中给出, 假如使用线性调频脉冲, 它可以用发射机带宽来代替, 并改写成下列形式:

$$r_R = \frac{cT_P}{2} = \frac{c}{2B} \quad (9.101)$$

因为人们通常感兴趣的不是斜距分辨力,而是地面距离分辨力,如(8.3)式那样,它可以修改为

$$r_y = \frac{c\tau_p}{2 \sin \theta} = \frac{c}{2 B \sin \theta} \quad (9.102)$$

对于真实孔径雷达,如(8.4)式所给出的,方位分辨力简单地为

$$r_{ar} = \beta_{hr} R \quad (9.103)$$

(9.103)式与(8.4)式之间唯一的差别是在(9.103)式中已加上下标 r ,以示真实孔径值和合成孔径值的区别。通常用天线长度 l 来表示真实孔径方位分辨力很方便,

$$r_{ar} = \frac{\lambda R}{l} a_{hr} \quad (9.103a)$$

因为只有当目标处在真实天线波束照射期间内合成孔径才能建立。实现合成孔径的可能长度 L_p 等于真实孔径的方位分辨力,即

$$L_p = r_{ar} = \beta_{hr} R \quad (9.104)$$

它基本上与(9.22)式相同。合成孔径可选得(通常是)比其最大可能值短些,

$$L \leq L_p \quad (9.105)$$

但它绝不会比最大可能值大。合成孔径雷达的方位分辨力可以根据与真实孔径(9.103a)式相似的合成孔径方程得出,即

$$r_{ar} = \frac{\lambda R}{2 L} a_{hr} \quad (9.24)$$

(9.24)式与(9.103a)式之间的差别是分母中差一个2,这是由于在确定合成波束宽度时使用了往返双程相移而产生的,而确定真实孔径波束宽度用单程相移。

聚焦合成孔径雷达的独特优点可以用最小可能方位分辨力很好地说明

$$r_{ar} = \left(\frac{a_{hr}}{a_{hr}} \right) \frac{l}{2} \quad (9.27)$$

当两个锥度因子相同时,聚焦合成孔径雷达的方位分辨力简单地为天线长度的一半。对于非聚焦合成孔径雷达,它是

$$r_{ar} = \sqrt{\frac{\lambda R}{2}} = L_{km} \quad (9.31)$$

真实孔径雷达,非聚焦合成孔径雷达和完全聚焦的合成孔径雷达的空间分辨力的主要差别可由方程(9.103),(9.31)和(9.27)之间的差异来说明。对于真实孔径雷达,方位分辨力与距离成正比,与天线长度成反比,因而在远距离和短天线情况下,很难获得高分辨力。对于非聚焦合成孔径雷达,分辨力与天线长度无关,而且分辨力随距离增大而变坏的速度不如真实孔径雷达那么快,因而在不宜用真实孔径雷达的地方可以考虑使用非聚焦合成孔径雷达。完全聚焦合成孔径雷达的分辨力只取决于天线长度,而这种依赖关系与真实孔径雷达的依赖关系相反。就是说,用完全聚焦合成孔径雷达时,较短的天线可以获取较好的分辨力。因而在要求很高分辨力的地方,必须使用完全聚焦合成孔径雷达。对于较长波长,尤为如此,因为完全聚焦合成孔径雷达的分辨力与波长无关,而非聚焦合成孔径雷达和真实孔径雷达的分辨力都取决于波长。

9-13.3 斑纹和灰度等级分辨力

在 8-7 节和 9-8 节中分别讨论了真实孔径雷达和合成孔径雷达的斑纹对图象的影响, 图象中的斑纹是由第七章中曾讨论的那种衰落所造成的。为减少斑纹总数, 从而使图象更易于判读, 必须对许多独立取样进行平均。若真实孔径雷达和合成孔径雷达具有相同的方位分辨力, 则它们可用以进行平均的独立取样数目是相同的:

$$N_a = \frac{r_a}{l/2} \quad (9.106)$$

倘若脉冲重复频率足够高, 而且在胶片上产生的图象没有太小的点, 则对真实孔径雷达所有可供利用的取样进行平均。对合成孔径雷达来说, 人们特别需要尽力地对它们进行平均, 而这过程增加了合成孔径雷达数据处理的复杂性。

人们也可以利用超带宽来获取多个独立取样, 基于同一理由, 用全色光时看不到斑纹, 而当用激光源照射时却能看到斑纹。因此我们可能想到用超带宽雷达研制一部全色雷达 (panchromatic radar), (Movre Waite 和 Rouse 1969)。由于超带宽, 在径向可供利用的独立取样数为

$$N_r = B_r/B \quad (8.27)$$

其中 B_r 是斜距离方向上所用的总带宽, 而 B 是距离分辨力所要求的带宽。

如在 8-7 节所讨论的, 距离与方位联合求平均时所有可供利用的独立取样总数为

$$N = N_r N_a \quad (8.28)$$

再提出另一种性质的分辨力, 即灰度等级分辨力, 它取决于求平均值。这时象素面积 ($r_y r_a$) 由分辨力体积 V 所取代:

$$V = r_y r_a r_g \quad (8.30)$$

这里 r_g 就是灰度等级分辨力, 它定义为

$$r_g = \frac{10\% \text{ 时间超过的电平 } [x^2(2N)]}{90\% \text{ 时间超过的电平 } [x^2(2N)]} \quad (8.29)$$

只要独立取样数超过 4, r_g 的合理近似式为

$$r_g = \frac{\sqrt{N} + 1.282}{\sqrt{N} - 1.282} \quad (8.29a)$$

在 8-7 节提到的研究工作表明, 在可判读性和分辨力体积之间有一指数关系,

$$I = I_0 e^{-V/V_c} \quad (8.32)$$

其中 V_c 是特定目标类型的特征体积。至于合成孔径雷达, 在分辨力和独立取样数目之间有一个折衷关系。因而, 在方位分辨力 r_a 和灰度等级分辨力之间也存在一个折衷关系, 可判读性的品质因数定义为

$$\text{品质因数} = N r_g(N) \quad (9.71)$$

该品质因数表明, 最佳地使用合成孔径将产生三个独立取样值, 这时的分辨力为 $3r_{a0}$ 。当然, 对于真实孔径雷达就没有这种选择余地可供利用。

9-13.4 功率估量

在 8-5 节和 9-5 节中分别讨论了真实孔径雷达和合成孔径雷达情况下给定发射功率

时的信噪比,还讨论了相反情况下,给定信噪比时所要求的功率。证明这两种情况下其结果几乎是等效的,因为合成孔径雷达的功率要求和分辨力 r_s 独立无关。

接收功率的精确表达式中包含有距离方向和沿航迹方向两个方向的积分值,其中计及天线方向图和脉冲形状的变化,如下式所示:

$$P_r(t) = \int \frac{P_t(t-T)G_0^2 g_\theta^2(\theta) \lambda^2 \sigma^0(\theta) dy}{(4\pi)^3 R^3} \int g_\phi^2(\phi) d\phi \quad (8.10)$$

通常这方程式可用水平方向等效波束宽度 β_h 和等效发射脉冲宽度 τ_p 来近似表达。当这样做时,对真实孔径信噪比的表示式变为

$$S_n = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 \beta_h c \tau_p}{2(4\pi)^3 k T_0 B F R^3 \sin \theta} \quad (8.7)$$

为了更便于与合成孔径雷达相比较,再进行变换,便可得到在给定信噪比 S_n 下所需的平均功率表示式为

$$P_{av} = \frac{4 \pi S_n R^3 k T_0 F \lambda L_p a_B l f_p}{A_e^2 a_h \sigma^0 r_s} \quad (9.107)$$

这里引入了两个因子, L_p 是考虑到波束内增益变化和发射机与天线之间的微波系统损耗的损耗因子,另一个是脉冲形状因子 a_B 。通过将重复频率 f_p , 天线长度 l 和速度 u 之间的关系式

$$\frac{f_p l}{2} \simeq u \quad (9.108)$$

代入后,可以看出这方程与合成孔径雷达的方程(9.65)实质上是一样的。这时,除了分母外,真实孔径雷达的孔径因子为 a_h , 而合成孔径雷达的孔径因子是 a_h 外, (9.107) 式和(9.65)式是一样的。因此,就分辨力而言,所需功率的主要决定因素是横航迹方向分辨力 r_y 。

9-13.5 对不同散射系数和距离进行天线方向图和接收机增益修正

8-6 节讨论了由于接收功率随距离的变化以及散射系数随入射角的变化而使接收信号产生激烈变化时,对这两者所需进行补偿的问题。因为它们对合成孔径雷达和真实孔径雷达影响的程度相同,在第九章中未对此作专门讨论。

可以通过调整垂直天线方向图的形状和以距离函数的形式调整接收机增益两种方法来进行补偿。这调整既可用自动增益控制 (AGC) 自动地进行,也可用灵敏度时间控制 (STC) 以程控方式进行。若补偿完全用天线方向图来实现,则全面补偿的最好形式是在垂直方向选用如 (8.19d) 中所指出的方向图因子 $g_\theta(\theta)$, 它为

$$g_\theta(\theta) = \sin^{1/2} \theta \sec^{1/2} \theta e^{-\theta/\theta_0} \quad (9.109)$$

此式成立的前提是,对大多数目标类型来说,其平均散射截面可描述为随 θ 角按指数律地减少,而对某一特定目标类型来说,有一确定的临界角或称 e 倍角 θ_0 。对于夏季时的整个北美地区,天空实验室的测量结果和整个季节内车载系统在农田上测得的结果表明, θ_0 约为 30° 。但对于沙漠地带, θ_0 小得多,而对于象亚马逊丛林这样的密林区,则 θ_0 大得多。由于天线方向图很难改变,需根据雷达进行成像地区的平均变化量,用一个自动增益控制系统或一个程控灵敏度时间控制系统来补偿这些附加的变化。

9-13.6 真实孔径雷达和合成孔径雷达系统

在 8-8 节和 9-7 节中分别讨论了真实孔径雷达系统和合成孔径雷达系统的方框图。真实孔径系统和合成孔径系统之间的主要差别在于：合成孔径雷达必须用相干检波处理，而真实孔径雷达则不需要。因此真实孔径系统一般用短脉冲发射机振荡器，而合成孔径系统则用某种类型频率综合器和放大链形式的发射机。在很简单的显示系统前真实孔径雷达简单地采用检波器，而合成孔径雷达则使用所谓相干检波器，事实上，它是混频器或乘法器。需要相干就意味着在合成孔径内，所有频率的稳定度都必须很高，而真实孔径雷达系统中则不需要这样高的频率稳定度。

真实孔径雷达和合成孔径雷达的另一个主要差别是，真实孔径雷达只需校正姿态和沿航迹速度的粗略变化，而合成孔径雷达必须校正微小的姿态和速度变化。因此对于合成孔径雷达，应使用象杂波锁定这样的系统来确定多普勒频谱的形心和相应地调整系统的功能。此外，合成孔径雷达需要速度和姿态传感器，它们可用来改变天线位置（真实孔径雷达有时也这样做）和在系统调整频率时辅助杂波锁定。

9-13.7 系统各部件相互匹配

8-9 节广泛地讨论了雷达系统不同部件之间动态范围匹配有关问题。若动态范围正确匹配，则大多数雷达体制可获得良好的图象，而若它们之间匹配不当，其结果是不满意的。这讨论同样适用于合成孔径雷达。除此以外，在合成孔径雷达中还必须考虑整个系统中的相移，而且，若采用光学记录，还必须考虑到光学偏置的影响，这偏置之所以需要是为了使正的和负的信号都能被记录在胶片上。

9-13.8 运动效应

对于真实孔径和合成孔径来说，8-10.1 节所讨论的运动对图象的总影响是相同。就是说，若雷达移动偏离直线路径，图象将产生失真。若沿航迹的速度发生变化，而记录未考虑到这种变化，图象也会产生失真。若在成象时天线绕垂直轴旋转，将产生严重失真，并引起合成孔径雷达处理的麻烦。若天线绕水平轴旋转时，则产生的失真没那么严重，尽管俯仰也会引起合成孔径雷达处理的麻烦。

如在 9-6 节中所讨论的，对于合成孔径雷达来说，姿态和运动的影响是设计高分辨力系统时的最大障碍。除沿航迹方向外，其它方向的很小运动均会导致多普勒频率的重大误差。由 (9.67) 式，我们可以证明这多普勒频率误差为

$$f_{D_s} = \frac{2}{\lambda} (u_y \sin \theta - u_x \cos \theta) \quad (9.110)$$

因为人们通常感兴趣的是几赫量级的多普勒带宽，很容易看出在 y 方向或 x 方向微小的速度变化会引起严重问题。而且绕偏航轴或俯仰轴旋转会使系统产生这样的多普勒点，它使波束移动到相应于波束照射区以外的地区。为校正这效应，人们必须或是很精确地直接测出姿态和速度，或是用杂波锁定系统来确定多普勒频率的形心。因为形心既受姿态也受速度误差的影响，因此杂波锁定要提供一个补偿这两种影响的误差信号。

在合成孔径雷达中必须考虑的另一个运动效应问题是距离游动问题。当合成孔径一

端处的信号所涉及的距离单元与孔径中心或孔径的另一端所涉及的距离单元不同时,则发生距离游动,当波束不指向正侧向时,产生线性距离游动效应,如9-6.5中所讨论的,对于工作在长波长的高分辨情况下,甚至当波束正指向侧向时,距离曲率也可能是个问题。

9-13.9 合成孔径雷达的模糊问题

在9-4节中讨论了模糊问题,这基本问题是由下列原因引起的,即为了在距离方向上取得宽的辐照带,则要求低脉冲重复频率,同时为了以高于尼奎斯特的速率对多普勒频谱进行取样(这可认为是方位方向的问题),则要求高脉冲重复频率,这两个相互矛盾的要求引起了模糊。对于机载雷达系统,所产生的模糊很少成为问题,但对于星载雷达则成了主要困难。当人们把雷达置于卫星轨道高度时,总希望获取比机载雷达所能获取的更宽的辐照带,而模糊问题实际上常倾向于使辐照带比机载雷达的还窄。这问题可能的解决办法是采用扫描合成孔径雷达,它是在辐射带宽度和方位分辨力之间的一个折衷。

$$r_s \geq N_r r_{op} \quad (9.54)$$

其中 N_r 是扫描的步数。

经分析,模糊度要求可表示为

$$R_s \leq \frac{cl}{4u a_{hr} k_r k_a} \quad (9.49 a)$$

斜向辐照带宽度 R_s 与天线长度成正比,当然 r_{op} 也与天线长度成正比。所以无论我们讨论(9.49a)还是(9.54),都会产生辐照带宽度和分辨力之间折衷选择问题。

可以证明,在假定地球面为平面几何关系的限制下,对于星载雷达所用的天线,考虑了模糊问题,存在一个最小天线面积,这最小面积为

$$1H \geq \frac{4u R_{av} \tan \theta_{av}}{f} (a_{vr} a_{hr} k_r k_a) \quad (9.52a)$$

其中 R_{av} 和 θ_{av} 相应于在辐照带中心的距离和入射角。

9-13.10 处理合成孔径雷达数据

合成孔径雷达的主要复杂性是涉及将相位相干的信号处理成图象问题。正是由于它是一个重要课题,因此值得用自9-9节到9-12节诸节来加以讨论。

为了解各种处理技术,需要了解用脉冲串波形来观测地面时多普勒频谱的性质。这在9-9.1节中已讨论过,并用图9-29阐明了在零偏置、方位偏置和距离偏置诸情况下的多普勒频谱。

在合成孔径雷达处理中,还必须提到的另一个问题是确定所需的基准函数数目,若这数目足够小,则处理器可以简化。9-9.2节从焦深的观点讨论了这问题,焦深可表达为

$$\Delta R_d = \frac{2r_a^2}{\lambda a_{hr}} \quad (9.79)$$

因此,可以通过降低方位分辨力性能或采用更短的波长来获取更大的焦深,从而可放松对基准函数数目的要求。

对于电子处理方法,可以考虑选用距离选通处理器或距离序贯处理器。在距离选通处理器中,信号先以距离顺序进入转角存贮器,再以方位顺序从存贮器中输出以进行处

理。而距离序贯处理器中,信号以距离顺序进行处理,所以不需要转角存储器。在9-10节中讨论了聚焦合成孔径雷达处理器,在9-12节中讨论了非聚焦合成孔径雷达用的处理器。非聚焦合成孔径雷达的处理器要比聚焦的处理器简单得多。

讨论了四种距离选通处理器。用图9.32和图9.42分别讨论了聚焦情况下和非聚焦情况下的零偏置数字处理器。用图9.33讨论了所谓真正合成孔径处理器,并用图9.34讨论了相关处理器。最后用图9.35讨论了声表面波的频率灵敏延迟线处理器,这延迟线与对距离线性调频信号进行去线性调频时所用的延迟线大致相同。

至此,我们只讨论了一个距离序贯处理器的例子。用图9.37讨论了聚焦的情况,用图9.43讨论了非聚焦的情况。

在这些图中和有关的例子中所示的处理器需要几万个甚至几千万个乘法器、贮存元件等元器件。例中示出的是典型的形式。这里假设所有元件都不共用的,因此,例中所需的元件数目大于实际情况的元件数。在实际情况中,元件是可以共用的,相关处理器和快速傅里叶变换中的乘法器尤其如此。如对快速傅里叶变换采用共享的流水线处理器,则乘法器的数目可以减少几个数量级。当然这种处理器还是很复杂的。只有非聚焦合成孔径雷达才有比较简单的处理器。

产生合成孔径雷达图象的传统方法是光学处理方法。在9-11节以及图9.38—9.40中讨论了光学处理器的性质。正如在讨论中所指出的,所描述的处理器是一个典型的处理器。而这几年来研制出了其它一些技术,不再需要所示的圆锥透镜。对这问题更详尽的讨论也已超出了本章的范围。

上述讨论说明了真实孔径体制和合成孔径体制有许多共同的特点,但合成孔径体制更为复杂,主要因为需要一个相干雷达,需要补偿雷达系统姿态和速度的微小变化和需要很复杂的处理系统,以便根据接收到的相干信号产生合成孔径的图象。

习 题

9.1 按比例绘出对处在5 km斜距处和20 km斜距处两目标的多普勒线性调频特性简图。雷达的工作波长为3 cm,天线长2.5 m,雷达速度 200 ms^{-1} 。示出非聚焦合成孔径雷达滤波器对所画简图的限制,并加上位移一个非聚焦分辨率距离时的线性调频波形。

9.2 按比例绘出 $R = 500 \text{ km}$ 处的多普勒线性调频特性简图,雷达的工作波长为3 cm, $i = 10 \text{ m}$, $w = 7.5 \text{ kms}^{-1}$ 。示出 $r_s = 25 \text{ m}$ 时滤波器的限值,并给出波长改为30 cm时的情况。

9.3 有一雷达,其波长为3 cm,天线长10 m,速度为 7.5 kms^{-1} ,斜距为500 km,绘出沿合成孔径各点所需的相位校正对距离的曲线。再绘出当波长改为30 cm时的曲线。若 $r_R = 10 \text{ m}$,确定这两种情况下相位校正所代表的距离单元数。

9.4 有一雷达,其波长为30 cm,天线长2.5 m,速度为 200 ms^{-1} , $r_s = 2 \text{ m}$,斜距分别为5 km和20 km,绘出其沿合成孔径各点的相位校正对距离的曲线,还将这校正用距离单元数表示出。

9.5 有一雷达,其波长为3 cm,天线长5 m,比较当斜距分别为5, 50和500 km时,真实孔径雷达,非聚焦合成孔径雷达和完全聚焦合成孔径雷达的方位分辨力。

9.6 有一雷达,其工作波长为3 cm和30 cm,天线长10 m,速度为 7.5 kms^{-1} ,斜距为500 km,当

- (a) 采用方位偏置,
- (b) 采用零偏置或距离偏置

时,确定其可允许的最大斜向辐照带宽度.若辐照带的内边是由 500 km 斜距与 30° 入射角组成,试问地面辐照带是怎样的(用平面地面几何形状给出)?俯仰方向波束宽度是多少?

9.7 根据模糊度观点讨论用于

(a) 测定土壤湿度(平均入射角为 12° , 4 GHz),

(b) 农作物监视(入射角为 $40-70^\circ$, 14 GHz)

两种情况下,所需的是合成孔径雷达天线面积.假定高度为 800 km,使用球面地面几何图形,并将其结果与平面地面几何图形进行比较.

9.8 一雷达将用于 800 km 高空以产生扫描合成孔径雷达图象,还有一个辐射计打算使用同一天线,从实际考虑,其可行的最大天线面积为 100 m^2 .这两系统都工作在 10 GHz 附近,利用平面地面公式,并假定卫星速度为 7.5 km s^{-1} ,求

(a) 在 45° 时,辐射计像素尺寸

(b) 如果雷达沿航向的像素尺寸不大于 100 m,利用 100 m^2 的天线,这两系统可获得的最佳辐照带宽度是多少?假定距离和方位因子增加一个保险因子,并假定可以从每个像素获取 2 个独立取样,假定辐照射从 45° 处开始,而且扫描扫向较小的入射角.

(c) 假定要求辐照带宽度至少 200 km.确定辐射计的扫描波束位置数,并用此来确定雷达分辨率(保险因子仍为 2,而且仍采用二次观测),

(d) 当 $\sigma^0 = -20 \text{ dB}$, $F = 4 \text{ dB}$, 信噪比 $S_{\text{NL}} = 3 \text{ dB}$ 时,求在 45° 时获取方形像素所需的功率.

9.9 有一雷达,具有下列性能:无超距离带宽,而且

$l = 10 \text{ m}$	$h = 500 \text{ km}$
$G = 55 \text{ dB}$	$\lambda = 2 \text{ cm}$
$r_g = 25 \text{ m}$	$u = 7.5 \text{ km s}^{-1}$
$r_R = 25 \text{ m}$	散射系数 = -20 dB
$\theta = 45^\circ$	距离线性调频 BT = 500
$F = 5 \text{ dB}$	$S_{\text{NL}} = 5 \text{ dB}$

计算 P_{loss} , P_{peak} , S_{NL} .

9.10 考虑由于飞行器俯仰引起的指向误差,具体地说,考虑一个星载雷达,孔径为 8 m,波长为 4 cm,俯仰方向波束宽度 7° .若卫星向前纵摇角为 2° ,确定波束在地面上的位置,并绘出通过它的等多普勒线.能否通过简单地变换本振频率来校正?讨论对波束内沿和外沿的校正.高度为 500 km,指向角 30°

9.11 用一部 5 GHz 的扫描合成孔径雷达进行土壤湿度测量.它具有的象片等效像素尺寸不应小于 150 m.为进行土壤湿度测量,所需的入射角范围为 $7-22^\circ$.若卫星高度为 600 km,

(a) 确定不扫描时天线尺寸(平面地面).

(b) 确定合理的折衷的天线尺寸,并证明之.

(c) 确定天线扫描的步数.

(d) 若噪声可以忽略不计,确定测量 σ^0 的精度,用 50% 范围来表示.

(e) 在不改变设计的情况下,按球面地面情况,重新给出实际指向角和辐照带宽度所发生的变化.

9.12 飞机上有两部合成孔径雷达,工作波长分别为 25 cm 和 4 cm.它们的天线长都是 2 m,

(a) 斜距和方位分辨力为 2.5 m,讨论在 4 km 和 25 km 处的距离曲率问题,计算其数值,并提出如何在处理中加以解决.

(b) 计算 15 m 分辨力时的情况.

9.13 有一合成孔径雷达,天线长 2 m,带宽 100 MHz.可用这合成孔径雷达处理得出 1 m 分辨力,也可以对它细分以产生多次观测.距离带宽可用来获取 1.5 m 分辨力,或也可细分以获取多次观测.

(a) 若利用整个距离带宽产生距离分辨力, 而且非相干相加的方位观测数为 1, 2, 3, 4, 7, 10 和 25. 试确定象片质量的方形象素的等效分辨力, 在所有情况下, 斜距分辨力都为 1.5 m.

(b) 与 (a) 相同, 斜距分辨力为 1.5 m 时, 试确定具有象片质量的等效矩形象素.

(c) 与 (a) 相同, 只是通过对距离取样求平均, 使距离分辨力为 3 m 和 6 m.

(d) 与 (b) 相同, 距离分辨力改为 3 m 和 6 m.

9.14 分析地研究和描述由一个脉冲串组成信号的频谱. 矩形脉冲长度为 τ_p , 间隔为 T_p , 调制在一个载波上, $f_c = n/T_p$, 其中 n 是整数, 试给出其结果的简图.

9.15 计算具有下列特点的雷达的焦深

$$l = 6 \text{ m} \quad \text{波长} = 6 \text{ cm}$$

$$r_g = 3 \text{ m}, 30 \text{ m}, 60 \text{ m} \quad R = 600 \text{ km}$$

9.16 有一部雷达, 其参数为

$$R = 600 \text{ km} \quad l = 10 \text{ m}$$

$$r_g = 10 \text{ m}, 50 \text{ m} \quad r_R = 10 \text{ m}, 50 \text{ m}$$

$$\lambda = 4 \text{ cm}$$

辐照带宽 50 km, 用一个典型的基带处理器确定所需的贮存容量, 快速傅里叶变换处理器数目, 数据率, 及基准函数的数目.

9.17 有一星载合成孔径雷达, 其波长为 2 cm, 轨道高度 1000 km, 孔径长为 10 m, 速度为 7.5 km s^{-1} .

(a) 若辐照带内沿的入射角为 30° , 采用球面地面几何图形, 组合距离和方位的保险因子为 2, 试确定其辐照带宽度.

(b) 若要求分辨力为 $15 \text{ m} \times 15 \text{ m}$, 试确定所需的 CCD 声表面波处理器元件的大小. 假如在输入信号所要求的带宽(距离带宽)条件下, 信号从移位寄存器中按钟信号输出, 试问需要多少个声表面波器件?

9.18 一部合成孔径雷达, 将信号的相位历程记录在 70 mm 胶片上. 斜向覆盖区宽为 10 km, 雷达高度 3 km, 辐射带内沿入射角为 30° , 工作波长为 2 cm, 天线长度为 1 m, 最终分辨力 2 m. 为简化相位历程的记录, 距离标度和沿航迹方向的标度不同. 空间相同的距离而在胶片上沿航迹方向是横航迹方向的 20 倍. 用圆锥透镜将方位图象聚焦到 1 m 距离处, 若玻璃折射指数为 1.5, 试确定圆锥的尺寸. 因为大多数处理器在用球面透镜前实际上聚焦到无穷远处, 试确定这样做时透镜的尺寸.

第十章 散射测量

用于测量面(或体)散射特性(或反射特性)的任何体制的雷达,都称为散射计。散射计可以是专门为测量后向散射而设计的一种雷达,也可能是为其他用途,诸如成象或测高而设计的雷达,对后者来说,只要其定标得足够准确,也可兼作散射测量。有时,人们管叫它“反射计”,而不称散射计。但是散射计这个词更恰当些,因为在整个雷达波段内,镜面反射非常少,几乎所有雷达信号都是散射的结果。

有的散射计只设计成在特定角度、特定频率和特定极化情况下方可测量,但也有许多散射计被设计成覆盖一个或几个参数变化范围内都可测量。宽频带范围测量的散射计通常称为频谱仪。专门设计用作散射计的雷达,有的就在地面固定位置上工作,有的装在带有升降台的卡车上工作,还有一些散射计是专门设计装在直升飞机、飞机或宇宙飞船上工作的。显然,为这些不同用途设计的散射计,在性能上可以各不相同,因为不同的雷达运载器,其航程和航速也就不司。经过准确定标的成象雷达和高度表,同样可认为是散射计。

所有的散射测量有三个基本要素:定标、确定覆盖面积和为进行精密测量所必需的充分独立取样数。最后的那个要素已在第7-2.3和第7-2.4节中广泛地讨论过了。至于成象雷达中取样数问题也在第8-7和9-8节中叙述过了。因此,本节对上述这些基本要素专门论述时,只限于定标和面积覆盖这两方面,将分别在第10-1,10-2和10-3节中阐述。特殊型式散射计的独立取样问题则在第10-4和10-5节中加以论述。

10-1 雷达定标概述

10-1.1 引言

定标,使得有可能作精密测量,也可能作准确测量。精密和准确的区别很重要。精密是指对测量作相对定标,以及平均后的取样数;而准确却是指绝对定标。如果定标测量允许重复进行,那末系统具有很好的相对定标;如果定标测量不但允许重复,而且绝对值也是准的,那么就称它准确。

在整个测量过程中只要用的是同一个系统,那么为了研究其时间和空间变化特性,采用好的相对定标已够了,它可以提供所需的全部信息。因为在所有的时间和空间位置上系统误差(也称偏置误差或固有误差)都相同,因此能够分辨出面目标特性在不同空间和不同时间上的精细差异。而且在采用相对定标方法时,甚至可以不必要用散射系数来表示输出量,任意一种方便的单位均可采用,例如伏特、瓦特、示波器上代表位移量的厘米、數位计数和胶片密度等单位。只要系统的相对定标能保持稳定,则目标之间的差异是能够用上述的任意一种单位来表示的。

系统相对定标能够计算出该系统中各种参量的变化。例如放大器增益的漂移,胶片的不同显影条件等。绝对定标则必须还要考虑到天线和接收机的绝对增益及其固有偏差。这可能是最困难的测量了。

当对不同体制的结果作比较时,以及按给定的指标设计新的体制时,都需要采用绝对定标,以保证准确地测量。

为了精确地描述某一雷达可作为测量系统用,或者有时为了描述一个系统的有关特性,均需要进行如下参数的测量:

1. 输出(任何一种单位)与 P_r/P_t 之比,
2. 天线最大增益,
3. 天线方向图,
4. 脉冲雷达的脉冲形状,
5. 调频雷达输出滤波器带宽及其形状,
6. 射频系统损耗,
7. 噪声系数,
8. 中频放大器的滤波器带宽及其形状,
9. 脉冲重复频率 (PRF) 或调频扫描速率,
10. 调频扫描宽度,
11. 调频扫描线性度,
12. 整个系统的延时量。

下面将讨论到,如果能对接收功率与发射功率之比作满足要求的内外定标的话,则以上所列的参数测量项目中许多项都可不必进行。收发信号的取得是通过对耦合到接收机的发射信号取样,以及对由定标目标回波进行监测。

在讨论定标特性之前,需要先研究一下定标所能达到的精度,以及与之相应的测量所能达到的精度。例如一台微波辐射计(并与雷达相比较),如表 6.2 所示。好的辐射计其精度能达到 0.15K,普通的则为 1K。当天线温度为 270K 时,0.15K 精度相当于 0.0024dB,而 1K 精度则相当于 0.016dB。

雷达接收机可以做到与辐射计接收机一样,但是雷达系统在影响精度方面有两点是与辐射计不一样的。这两点是:

1. 必须考虑两次定标时间间隔内的发射机稳定度;
2. 应对更少的独立取样值取平均。

如果对收发功率比的定标,能像对 Dicke 辐射计定标那样频繁进行,则发射功率变化的影响和接收机增益变化的影响差不多。从这点上讲,雷达应该能够获得与辐射计同样的精度。然而,正如第 7-2.3 和 7-2.4 节中所讨论的那样,最基本的方法是取平均独立取样数。由 (7.85) 和 (7.91) 式,相对标准偏差为

$$\text{相对标准偏差} \approx 1/\sqrt{N} \quad (10.1)$$

式中 N 为平均后的独立取样数。当在大于 $1/B$ 的时间间隔内取连续积分,则可得

$$\text{相对标准偏差} \approx 1/\sqrt{BT} \quad (10.2)$$

式中 B 是衰落起伏的带宽, T 是积分时间。这些公式对辐射计和对雷达都是适用的。可是辐射计的带宽为几十兆赫到几百兆赫,而雷达的带宽却只有几十赫到几千赫,因此雷达的有效平均独立取样数要比辐射计的少,所以,雷达的测量精度怎么也达不到辐射计那样高的精度。事实上,如果要使雷达定标得象辐射计那样精确,那末在全部的测量精度因

素中,主要极限因素就是有效独立取样数。合理地设计辐射计,人们可以得到零点几分贝的精度,但通常它要在分辨力指标上作出牺牲,以此为代价,其间关系将在第 10-4 节中讨论。如此高的精度,一般成象雷达是达不到的,然而具有等效大象素的散射计却可以达到。

10-1.2 照射积分

绝对定标所含的内容比单纯测量雷达自身系统准确度所含的内容多(最困难的测量是天线增益)。绝对定标同样还包括了雷达数据处理方法,这个问题是隐含在雷达方程之中。回顾雷达方程

$$P_r = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \int_{\text{照射面积}} \frac{P_t G^2 \sigma^0 dA}{R^4} \quad (7.16)$$

该式是用散射系数来表示的雷达回波功率。但是散射计的目的是要得到散射系数 σ^0 , 也即必须解出(7.16)积分方程式。该式反演时,要讨论两种情况,即波束限制体制和距离分辨力限制体制。至于多普勒频率限制体制可以等效于其中之一的情况来研究,究竟哪一种更接近,这要取决于它的具体图形。在以下的讨论中,对(7.16)式的积分区域将规定为

照射面积 $\triangleq A$

首先研究波束限制体制。要说明的是,成象雷达不会是波束限制体制,因为它总是采用某种测距的形式并加上一个扇形波束。对于波束限制体制来说,(7.16)式可写成

$$P_r = \frac{\lambda^2 P_t}{(4\pi)^3} \int_{A_i} \frac{G^2 \sigma^0 dA}{R^4} \quad (10.3)$$

式中 P_t 已被移出积分符号之外,因为对这种体制来说,在波束宽度内 P_t 是常量。

通常(但确切地说,不是总是)假定,波束足够窄时,该式进一步简化为

$$P_r \simeq \frac{P_t \lambda^2 \sigma^0}{(4\pi)^3 R^4} \int_{A_i} G^2 dA \quad (10.4)$$

上式已假定,积分区域 A_i 内,散射系数的变化也可忽略。这样忽略是符合实际情况的,可有时则不行。如果(10.4)式可以采纳,则解(10.4)式后,可得散射系数 σ^0 的估值:

$$\sigma^0 \simeq \frac{(4\pi)^3 R^4}{\lambda^2} \left(\frac{P_r}{P_t} \right) \frac{1}{\int_{A_i} G^2 dA} \quad (10.5)$$

由上式得到的结论是,散射系数与 P_r/P_t 比值成正比例。所以在相对定标法中,如果距离 R 和波长 λ 都是精确已知的话,那么只需要测量 P_r/P_t 比值就可以了。剩下还有一个因子就是涉及对天线方向图照射的积分,有时称它为照射积分。如果天线增益在全方向上不能精确已知的话,就会对积分求解带来麻烦。

通常实用的方法是定义一个与天线增益有关的加权面积。或者就简单地用半功率点间的波束宽度来定义面积。如果采用后一种定义方法,当然难免有误差。如果要获得加权面积 A_w , 则需了解天线方向图的全部信息。加权面积定义为

$$G_0 A_w = \int_{A_i} G^2 dA \quad (10.6)$$

式中 G_0 是天线最大增益值。如果我们定义天线增益表达式为

$$G = G_0 g(\theta, \phi)$$

因此加权面积 A_w 的表达式可写为

$$A_w = \int_{A_i} g^2 dA \quad (10.6a)$$

将此值代入(10.5)式, 散射系数的表达式变为

$$\sigma^0 \simeq \frac{(4\pi)^2 R^4 (P_r)}{G_0^2 A_w (P_i)} \quad (10.5a)$$

将求出的 A_w 值代入(10.5)式, 引起的第一个问题是, 在 A_w 的求积中包含旁瓣还是仅包含主波瓣? 当然, 接收功率中包括有旁瓣信号, 但是旁瓣增益一般相当低, 不足以引起人们的注意, 所以忽略旁瓣的贡献是合理的。可是在对逐个情况的基础上求值时, 则必须计入旁瓣, 如要舍去旁瓣就必须在计算中引入一项特定校正因子。

由于多数天线方向图只是在主平面(E面和H面, 或者称垂直面和水平面)内作出的, 因此在计算(10.6a)式时又遇到了难题。对于很多用途来说, 主平面方向图已完全够用。可是在计算(10.6)式的照射积分时, 却需要全方向性的天线方向图。这样, 计算这个积分式需要比一般适用的天线有一个更为完善的方向性图。

与天线方向图有关的另一个问题是, 天线方向图测量通常并不在正交系统中进行, E面和H面的剖面均在正交平面上, 但只有其中的一个是真正的球面坐标, 因此天线方向图是在非正交坐标系中求出的。当计算积分式时, 必须将方向图转换到正交坐标系中, 还有用其他方法求正交坐标系中的方向图, 但必须很谨慎。大多数天线测试场是能够进行这种测量的, 但是天线测试场的测量技师们必须明白, 他们常规的一套测量方法是不满足这种情况的要求的。

天线测量中另一个极为重要的问题是如何保证极化的纯度。在不少情况下, 垂直极化的散射系数与水平极化情况有显著的不同。就一般情况而言, 交叉极化的散射系数与同向极化的差别更大。正常测量时, 都假设在积分式中只有线性极化或者只有一种圆极化。因此, 如果交叉极化分量进入雷达, 就会破坏正常的测量, 而引入误差 (Claassen 和 Fung, 1977)。

举例:

当用半功率波束宽度来代替实际计算照射积分(10.6a)式时, 它们有多大区别? 我们用下列数字例子来定量说明。

为了简化, 我们假设雷达高度 $h = 1$ 单位, 入射角 $\theta = 45^\circ$, 半功率波束宽度 $\beta_{1,2} = 3^\circ$, 被处理的两个波束方向图分布形状, 一个呈高斯状, 另一个呈 $[(\sin x)/x]^2$ 状, 其表达式为

$$g(\theta', \phi') = e^{-\theta'^2/\theta_0^2}, \quad \theta_0 = 1.80^\circ$$

$$g(\theta', \phi') = \left[\frac{\sin(2.784\theta'/\beta_{1,2})}{2.784\theta'/\beta_{1,2}} \right]^2$$

式中 θ' 和 ϕ' 是相对天线瞄准轴的被测角。

如果我们用半功率波束宽度求包含的面积, 再用(10.6)式计算有效面积, 但式中用的是 g 而不是 g^2 。计算得到如下结果:

$$\text{半功率等值环线所包含的面积} = 0.61 \times 10^{-2}$$

$$\text{高斯状方向图的 } A_w = 0.88 \times 10^{-2}$$

$$[(\sin x)/x]^2 \text{ 方向图只包含主瓣的 } A_w = 0.77 \times 10^{-2}$$

$$[(\sin x)/x]^2 \text{ 方向图包含主瓣与第一旁瓣的 } A_w = 0.98 \times 10^{-2}$$

上述诸数值较 A_w 的真值几乎大了一倍。如果用 g^2 来代替半功率点, 则有效半功率波束宽度为 2.24° , 而不是前述的 $\beta_{1/2}$ 的 3° , 这种情况下得到如下结果:

$$\text{半功率等值环线所包含的面积} = 0.34 \times 10^{-2}$$

$$\text{高斯状方向图的 } A_w = 0.44 \times 10^{-2}$$

$$[(\sin x)/x]^2 \text{ 方向图只包含主瓣的 } A_w = 0.43 \times 10^{-2}$$

$$[(\sin x)/x]^2 \text{ 方向图包含主瓣与第一旁瓣的 } A_w = 0.43 \times 10^{-2}$$

因此, 如果选用半功率等值环线所包含的面积, 则高斯状的散射系数误差为 1.2 dB; $[(\sin x)/x]^2$ 状方向图的误差为 1 dB。又由于在后种状态下, 用 g^2 方向图计算时其旁瓣变得很小, 以至于只含主瓣求得的值与主瓣加第一旁瓣求得的值, 两者之差可以忽略不计。

对于一个距离限制体制, 我们可用对脉冲求积方法得到回波功率:

$$P_r = \frac{P_{i0} \lambda^2}{(4\pi)^3} \int_{A_i} G^2 p\left(t - \frac{2R}{c}\right) \frac{\sigma^0 dA}{R^4} \quad (10.7)$$

式中发射功率已经表达为

$$P_i(t) = P_{i0} p(t)$$

对于调频体制, 人们可以用类似的形式来表达积分式, 这时 $p(t)$ 就要用等效测距滤波器的函数来代替。

如果波束宽度和距离分辨力的限制都相当窄, 那么如同推导(10.4)式时忽略 σ^0 一样, 照射面积内的 σ^0 与 R^4 的变化也可以忽略不计。此时得到如下结果:

$$P_r \approx \frac{P_{i0} \lambda^2 \sigma^0}{(4\pi)^3 R^4} \int_{A_i} G^2 p\left(t - \frac{2R}{c}\right) dA \quad (10.8)$$

这是通常实用的公式。由于包含 σ^0 的积分求逆是相当的困难, 因而按(10.8)式简化后, 用实验法求解 σ^0 值即可用下列公式:

$$\sigma^0 \approx \frac{(4\pi)^3 R^4}{\lambda^2} \left(\frac{P_r}{P_{i0}}\right) \frac{1}{\int_{A_i} G^2 p\left(t - \frac{2R}{c}\right) dA} \quad (10.9)$$

式中照射积分再次出现。这个照射积分可用天线增益变化(主要指斜距的正交方向上)和回波脉冲形状变化两者来表达。而在脉冲情况下求得的等效面积为

$$G_0^2 A_{wp} = \int_{A_i} G^2 p\left(t - \frac{2R}{c}\right) dA \quad (10.10)$$

也可写成下列形式:

$$A_{wp} = \int_{A_i} g^2 p\left(t - \frac{2R}{c}\right) dA \quad (10.10 a)$$

应用这个等效面积的定义, 按测量值可算得散射系数为

$$\sigma^0 \approx \frac{(4\pi)^3 R^4}{G_0^2 \lambda^2 A_{wp}} \left(\frac{P_r}{P_{i0}}\right) \quad (10.9 a)$$

(10.10a) 式中所选用的脉冲形状与幅度, 必须采用经接收机后的回波形状与幅度来

代人,这是因为接收机带宽会影响脉冲的形状与峰值。即使我们发射的是矩形脉冲,选用经典的接收机带宽也会造成波形失真,并改变其相对幅度。为了描述接收机滤波器对输出脉冲宽度与幅度的影响,图 10.1 列出了视频通道中呈矩形通带的低通滤波器的计算结果。如果选用频带宽一倍的中频矩形带通滤波器,得到的结果也同样。图中标出的带宽是中频带宽。如果带宽为无穷宽,则发射脉冲会无失真地再现,如图中虚线所示。匹配滤波器的带宽由 $BT = 1$ 给定,其输出脉冲形状有一定失真,但峰值幅度没有改变。图中还指出,窄带滤波器会降低峰值幅度,宽带滤波器将增大峰值幅度,但其峰值位置会偏离脉冲的中心。当然,实用的实际滤波器形状输出结果总有点差异,但用本图来说明问题却是很好的。如果选用窄带滤波器,对接收机输出的峰值幅度须乘以一修正因子,即使取 $BT = 2$ 的滤波器,也须乘以一适度的修正因子,但它是反方向的[†]。

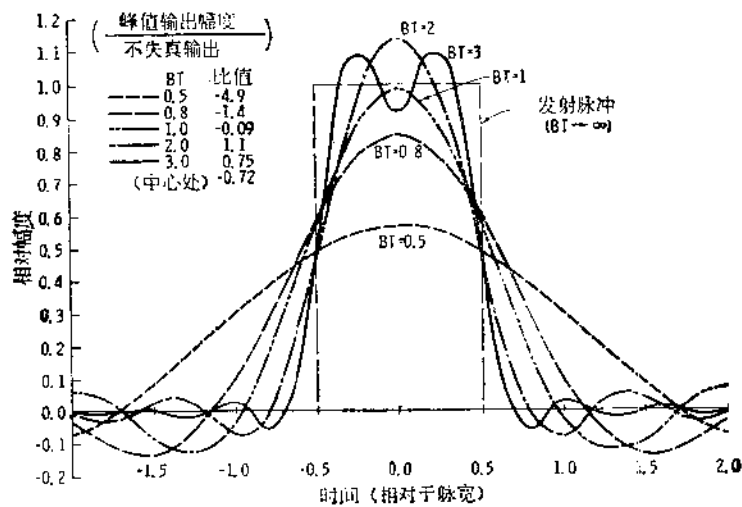


图 10.1 接收机滤波器对输出脉冲宽度与幅度的影响
(假设滤波器为矩形带通中频滤波器)

基于上述原因,对一脉冲体制,应该选用同发射脉冲具有相同形状和宽度的脉冲来进行标定。只有这样,定标脉冲通过该系统所经历的过程同发射脉冲才具有相同的失真,因而它们之间的比值仍是正确的。

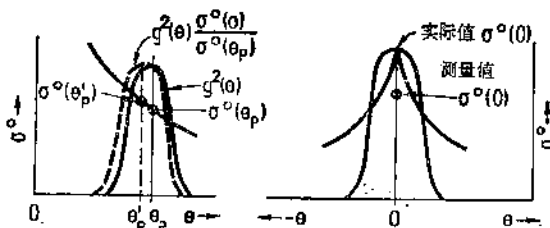


图 10.2 在垂直和大瞄准角状态下,在照射积分中,由于忽略 σ^0 变化效应而产生偏差的示意图

有效接收脉冲的形状也影响照射面积,从而影响 (10.10a) 式中的 A_{wp} 值。所以,求

[†] 原意为窄带修正因子大于 1,而 $BT = 2$ 时小于 1。——译者注

A_{wp} 时所用到的 $\rho(\epsilon)$ 式应该是取通过接收机后的功率波形因子。当通带宽度变化时, 照射面积的有效尺寸也会变化, 因此应该对不同影响进行加权。

如果除了垂直照射的邻近区以外, σ^0 在波束内变化是很小的话, 那么对波束有限情况的(10.3)式与距离有限情况的(10.7)式来说, 式中被积值 σ^0 假定为常值是允许的。图 10.2 表示了下列两种情况: 左图表示了天线瞄准角远离垂直方向情况, (10.3) 式中的加权被积函数用虚线表示于图中, 它的中心从 θ_p 略微移动一点到 θ'_p , 因而测量到的 σ^0 值也相当于是在比瞄准角 θ_p 略微小一点的倾角下所得到的值。右图表示了接近垂直照射情况, 这种状态较为复杂, 因为 σ^0 随角度偏离很快地衰落, 又因为对波束因子平均并不等于波束内 σ^0 的平均的缘故。而波束的峰值点与 $\sigma^0(\theta)$ 曲线的峰值点倒是吻合的, 而且两者同时向两边衰落, 因而接收功率加权值(也相当于垂直方向的 σ^0 被测值)总是明显地小于垂直方向的 σ^0 实际值。

图 10.3 进一步定量画出了各种因素对照射积分中被积函数的影响。图中画出了 10° 宽的 $[(\sin x)/x]^2$ 方向图, 还画出了 $\sigma^0(e^{-\theta^2/2\sigma^0})$ 值随 θ 的快速衰落曲线。当天线瞄准角为 15° 时, 由于 σ^0 快速变化的影响, 被积函数的形心将从 15° 移至 11° 左右。这是一种极端情况, 因为除非是在垂直照射的邻近区域内 (15° 以内), 否则 σ^0 通常不会下降得那么快的。而图上正好表示了 15° 的位置。

图 10.3 中还表示了旁瓣的影响。最邻近垂直区的旁瓣对被积函数影响很大, 它只比 11° 的峰值小 4.5dB, 这是因为接近垂直区的大 σ^0 值进一步加强了旁瓣对积分的影响。这个接近垂直的人射信号常被说成是机载雷达中的高度信号, 而如此强的高度信号将严重

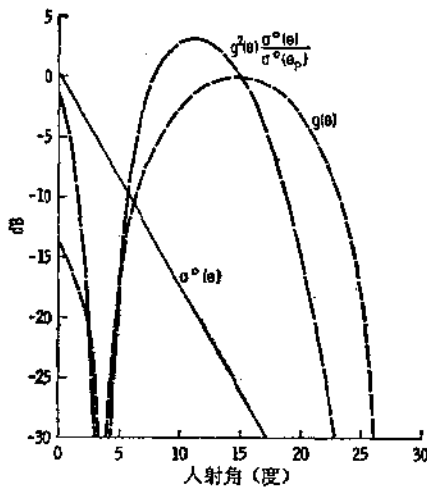


图 10.3 照射积分中被积函数(包括 σ^0) 变化示意图

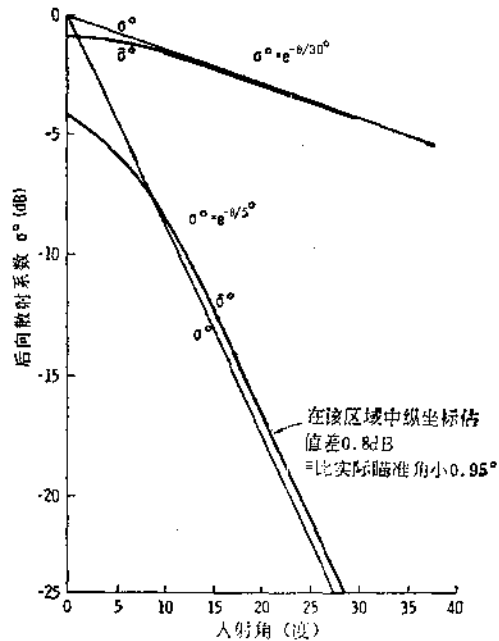


图 10.4 σ^0 估值(基于积分中 σ^0 为常数的假设)与实际 σ^0 的比较(假设高斯形天线方向图, 半功率波束宽度为 10°)

影响波束限制体制中的散射测量效果。幸运的是, 这种在波束限制中发现的高旁瓣信号

将不会在距离限制体制中出现,不论是脉冲测距体制,或者是调频滤波器距离门体制都一样。

图 10.4 画出了对散射系数测量的综合影响,给出了两组 σ^0 变化的实际值。一组为 30° 指数折弯角 (即 $\sigma^0 = e^{-\theta/30^\circ}$, e -folding angle) 的表达式,它适用于许多陆地条件,另一组为 5° 指数折弯角表达式,它适用于许多海面条件。此例是根据 10° 宽的高斯形天线方向图给出的。图中指出,当垂直向下照射时,海面散射系数测量大约有 4dB 的误差,而陆地散射系数只有小于 1dB 的误差。而在大入射角照射时,陆地测量几乎没有什么误差,海面测量的有效瞄准角比实际瞄准角约小 0.95° ,因此应该按比 θ_p 小 1 度的入射角来求出相对应的 σ^0 值。

不管系统被定标得如何好,上述的这些讨论都是非常重要的,因为它们都涉及到测量精度与数据处理的精度。下面我们转到系统定标的主题。

10-2 内 定 标

散射计系统的内定标能确定相对散射系数,其精度决定于定标技术和平均独立取样数。而外定标能确定绝对散射系数,这将在第 10-3 节中讨论。

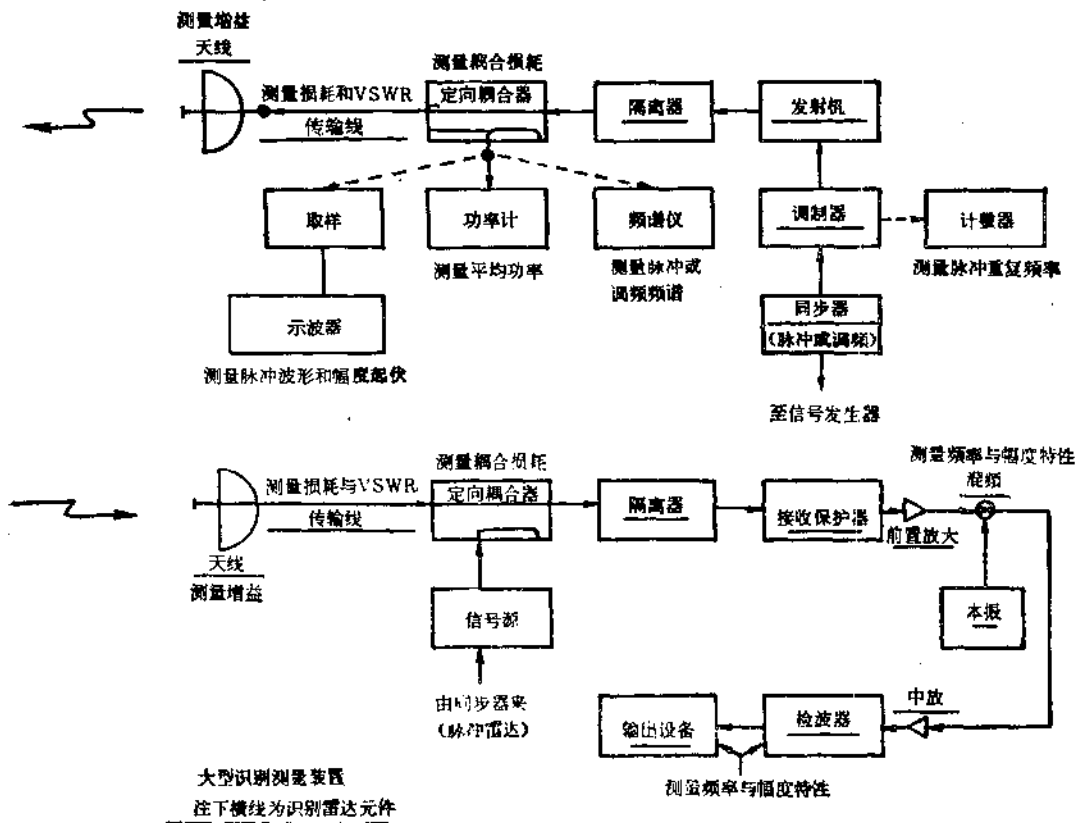


图 10.5 用分别定标法进行系统定标的测量

内定标有两种不同方法。一种方法是对系统的各部分独立地分别定标；另一种方法

是比率法定标,它是将发射信号的取样引入到接收与数据处理系统中。两者比较,后一种方法比较优越些,因为产生误差的机会少,且容许在频繁的变动间隔内进行处理。而分别定标法要求经常中断测量序列。此外,各部分分别定标将导致误差成分增加,误差成分相互叠加,从而降低总定标的精度。

图 10.5 表示用分别定标法进行定标的测量框图。需要测量的最重要的量是发射功率,其测量方法在连续波体制和在脉冲体制中是不一样的。在连续波体制中,可用功率计直接测量发射功率。正如图中所示,功率计是通过定向耦合器同发射波导系统相耦合的,而此定向耦合器的插入损耗必须精确地测出。在绝对定标法中,人们还需测出传输线的损耗和天线增益。由于这些量通常是常值,因此这些量本身并不会降低相对定标的精度。在测量的全过程中都必须使系统处于匹配状态下,如果存在不匹配则必须计入。也就是说,系统所有各部分的电压驻波比都必须知道并计入。特别应引起注意的是各种连接头对电压驻波比的影响,即使是简单地卸下或重新接上连接头,也经常会引起系统驻波比的变化,这时就需重新定标。

对脉冲体制来说,功率计只能测其平均功率,必须测出脉冲重复频率 (PRF) 和脉冲波形,才能建立平均功率与峰值功率之间的关系。因此图中标出了附加的取样器、示波器以及 PRF 计数器等。遗憾的是这又造成另一类型的可能误差源,因为取样检波器要求是线性的,或者其非线性是已知的,示波器性能也要求如此。虽然从原理上讲,取样的脉冲波形足以反映出平均功率与峰值功率的关系,但是习惯上也还是要测发射信号的频谱,以保证在远边频上不产生显著的失真。

接收功率 P_r 是在天线输出端测量的,所以接收机定标的目的是为了确定 P_r 与可能取得的接收机输出任何物理量之间的关系式。正如对发射机一样,人们事先对接收天线增益和传输损耗进行常规测量,然后对系统的其他各部分进行更频繁的测量。在尽可能靠近天线处,将一信号发生器插入接收系统,它所产生的信号送给接收机,接收机输出信号可表达为

$$\text{输出} = \frac{P_r G_{PA} G_{IF} G_{vid} T_D T_0}{L_{TL} L_{coup} L_{iso} L_{RP} L_{mix}} \quad (10.11)$$

式中 P_r = 接收功率

G_{PA} = 前置放大器增益

G_{IF} = 中频放大器增益

G_{vid} = 视频放大器增益

T_D = 检波器和中频放大器的传递函数 (用于饱和区和非线性检波的影响,它是 P_r 的函数)

T_0 = 输出终端器的传递函数 (例如胶片或是阴极射线管,它们也可能是非线性的)

L_{TL} = 传输线损耗

L_{coup} = 耦合损耗

L_{iso} = 隔离器损耗

L_{RP} = 接收机保护装置损耗

L_{mix} = 混频器损耗

必须指出, G_{PA} , G_{IF} , G_{vid} 以及各个损耗因子都可能随频率而变化。因此如果人们采用分别定标法, 则所有这些因素都必须已知, 或用信号发生器通过测量来确定各值。幸运的是, 将信号发生器的信号注入接收机, 可以测出 G_{PA} , G_{IF} , G_{vid} , L_{iso} , L_{RP} 和 L_{mix} 的联合效应, 因而仅有传输线和耦合损耗需要分别确定, 为此, 信号发生器必须提供各种幅度的试验信号, 以便测定 T_D 和 T_i 的非线性效应。进行 T_D 和 T_i 测量时, 这两项也不必分开测。图 10.6 表示了上述非线性特性, 并指出了信号发生器应该提供大动态变化幅度的必要性, 其动态范围应与系统所希望的工作动态范围相对应。由图中可见, 在整个范围的高端和低端均出现最大非线性区, 因此不能简单地将信号发生器调定在全动态范围中部的某一固定电平上。

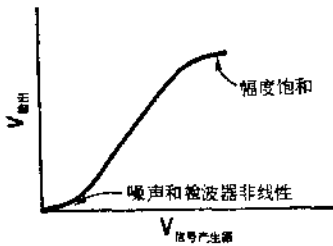


图 10.6 典型的检波器-中放联合传递函数

比率法是标定雷达的一种好方法。回顾方程式 (10.5) 和 (10.9)

$$\sigma^0 \propto P_r/P_t$$

因此, 如果测出 P_r/P_t , 则除了天线增益以外, 不用测出系统的其他特性而就能确定 σ^0 值。另外, 如果用发射信号的取样值来给接收机定标, 也就不需要对发射功率和接收机特性作分别测量, 而只需要直接测定其比值就行。图 10.7 表示了这种定标法的一般概念。

在图 10.7 中, 从发射机到天线的馈线中有一个定向耦合器, 从天线到接收机的馈线中接有另一个定向耦合器。这两个定向耦合器之间是一段已知衰减量的馈线。这样, 发射信号的取样可以馈送到接收机。根据系统的不同类型, 有的连续工作, 有的交替式工作, 即接收机时而测量输入信号, 时而测量定标信号。如图所示, 在定向耦合器输入端发射功率为 P_t' , 而在另一定向耦合器输入端接收功率为 P_r' , 那么只要馈线损耗 L_c 和 L_r , 以及天线增益都保持不变(通常能做到的), 就能利用发射信号的取样进行定标, 从而给出雷达系统的完整相对定标法。

在接收机定向耦合器的输出端, 定标信号 P_{rc} 值为

$$P_{rc} = \frac{P_t'}{L_c L_{DC_i} L_{DC_r}} \quad (10.12)$$

式中 L_c 为定标用衰减器的损耗值, 它是精确的已知值; L_{DC_i} 为发射机定向耦合器的耦合度(也相当于损耗量); L_{DC_r} 为接收机定向耦合器的耦合度。后两个耦合度, 在绝对定标时必须精确测定, 而在相对定标时, 只要它们是常量(这种假设是合理的), 那就不必精确地知道。

用接收机增益 g 来表示定标信号的输出功率为

$$P_{oc} = g P_{rc} \quad (10.13a)$$

而接收信号的输出功率为

$$P_{or} = g P_r' \quad (10.13b)$$

这样, 我们取接收信号的输出功率与定标信号的输出功率之比, 让它与两者的输入功率之比联系起来, 还让它与收发功率之比联系起来。综合以上各式可得

$$\frac{P_{or}}{P_{oc}} = \frac{P_r'}{P_{rc}} = \left(\frac{P_r'}{P_t'} \right) L_c L_{DC_i} L_{DC_r} \quad (10.14)$$

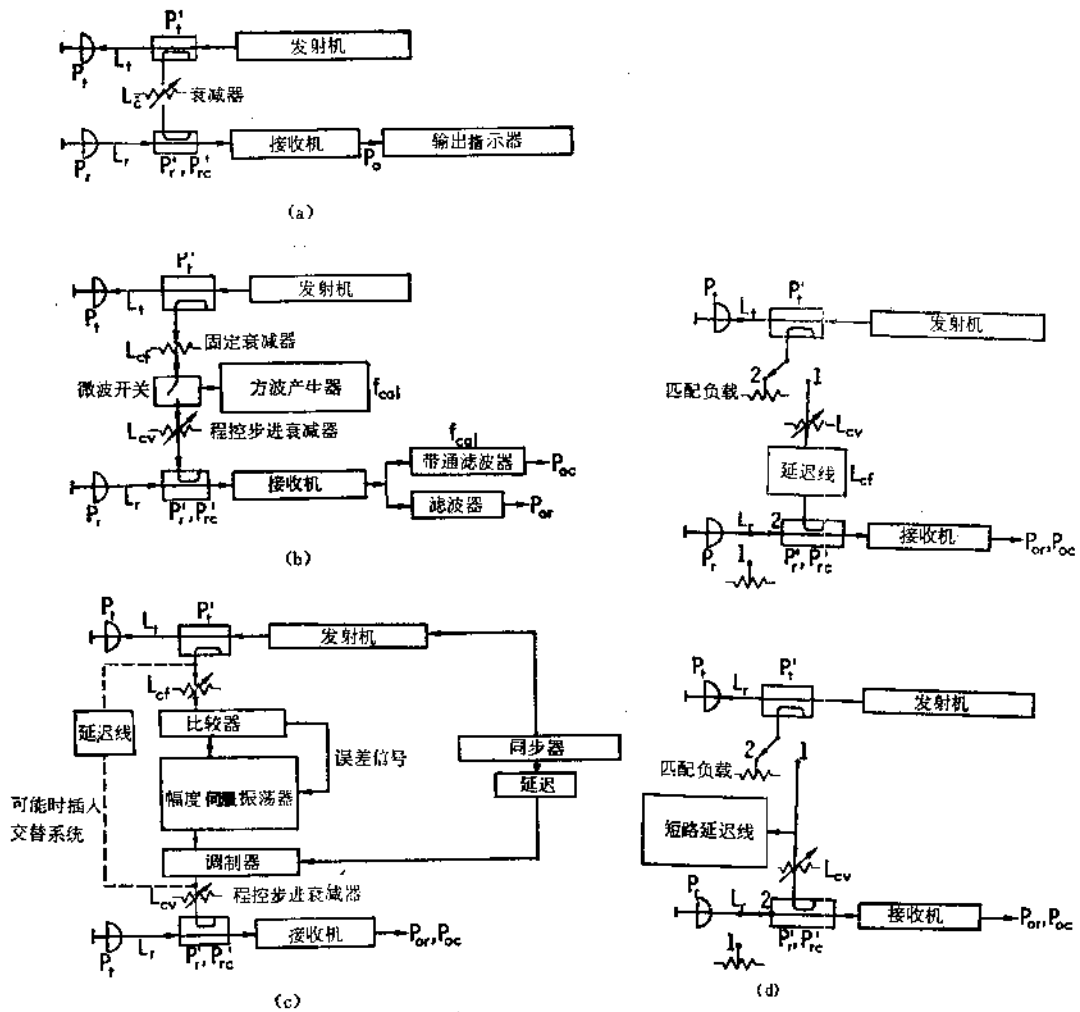


图 10.7 内定标(比率定标)原理
 (a) 一般概念; (b) 连续波体制的连续定标法; (c) 脉冲体制的连续定标法; (d) 短程测距系统的交替定标法(不调制的连续波体制中不必用延迟线)

回顾关系式

$$P_t = P'_t / L_t, \quad P_r = P'_r L_r$$

利用以上关系式,可以建立收发功率比与输出端功率比之间的关系式;而收发功率比正是(10.5)式和(10.9)式求 σ^0 时所需要的,表达式为

$$\frac{P_r}{P_t} = \left(\frac{P'_r}{P'_t} \right) L_r L_t = \left(\frac{P_{or}}{P_{oc}} \right) \left(\frac{L_r L_t}{L_c L_{DC_t} L_{DC_r}} \right) \quad (10.15)$$

这就是比率法定标的基本定标方程式。

虽然(10.15)式是用功率量来表示输出值,但也可以用其他物理量来表示输出,只要这些物理量同功率输出量之间有一一对应的比例关系,诸如示波器上的偏转指示值,图象的亮度,数字仪的计数值,以及其他类似物理量都可被利用,只要知道这些量与功率之间合适的非线性关系。

图 10.7 (b) 表示用于连续波体制的连续定标法。如果直接采用图 10.7 (a) 所示的系统定标,那么定标信号将受到由目标来的回波信号的干扰。因此,我们用一方波来调制定标信号,调制波的两个边频带应选择在信号多普勒带宽之外,但可以靠近它。采用了一个微波开关,并接上程序控制的步进衰减器,而不采用正弦波调制或弱电平方波调制,这样就不要求保持方波或等效正弦波信号源的稳定度。方波的功能只是交替地将信号接通和断开,该信号的大小则由两个衰减器来调整。再在接收机中加入合适的滤波器就能将定标信号从所需的回波信号中滤出来,正如图所示。该方法不适用于静态(固定目标)的连续波体制,因为这时由发射机来的载频与边频带都能通过接收机,而载频将与接收信号相干扰。而只有当信号中具有多普勒频移时(机载和星载雷达系统均属此例),载频的馈通才不会产生什么问题。

图 10.7 (c) 表示用于脉冲体制的连续定标法。如果测量的距离比较远,则它要比连续波体制定标复杂。如果测量距离较短,短到其回波返回的时延量可以用延迟线的延迟来等效时(如图中用虚线表示的定标法),则可将发射脉冲或调频信号延迟一个适当值,然后耦合到接收机,使它处于一个相等效距离上,该距离应十分接近但大于目标回波之距离,因而接收机特性对于它们两者是完全相似的。遗憾的是,在许多实用条件下,要用过分长的延迟线,还要求过量的衰减值,这些都很难实现。这时就改用图中实线所示的定标系统,它用发射脉冲的取样来装定一个连续工作的低电平振荡器的输出幅度,由于其幅度受反馈回路的控制调节,因而其输出幅度与发射脉冲幅度成正比,它就作为发射脉冲取样的替代者注入接收机。又由于要求定标脉冲要与发射脉冲具有相同的波形和相同的宽度,因此连续波振荡器输出信号必须用与发射信号相同的方法进行调制。只有一点除外,就是需将定标脉冲延时到回波序列的合适位置上。

图 10.7 (b) 和 (c) 中定标馈线的最后接有一衰减器,称作程序衰减器,它是为了确定接收机非线性特性而提供不同电平值的定标所必须的。

图 10.7 (d) 表示一种交替定标的方案,可用于短程测距系统。简单地说,交替定标包含一种交替地连接动作,即将发射机输出经延迟线接入接收机(开关置于位置 1),以及将接收信号本身接入接收机(开关置于位置 2)。采用这种定标方案,只要在系统漂移所允许的无论多长的时间间隔内都能很容易地完成定标。延迟线用于对信号调制,它使信号出现在与目标距离相接近的距离上。进入接收机的定标信号,对脉冲体制来说是时间延迟量,对调频体制来说是频率量,这些值都与目标回波量完全相同,从这点来说,这种定标方案要比图 10.7 (b) 和 (c) 来说更准确一些。另外,如果采用无多普勒频移的不调制连续波体制,则延迟线也就不需要了。图 10.7 (d) 中的延迟线,可以直接插在发射与接收之间,如 (d) 的上图所示;也可用一个短路延迟,如 (d) 的下图所示,这时,信号进入延迟线,然后再反射回来,中间经过适当的延迟,最后进入到接收机。

采用与辐射计相仿的技术也能将雷达做得非常灵敏,这在第 7-2.4 节中已提到过。对于辐射计情况,人们常轮流地进行信号测量和定标噪声测量。在雷达中,人们也可以采用定标噪声,但一般没有必要,而是分别测出信号与噪声之和值,以及单独噪声值,然后进行相减,从而获得信号经过改善后的估值。

图 10.8 (a) 示意实现这种方法的一个开关系统,采用上述方法之一,不时地对系统进行定标。在系统保持稳定的间歇时间内,开关交替地置于信号加噪声,以及单独噪声两个

位置上,如方框图下面的时间示意图所示。发射一个有限持续时间信号,对回波信号进行积分,然后在等待下一个回波信号的时间间隔内对噪声求积,如时间域示意图所示。对纯噪声的积分时间和对信号加噪声的积分时间可以不一样,因此在相减求单独回波信号估值之前,对其中的一个信号需引入一个比例因子。

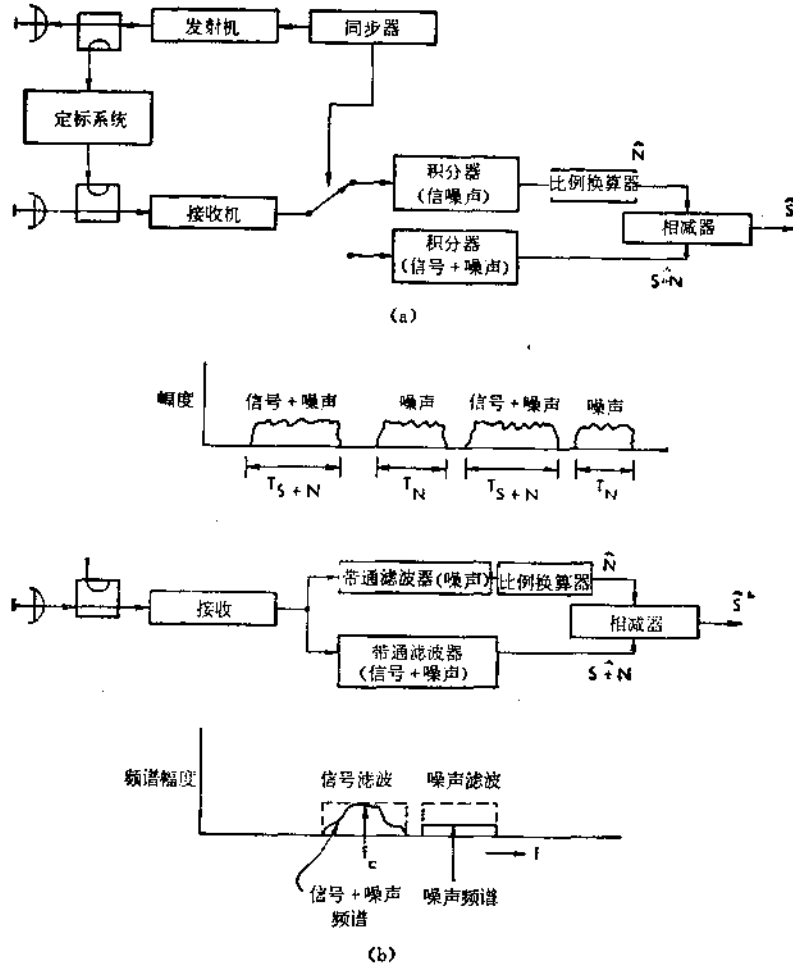


图 10.8 噪声测量法。该方案可使雷达在低信噪比下进行 σ^0 测量
(a) 开关系统; (b) 频率分离系统 (只含接收机)

这种类型的定标系统,曾在天空实验室和海洋卫星上装载的散射计系统中均使用过 (Moore 等, 1974; Johnson 等, 1980)。在这两种卫星上使用,即使在信噪比为 -10 dB 左右情况下,均能达到约 5% 的测量精度。

能达到同样目的的另一方案如图 10.8 (b) 所示,图中只画出了接收机方框图。位于接收信号频谱附近的一个窄带内的噪声,可认为是白色的。对噪声进行连续的测量的方法是: 将噪声送进滤波器,置滤波器的通带于信号附近,但又不能通过信号频谱。只要信号滤波器和噪声滤波器的相对相应曲线均能准确地测得,并且如果白噪声的假设也是合理的话,那末可用同开关系统同样方法,从接收到的信号加噪声的合成信号中减去被滤噪声。

许多散射计不用噪声注入法，只是简单地采用大发射功率，从而得到高信噪比，来达到精确的测量。当得不到高信噪比时，常常用图 10.8 所示的任一种方法来测量。经验告诉我们，如果信噪比小于 10 dB，就应该选用图 10.8 的方法测量。

10-3 外定标

10-3.1 引言

上一节讨论了内定标技术，其精确度部分地取决于天线增益方向图和其他系统参数所能达到的精度。另外，人们常常希望用已知雷达散射截面的目标回波功率，来给成像雷达或散射计定标。图 10.9 (a) 和 (b) 表示陆基散射计和机载散射计的定标配置图，它采

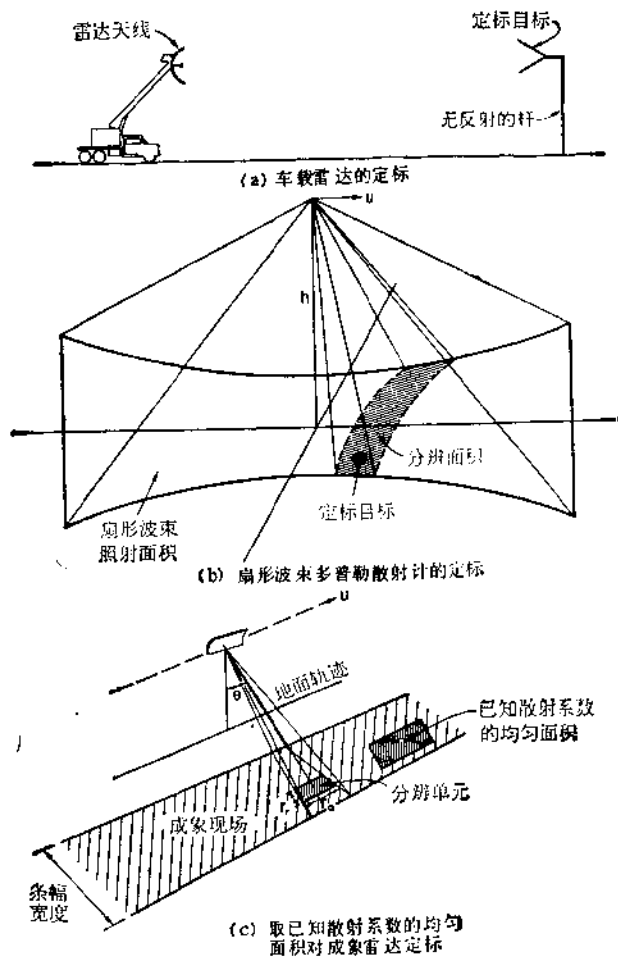


图 10.9 定标配置图

(a) 陆基(车载或塔上安装)散射计；(b) 机载散射计或成像雷达(这里画的是扇形波束多普勒散射计)，用人造定标目标；(c) 用已知散射特性的自然均匀表面定标

用所谓“硬”目标(例如金属圆球或角反射器)提供定标电平。下面将谈到，其测量精度取决于定标目标散射截面与背景散射截面的相对大小，在图 10.9 (b) 中，背景就是分辨单元

面积 A 。还有一种定标目标,即已知散射系数 $\sigma^0(\theta)$ 的均匀扩展目标,如图 10.9 (c) 中所示。机载和星载系统对后一种定标目标更感兴趣,因为这时的背景本身就是定标目标,这样就不再需要用大散射截面的硬目标了。扩展目标在方位与径向距离上的扩展应远比雷达在这两维方向上的空间分辨力要大,只有这样,才能靠充分的平均来降低信号的衰落效应。理想的情况是,扩展目标应具有“时不变”的散射特性(即其介电常数与表面粗糙度在测量持续时间内应保持不变),而且它的 $\sigma^0(\theta)$ 应非常平坦,即在整个天线垂直波瓣角的张角内是 θ 的慢变函数。混凝土的机场跑道是扩展目标的一个例子,它的大小能满足高分辨成像雷达的要求。只要跑道保持干燥状态,它的表面散射特性基本上也不随时间改变。从电磁特性上讲,这种光滑混凝土路面的主要缺点是:它的散射系数 $\sigma^0(\theta)$ 强烈地取决于 θ 值[†],因而定标精度非常临界地依赖于确定 θ 角的精度,及由此决定 $\sigma^0(\theta)$ 的精度。假设用一部已标定好的机载和机载散射计来测定 $\sigma^0(\theta)$ 值,在干燥区域内,找一块人工的或自然的相当平坦的粗糙表面作为合适的定标表面。如果该扩展目标的尺寸有数公里的量级,则机载成像雷达的定标可以在垂直方向上满角度范围内进行,将垂直俯仰角分成几段,并分几次飞行,以使扩展目标处于成像照射地带宽度的不同位置上。对星载散射计或者中等分辨力的成像雷达来说,亚马逊热带雨林 (Amazon rain forest) 是最均匀的扩展目标 (Johnson 等, 1980),其 σ^0 不随 θ 变化的平坦度较之用沙漠目标更为理想。

10-3.2 测量精度

当雷达天线照射一散射截面为 σ_c 的定标目标时,在接收机处的后向散射场强是定标目标来的场强和背景散射场的合成。这样,平行于接收天线极化矢量的电场分量表达为

$$\begin{aligned} E_m &= E_c + E_b \\ &= E_c \left[1 + \frac{E_b}{E_c} \right] = E_c \left[1 + \left| \frac{E_b}{E_c} \right| e^{i\phi} \right] \end{aligned} \quad (10.16)$$

式中 E_m 、 E_c 与 E_b 分别是接收到的电场强度、定标目标场强与背景产生的净场强, ϕ 是 E_b 和 E_c 之间的相对相位角。被测散射截面 σ_m 应与接收功率成正比:

$$\begin{aligned} \sigma_m &= K |E_m|^2 \\ &= K |E_c|^2 \left(1 + \left| \frac{E_b}{E_c} \right|^2 + 2 \left| \frac{E_b}{E_c} \right| \cos \phi \right) \\ &= \sigma_c \left(1 + \frac{\sigma_b}{\sigma_c} + 2 \sqrt{\frac{\sigma_b}{\sigma_c}} \cos \phi \right) \end{aligned} \quad (10.17)$$

式中 K 为比例常数, σ_c 与 σ_b 分别是定标目标与背景的散射截面。如果 $\sigma_b \ll \sigma_c$, (10.17) 式简化为 $\sigma_m \approx \sigma_c$ 。然而,在一般情况下,被测散射截面与 σ_c 还差一个因子,该因子就是 (10.17) 式中括号内的量,其中 ϕ 是未知量,可取从 0 到 π 之间的任意值,相应的定标误差将落在两个最大极值之间。这两个极值为

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_m - \sigma_c}{\sigma_c} &= \frac{\sigma_b}{\sigma_c} \pm 2 \sqrt{\frac{\sigma_b}{\sigma_c}} \\ &= S_b^2 \pm 2S_b \end{aligned} \quad (10.18)$$

[†] 意即光滑面的散射方向图很窄。——译者注

式中 $S_b^2 \triangleq \sigma_b / \sigma_c$ ，它定义为背景与定标目标的散射截面之比。图 10.10 画出了上极限与下极限随 S_b 的变化曲线。另外一种表示法，是将 σ_m 与 σ_c 化为分贝单位，误差极限表达为

$$\begin{aligned} \sigma_c(\text{dB}) &= \sigma_m(\text{dB}) - \sigma_c(\text{dB}) \\ &= 10 \log(1 + S_b^2 \pm 2S_b) \end{aligned} \quad (10.19)$$

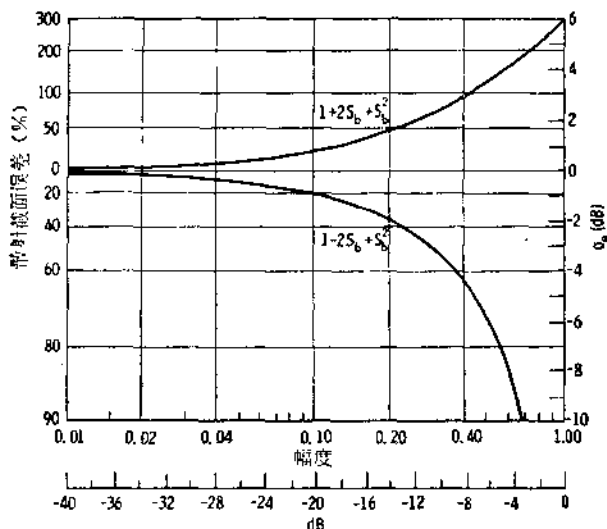


图 10.10 从背景散射截面 σ_b 中测量目标散射截面 σ_c 时的最大和最小误差界限

(左边横坐标刻度为%，右边横坐标为 dB)，它是 S_b 的函数，而 $S_b = \sqrt{\sigma_b / \sigma_c}$
或 $S_b(\text{dB}) = 20 \log S_b$ (Blacksmith 等, 1965)

从图 10.10 可估计出，要使误差限制在 $\pm 20\%$ 以内（相当 $\pm 1 \text{ dB}$ ），必须控制 $\sigma_b / \sigma_c \leq 10^{-2}$ （相当 -20 dB ）。设有一部俯视地面的机载雷达，地面分辨单元面积为 A ，平均散射系数为 σ_b^0 ，在该分辨单元中放置一散射截面为 σ_c 的定标目标，这时，要达到 $\pm 1 \text{ dB}$ 的测量精度，就要求

$$A \sigma_b^0 \leq \frac{\sigma_c}{100} \quad (10.20)$$

用数字来举例说明。设有一（相当）高分辨力的雷达系统，照射一块光秃的土壤背景，其面积 $A = 100 \text{ m}^2$ ，平均散射系数 $\sigma_b^0 = 0.1$ ，按(10.20)式得 $\sigma_c \geq 10^3 \text{ m}^2$ ，或

$$\sigma_c(\text{dB}) \geq 30 \text{ dBm}^2$$

式中 dBm^2 代表以 1 m^2 散射截面为基准的分贝数。

地面雷达的定标（如图 10.9(a)）更加容易实现，因为定标目标能放置在低反射结构物的顶部（例如是一根表面覆盖着吸波材料的杆），从而避免了来自地面的大部分后向散射。在这种情况下，背景的散射截面比俯视地面状态下的值小很多，换句话说，为达到给定的测量精度，所需要定标目标的散射截面容许小很多。

10-3.3 定标目标

在实验室环境中，可供采用的定标目标花样繁多。可是在外场条件下，由于外场难以达到定向的高精度，因此，选用的定标目标在很宽的角范围内，其散射截面对方向性应是

不灵敏的（相比雷达而言）。这个特性可以用散射截面方向图的半功率点波束宽度来描述。下面对各种类型的定标目标将一一叙述。

矩形平板

按图 10.11 所示,在方向 (θ, ϕ) 上,完纯导体矩形平板所呈现的雷达散射截面公式曾由 Kerr 和 Goldstein (1951) 给出,为

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{4\pi A^2}{\lambda^2} \left[\frac{\sin(ka \sin \theta \cos \phi)}{ka \sin \theta \cos \phi} \frac{\sin(kb \sin \theta \sin \phi)}{kb \sin \theta \sin \phi} \right] \cos^3 \theta \quad (10.21)$$

式中 a 与 b 是平板的长宽尺寸, $A = ab$ 是面积, $k = 2\pi/\lambda$ 。上式与极化无关,它在 $\theta = 0-30^\circ$ 范围内,与实验测量值能较好地吻合(见图 10.12)。

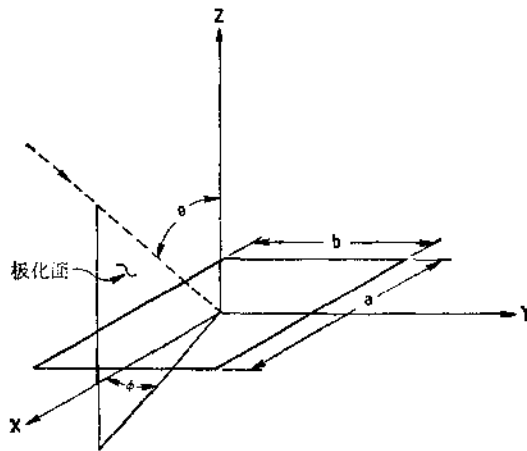


图 10.11 入射波的极化平面[†]

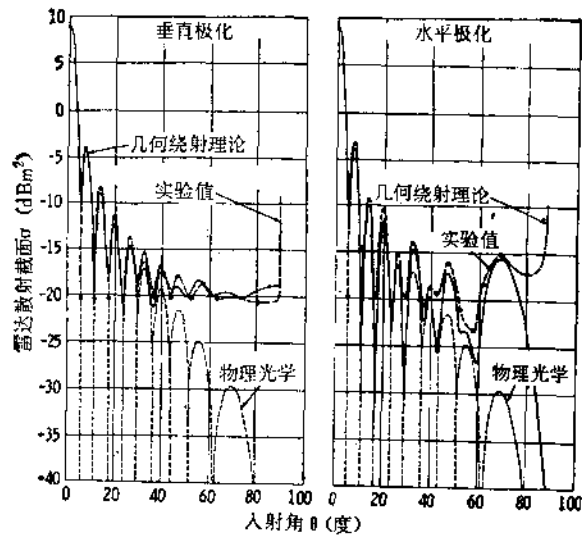


图 10.12 $\lambda = 3.25\text{cm}$ 时, $16.5\text{cm} \times 16.5\text{cm}$ 平板的雷达散射截面 (Ross, 1966)

[†] 原图有错,此处已更正。——译者注

当垂直入射时 ($\theta = \phi = 0^\circ$), 出现 $\sigma(\theta, \phi)$ 的最大值, 其值为

$$\sigma_{\max} = 4\pi A^2 / \lambda^2 \quad (10.22)$$

半功率波束宽度可以用第 3-10 节曾讨论的矩形天线的算法来计算,

$$\beta_{1/2} \simeq \begin{cases} 0.44\lambda/a & \text{在 } xz \text{ 平面内 } (\phi = 0) \\ 0.44\lambda/b & \text{在 } yz \text{ 平面内 } (\phi = \pi/2) \end{cases} \quad (10.23a)$$

$$(10.23b)$$

正如图 10.12 所示, 该平板的波束宽度非常窄, 当 $a = b = 16.5\text{cm}$, $\lambda = 3.25\text{cm}$ 时, 得 $\sigma_{\max} = 8.8\text{m}^2 (=9.4\text{dBm}^2)$, 和 $\beta_{1/2} \approx 0.086\text{rad} (\approx 5^\circ)$.

圆形平板

半径为 r 的圆形平板的雷达散射截面公式由 Kerr 和 Goldstein (1951) 给出, 其式为

$$\sigma(\theta) = \frac{4\pi A^2}{\lambda^2} \left[2 \frac{J_1(2kr \sin \theta)}{2kr \sin \theta} \right]^2 \cos^2 \theta \quad (10.24)$$

式中 A 为圆板面积, $J_1(\)$ 是一阶贝塞尔函数, 圆板的 σ_{\max} 由(10.22)式给定, 而且

$$\beta_{1/2} \simeq \frac{\lambda}{4r} = \frac{\lambda}{2d} \quad (10.25)$$

式中 d 是圆板直径.

球体

在第 5-8.3 节中已经给出了球体的后向散射截面的表达式. 金属球体后向散射有效系数随频率的变化曲线如图 5.15 所示. 在密氏 (Mie) 区以上(即 $r \geq 2\lambda$),

$$\sigma \simeq A = \pi r^2 \quad (10.26)$$

用金属球做定标目标的最大的优点是, 它的散射截面具有角度对称性[即 σ 值与观察角 (θ, ϕ) 无关]. 然而, 它的缺点是, 同具有与球相同横截面的金属圆板的最大散射截面相比, 其 σ 值相当小. 举例来说, 如果金属球的半径 $r = 2\lambda$, 金属圆板半径也是 $r = 2\lambda$, 则由(10.22)式和(10.26)式导出

$$\frac{\sigma_{\max}(\text{圆板})}{\sigma(\text{球})} \simeq 160 \quad (r = 2\lambda \text{ 时})$$

角反射器

一个两面角反射器是由两块相互成直角的金属平板组成的一种器件, 如图 10.13(a) 所示. 图中两面角反射器的反射过程可以用射线理论来解释. 假设一射线射向两面角反射器, 其入射方向为垂直于两平面的交线, 它将受到一个平面向另一个平面的镜象反射, 然后再从第二个平面反射回去, 最终折回发射源方向. 这个特性导致水平面(垂直于两平面的交线)上的波束宽度要比单一平面的宽一些, 但在垂直面上仍与单一平面一样, 是窄波束. 如希望展宽, 需增加第三平面, 使它与其他两平面正交, 如图 10.13(b) 所示, 这种反射器称为三面角反射器. 三面角反射器的散射截面随方向角的变化, 可用如图 10.14(Robertson, 1947) 所示的 θ 与 ϕ 两角来表达. 包含雷达视线(雷达至三面角反射器公共角的连线)和交线(反射器公共角至 σ 点的连线)的平面被称为俯仰面. 与俯仰面正交而且包含雷达视线的平面称为基准面. 雷达视线与反射器对称轴在基准面上的投影线

之间的夹角就是被测角 θ 参数，而对称轴与它在基准面上投影线之间的夹角就是 ϕ 角参数。

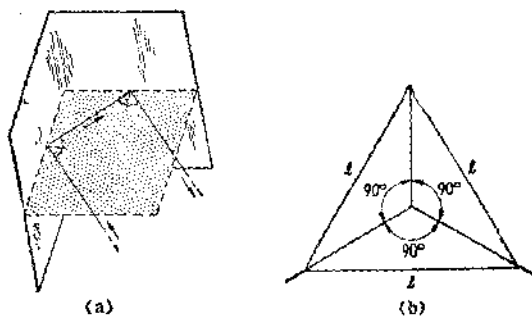


图 10.13 角反射器的几何形状
(a) 两面角反射器；(b) 三面角反射器

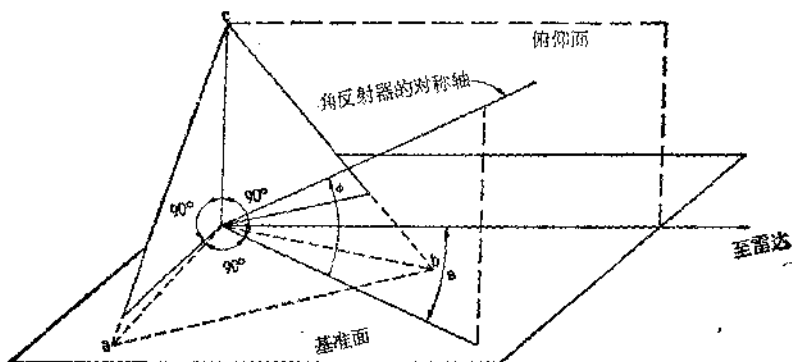


图 10.14 用 θ 和 ϕ 角表示的坐标系
(θ 和 ϕ 表示雷达方向与三面角反射器对称轴之间的关系)

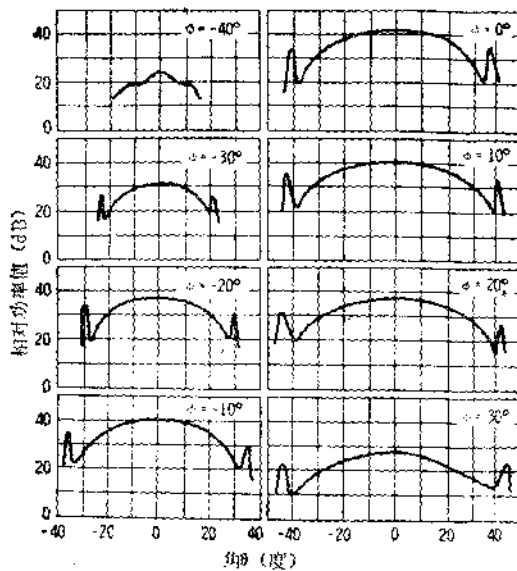


图 10.15 $l = 61\text{cm}$ 的三面角反射器散射截面(相对刻度)的角方向图. 波长 1.25cm , θ 与 ϕ 角定义见图 10.14 (Robertson, 1947)

图 10.15 表示固定 ϕ 几个值条件下, $\sigma(\theta, \phi)$ 随 θ 变化的实测数据。它的实验条件是, 雷达波长 1.25cm, 三面角反射器的孔径张向雷达, 反射器每边长度为 61cm(24inches) (Robertson, 1947)。

沿着对称轴方向 ($\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$) 出现最大散射截面, 其值为

$$\sigma_{\max} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{\text{eff}}^2 \quad (10.27)$$

式中 A_{eff} 为三面角反射器的有效面积, Robertson (1947) 从几何学关系导出 A_{eff} 值为

$$A_{\text{eff}} = \frac{l^2}{\sqrt{12}} = 0.289 l^2 \quad (10.28)$$

式中 l 是反射器孔径的每条棱边长度。半功率波束宽度在 θ 面内 (当 $\phi = 0^\circ$) 约 30° , 在 ϕ 面内 (当 $\theta = 0^\circ$) 大约也是 30° 。Robertson 注意到, 必须格外小心地制作角反射器的结构, 否则最大散射截面 σ_{\max} 的实测值就达不到按 (10.27) 式的计算值。他的实验数据表明: 假如角反射器的三个角中有一个角是 89° 而不是 90° 时, 那末所得的 σ_{\max} 值的下降竟会超过 5dB。

按 Lewis (1965) 报告的研究成果, 用介质材料填充角反射器可以展宽三面角反射器的波束宽度。

龙伯透镜反射器

球形龙伯透镜是一种介质球, 它的折射率 $n(r)$ 是 r 的函数, r 是从球心算起的半径, 如图 10.16 所示, 根据龙伯(1964)所定义的公式为

$$n(r) = \varepsilon^{1/2}(r) = \left[2 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (10.29)$$

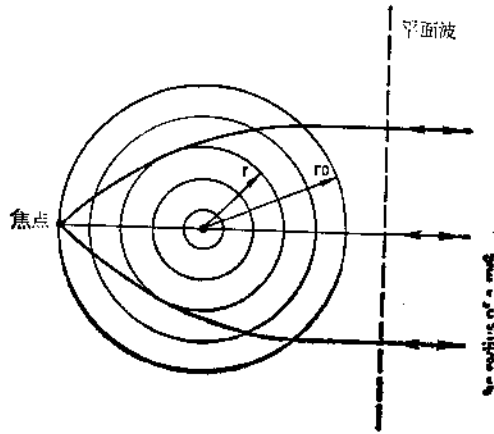
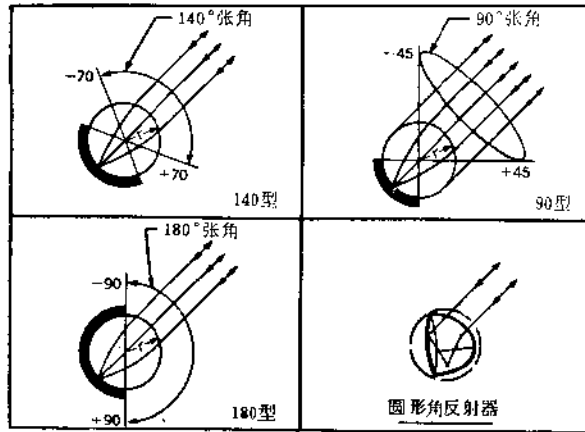


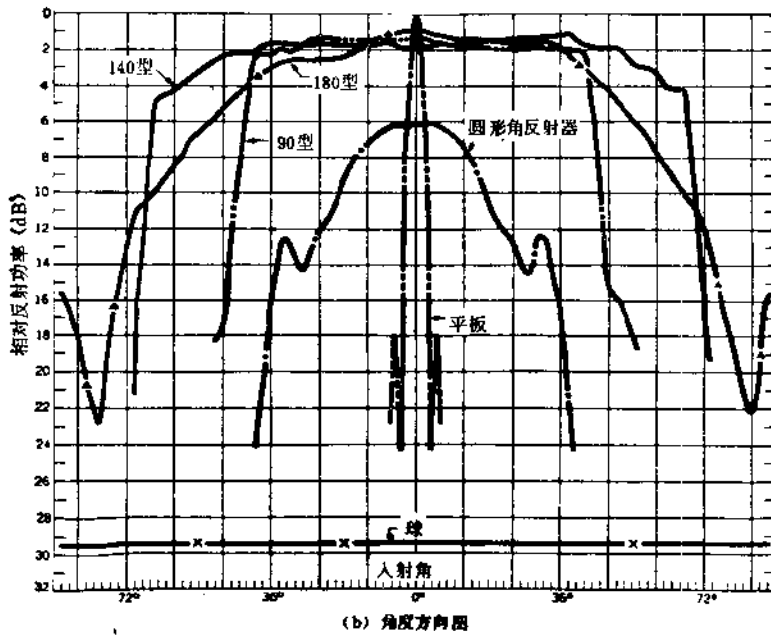
图 10.16 由许多同心的介质球壳组成的龙伯透镜, 其相对介电常数由最外层球壳略大于 1 逐渐增大到球心为 2, 介电常数的变化导致入射平面波的曲折, 会聚在前向焦点上

换句话说, 球心 ($r = 0$) 处的 $n = \sqrt{2}$, 球表面处 ($r = r_0$) 的 $n = 1$, 球其他地方的 $n(r)$ 就在这两值之间变化。入射到这个透镜的平面波, 在球的背面表面上聚焦到一点。如果将一金属反射面放置在球的背面, 电波将反射回来, 返回到来波的方向。由于

实际制作时介电常数 $\epsilon(r)$ 是断续变化的, 因此 $n(r)$ [或 $\epsilon(r)$] 的连续变量式是近似的。典型数据是选用 10 层或更多个同心的球壳, 而最外层球壳的介电常数为 1.1 (Buckley, 1960; Croncy 和 Delany, 1963)。



(a) 各种类型的龙伯透镜反射器



(b) 角度方向图

图 10.17 (a) 具有二种不同的金属反射器结构的龙伯透镜; (b) 各种定标目标散射截面的角度方向图: 计有三种型式的龙伯反射器, 一块金属圆板, 一个金属球(后两者的直径均为 30.48 cm), 还有一个包含在直径 30.48 cm 球内的圆形角反射器(见 (a) 右下角示意图)。所有散射截面均以圆板散射截面峰值归一化, 测试频率为 9.375 GHz。
(承蒙 Emerson & Cuming 有限公司许可)

龙伯透镜反射器的角度覆盖范围决定于反射表面的几何形状, 如图 10.17(a) 所示。在 9.375 GHz 下, 测得的各种定标目标角方向图的比较画于图 10.17(b) 上。这些目标是三种型式的龙伯透镜反射器, 一块金属圆板, 一块金属球(后两者的直径均为 30.48cm),

还有一个圆形角反射器，其大小为刚好被容纳在一个 30.48 cm 直径的球里。龙伯透镜反射器的波束宽度要比平板宽许多，而它的 σ_{\max} 与平板的近似值相等。龙伯透镜反射器与角反射器相比，它的绝对值（尺寸可栉比时）和角度覆盖范围均优于角反射器。

在中心角度区内，龙伯透镜反射器的 σ_{\max} 在理论上应与具有相同物理横截面的圆板的 σ_{\max} 值相等：

$$\sigma_{\max} = \frac{4\pi A^2}{\lambda^2} = \frac{4\pi^3}{\lambda^2} r_0^2 \quad (10.30)$$

式中 r_0 是球形透镜的半径。对图 10.17 (b) 所示的各种反射器来说，龙伯透镜反射器的 σ_{\max} 比它的理论值（也即与平板相比）大约低 2dB，比金属球的 σ 值大约高 28dB，也即大 630 倍。 σ_{\max} 测量值一般要略小于(10.30)式给出的理论值。为计入这个差别，龙伯透镜反射器的 σ_{\max} 可以写成

$$\sigma'_{\max} = \eta(4\pi A^2/\lambda^2) \quad (10.31)$$

式中 η 是效率因子，处于 $0 \leq \eta \leq 1$ 范围内。 η 值取决于波长 λ 和断续介电常数层的数目，分层是作为连续介电常数变化(10.29)式的近似。举例来说，在 1—18GHz 频段内，对 23cm 直径的龙伯透镜反射器测得的 σ'_{\max} 值表明，在 1GHz 时， $\eta = 0.99$ ，在 8GHz 时， $\eta = 0.65$ ，而在 18GHz 时降到 $\eta = 0.18$ (Stiles 等, 1979)。

各种定标目标的比较

前面讨论的各种定标目标的最大雷达散射截面 σ_{\max} 和角度覆盖范围（或波束宽度）的表达式均概括在表 10.1 中。

表 10.1 各种定标目标的特性

目标类型	σ_{\max}	半功率波束宽度的近似值 ^b	注 释
矩形平板	$4\pi A^2/\lambda^2$	$0.44\lambda/a$ $0.44\lambda/b$	大 σ_{\max} 值，很窄的波束宽度
圆形平板	$4\pi A^2/\lambda^2$	$0.5\lambda/r$	大 σ_{\max} 值，很窄的波束宽度
球	A	无方向性	$r > 2\lambda$ ，小 σ 值
三角反射器	$\pi l^4/3\lambda^2$ $= 16\pi A_c^2/9\lambda^2$	$\approx 30-40^\circ$	其 σ_{\max} 值比同样孔径的平板约低 3dB
龙伯透镜反射器	$4\pi A^2/\lambda^2$	上限为 180° (实际达 140°)	大 σ_{\max} 值，宽波束宽度，效率随频率升高而降低

a A = 对平板是自然面积，对金属球和龙伯球是横截面积； A_c = 角反射器的孔径面积。

b a, b = 矩形平板的两边尺寸， r = 圆板和球的半径， l = 三角反射器的棱长。

10-4 陆基的与直升飞机机载的散射计和频谱仪系统

不论在陆基上还是直升飞机上，利用散射计进行散射系数的精密控制测量是比较容易的。当利用陆基散射计测量时，表面参数的测量（也称为地面真值）可与雷达测量[†]在同

[†] 这里指的是散射计测量。——译者注

一时间、同一地面取得。当利用直升飞机散射计时,表面参数测量就不能同雷达测量同时进行,但可在直升飞机起飞前和降落后(立即),在雷达测量的前后时间间隔内将表面真值数据补全。因此,在表面特征信息能及时提供并能测定其位置的场合,陆基与直升飞机系统是进行科学研究测量的最佳工具。

陆基测量经常在塔上进行,仪器悬挂在特殊轻型塔上,它可在不同地点安装到一些永久性的高塔上,譬如荷兰测量用的塔,位于几百米高处有一电视塔,塔上安装工作台,测量就在那里进行 (de Loor, Jurriqns 和 Gravesteijn, 1974)。由于从一固定站台所能观察到的视野受限制,对每块被测面积又要求从不同入射角来测量,显然固定站台不满足这些要求,因此近来有些国家,将测量系统安装在配置有可调节悬臂的卡车上——即所谓“车载升降台”(Ulaby 等,1979),也有安装在其他类型的可移动结构体上 (Smit, 1978)。

在某些场合下,使用固定性的安装,或者车载与其他可移动的结构,都能满足测量要求。但是常常存在许多被测位置,卡车不易接近,荷兰使用的那种固定性装置根本就不可能测到。所以,需要用直升飞机来作站台。堪萨斯大学已经在北极区使用了直升飞机的机载系统 (Onstott 等,1982)。就雷达的功能来说,直升飞机机载系统和地面系统在本质上是相同的。直升飞机甚至也可以降到悬臂卡车所作用的高度上工作。直升飞机的主要优点是能够快速地从一被测目标转移到另一个目标,并且允许调配到车载系统不易接近的那些区域进行测量。

地面系统和直升飞机机载系统本质上都属于近程测量系统,所以本节只涉及有关近程系统所固有的问题,当然这里所阐述的几何图形的某些问题同样也能应用到机载和星载的系统上。

当散射计在宽频带范围内测量时,人们习惯称它为频谱仪。由于机载频谱仪工作很复杂,大多数频谱仪只能固定在地面或者安装在直升飞机上。因为飞机的速度太快,因而不可能对同一目标在不同频率上采用序贯测量法,而采用对所需的全部频率同时进行测量。

近程系统可按如下分类:

1. 固定式的单纯连续波
2. 移动式的单纯连续波
3. 调频连续波-调频用来测距
4. 调频连续波-调频用来获得独立取样值
5. 短脉冲体制

单纯连续波的散射计与图 10.7(d) 所示的体制相似,只是不需要测距,因此没有延迟线。发射机通常很简单,只包含一个振荡器,而且是实验室用的振荡源,因为在正常情况下,这些系统只限于实验室使用,或者在实验室附近的外场使用。为了降低 $1/f$ 噪声,单纯连续波体制常采用低频调幅的办法,调制频率通常为 1kHz。从本质上讲,其所用设备与实验室里驻波测量设备是一样的。因此正如驻波测量一样,在接收机的输出端,需接一个以调制频率为中心频率的窄带滤波器,随后再接检波器,事实上它与驻波测量使用同一套设备。由于泄漏的发射信号与接收回波同频,因此不需要用高灵敏度的超外差接收机,通常只用一只简单晶体检波器,再加上一个音频放大器即可。

无调制的连续波体制必须采用角度鉴别。就是说,它必须是一种波束限制体制。因为没有调制,就没有距离限制;没有运动,也就没有速度限制。由于隔离问题不好解决,通

常选用两个窄波束天线,一个作接收,另一个作发射。公用天线体制中用的各种型式环形器均不满足隔离度要求,而且由于发射到天线不可能实现全匹配,因此从天线反射回来的发射信号通过环形器进入接收机,其电平可以高到不能容忍的程度。即使采用两个天线,要完全消除泄漏也是不可能的。用作近程系统的收发天线还必须靠得很近,因而从发射天线到接收天线存在一些泄漏是不可避免的。在收发天线之间放置一个用金属或者吸收材料做的“栅网”,可以减少泄漏。对窄带系统来说,80dB的隔离度是容易做到的。

任何双天线系统,都要求使两个天线瞄准于同一点,比较并调配收发天线方向图的覆盖区。在此情况下,照射积分公式(10.6 a)中的 g^2 应代之以 $g_t g_r$,其中 g_t 和 g_r 分别为发射和接收天线的方向图增益。如果两天线的波束宽度不同,也不难确定其乘积方向图。例如:设发射天线波束宽度为 5° ,接收天线为 2.5° ,接收天线方向图中心偏离发射天线方向图中心为 1° 左右,这时增益乘积下降不大。但是如果两天线的波束宽度相同,即使都是 5° 宽,瞄准误差仍为 1° ,所造成的影响却要大一些。宽度不同的天线体制可应用于任何双天线系统中,并不局限于单纯连续波系统,因为凡是采用双天线,面临的问题总是相同的。已经有一整套在天线场测量天线乘积方向图的方法,这时两个天线同时安装在测试场上,其测量误差要大于单天线的测量误差。

固定式单纯连续波系统的另一主要问题是如何获得足够的独立取样。假如目标在移动(例如海浪波),那末只要单纯地等待正在运动的目标,就能获得足够的取样。相反地,假如目标是固定的,那末为获得独立取样,雷达必须来回移动去观察不同照射区域,也可大幅度地变化雷达频率来达到。

移动式单纯连续波系统可以做得比固定式更灵敏些,这是因为由运动产生的多普勒频移,可使接收信号和发射的泄漏信号相互分隔开来。这种系统的方框图,可以采用图10.7(b)或者图10.7(d)的任一种形式。既然系统是运动的,运动又产生多普勒频移,因此独立取样可从频域取得。而且,如果照射面积较小,雷达的移动可观察到目标的不同子集。二十世纪五十年代至六十年代,俄亥俄州立大学的许多测量装置,广泛采用了这一种系统(Cosgriff, Peake 和 Taylor, 1960)。

调频连续波散射计(调频用于测距)是一种直接调频雷达体制。在确定雷达方程中的距离分辨力时,以及求有效照射面积 A_w 时,都需要将(10.10 a)式中的脉冲形状因子 $p(t - 2R/c)$ 用滤波器特性因子来代替。在获得独立取样值的问题上,本体制却与无多普勒频移的单纯连续波体制一样,即在任何特定位置上只能得到一个衰落的独立取样值,所以雷达必须移动到不同的位置上,才能获得足够多的独立取样,从而得到散射系数的较好估计值。而移动又会引起多普勒频移,造成调频系统中的混淆,但是只要移动得足够缓慢,产生的多普勒频率很低,就很容易与系统的测距频率分开。

调频连续波雷达(调频用于获得独立取样值)的原理与第8-7节所讨论的相同,象侧视雷达那样,沿距离径向可获得多个独立取样。在那节中已阐述,并在图8.13(b)中也大体表明,能够获得的独立取样值数目就是全频带宽度 B ,与取得合适距离分辨力所需带宽 B 之比。而可能达到的最佳距离分辨力由下式给出:

$$r_{R\text{可能}} = \frac{c}{2B} \quad (10.32)$$

调频雷达的距离分辨力取决于滤波器的频带宽度,滤波器的中心频率应选择在与回波

的几个合适的频率点上。在某一特定距离上,方程式(7.137)给出的信号频率为

$$f_s = \frac{4B_r R}{c T_R} \quad (7.137)$$

式中 R 是斜距, c 是光速, T_R 是调频雷达的重复周期。决定距离分辨力的滤波器带宽 B_F , 就是两距离点所对应的信号频率的简单相减。所以可写为

$$B_F = f_s(R_{\max}) - f_s(R_{\min}) = \frac{4B_r r_R}{c T_R} \quad (10.33)$$

式中 R_{\max} 和 R_{\min} 分别是滤波器解出的距离极限值。取(10.33)式与(7.137)式之比,在滤波器通带的中心点上,距离、距离分辨力、滤波器带宽和信号频率等四个量有如下关系:

$$\frac{r_R}{R} = \frac{B_F}{f_s} \quad (10.34)$$

在这种类型的地面固定系统中,通常 B_F/f_s 比值取得较大,例如,堪萨斯大学用于该目的的系统之一是:取 f_s 为 50 kHz, B_F 为 12.5 kHz。用这么宽的滤波器完全有可能获得许多独立取样值,它能使由波束宽度限定的距离范围内的独立取样值均有效。

由于天线波束宽度决定了实际的有效斜距差程 ΔR^\dagger , 我们需利用 ΔR 值来确定独立取样数目。从图 10.18(a) 中可以看到

$$\Delta R = R_{\text{out}} - R_{\text{in}} = h(\sec\theta_{\text{out}} - \sec\theta_{\text{in}})$$

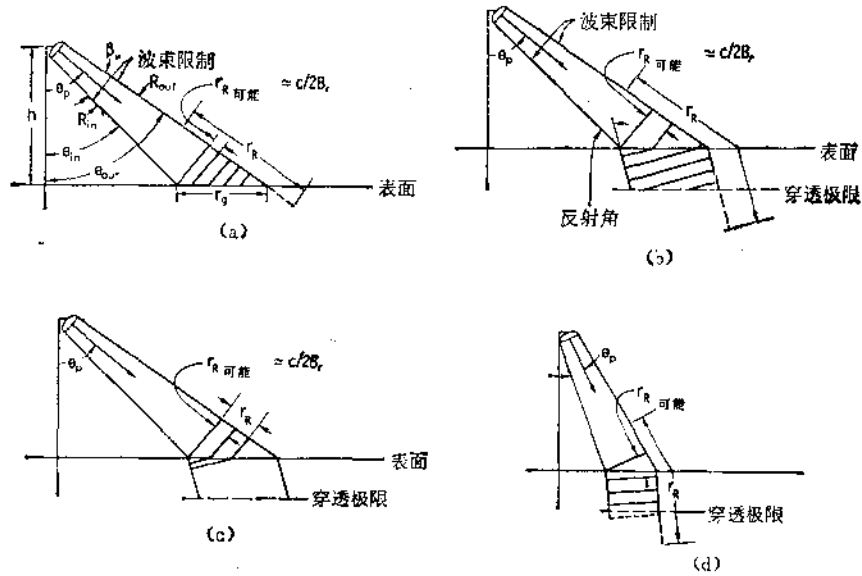


图 10.18 全色散射计的多个独立取样

- (a) 完全波束限制系统,面散射,5个独立取样; (b) 完全波束限制系统,面散射加体散射,2个既是面取样也是体取样,附加4个体散射取样; (c) 部分距离限制系统,面散射和体散射,2个独立取样; (d) 完全波束限制系统(限于表面),只有1个面散射,3个附加体散射取样

只要垂直方向的波束宽度 β_v 足够窄,上式可近似为

\dagger 原意为实际的有效距离分辨力 ΔR , 改成程差更确切些。——译者注

$$\Delta R \approx \frac{h\beta_v \tan\theta_p}{\cos\theta_p}$$

式中 θ_p 是天线瞄准角, h 是高度, β_v 是垂直方向波束宽度。所得结果可以确定取样数目为

$$N_s = \frac{\Delta R}{r_{R\text{可能}}} \approx \frac{2h\beta_v B_r \tan\theta_p}{c \cos\theta_p} \quad (10.35)$$

式中下标 s 表示只包含与表面有关的取样, 因为体散射取样不能用该方法来计算。

举例

讨论两种雷达, 其参数分别如下:

雷达 A:

$$h = 25\text{m}$$

$$\beta_v = 0.1\text{rad}$$

$$B_r = 1\text{GHz} \text{ (对应 } r_{R\text{可能}} = 15\text{cm)}$$

雷达 B:

$$h = 10\text{m}$$

$$\beta_v = 0.1\text{rad}$$

$$B_r = 300\text{MHz} \text{ (对应 } r_{R\text{可能}} = 50\text{cm)}$$

按(10.35)式计算上两个例子的独立取样数目, 并绘成曲线, 见图 10.19。曲线从 10° 开始, 这是因为推导(10.35)式时应用了 θ_p 的近似值, 因此该式不能用于接近垂直照射情况。后者情况将在本节的后面谈到。由曲线可以看出, 在低高度窄波束情况下, 只能取到 1 个独立取样, 即使波束再加宽, 直到 23° 内都是如此, 这是因为距离分辨力 r_R 大于波束所限的斜距差程 ΔR , 如图 10.18(d) 所示, 该图也适用于说明接近垂直照射情况。而对架得较高的雷达 A 来说, ΔR 大于 r_R , 因此 10° 波束宽时就有 3 个独立取样可供利用。然而, 对带宽为 300 MHz, 高度为 10 m 的雷达 B 来说, 最大独立取样数不可能超过 65, 当倾角(也即天线瞄准角)小于 55° 时, 取样数目小于 5。相反, 对雷达 A 来说, 倾角为 55° 时有 40 个取样。这就表明, 如果用非移动式雷达作大规模测量时, 总希望将天线架得高一点, 波束宽度宽一些。

而实际情况常常与上述讨论有显著的不同, 研究图 10.18(b) 情况。这里, 就表面散射来说, 波束限制是主要的, 因为雷达滤波器所确定的距离分辨力远大于 ΔR 。然而, 这个表面(大多数非水表面都是这样)的下边有一层能产生体散射的区域, 例如土壤、雪和冰中通常都能产生体散射。因此正如图 10.18(b) 所示, 在某些场合下, 实际得到的独立取样数目可能远大于只对表面散射时按(10.35)式算出的取样数。在图 10.18(b) 的例子中, 从表面散射只能获得 2 个取样, 这可从(10.35)式算出。然而, 考虑体散射贡献可得 4 个独立取样, 当然, 假如信号穿透更深一些, 取样数目将会更多一些。穿透的极限通常取决于地下物质的趋肤深度, 有关穿透极限的论述, 还没有一种固定的说法, 人们应该搞清全貌后才能确切地求出有效极限, 比较合理的假设是: 在趋肤深度的一半以内, 体散射最为显著, 当然, 在更深处仍能观测到散射现象。由于在地下物质中, 波的传播速度慢一些, 且产生折射, 所以在地表下面, 波入射角要比打到地表面的入射角更陡一些。

如果滤波器带宽足够窄, 那末由这个带宽所确定的距离分辨力 r_R 小于由波束宽度所

限定的斜距程差,如图 10.18(c)所示。在这样状态下,独立取样数就简单地按 $r_R/r_{R\text{可测}}$ 来计算,在图示的例子中就是 2。产生体散射效应后,测得的散射系数会有所变化,但是观测到的独立取样数目不会变化。

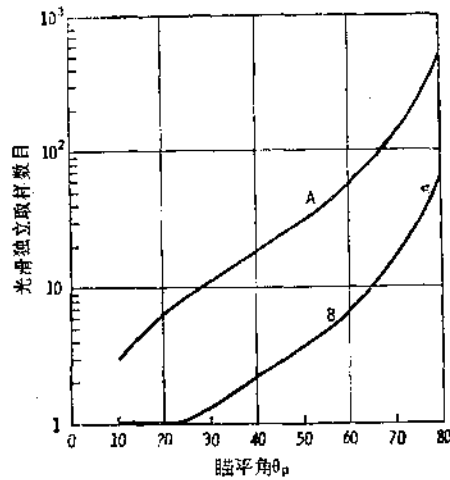


图 10.19 表面独立取样数。曲线 A: $h = 25\text{m}$, $\beta_p = 0.1\text{rad}$, $B_r = 1\text{GHz}$;
曲线 B: $h = 10\text{m}$, $\beta_p = 0.1\text{rad}$, $B_r = 300\text{MHz}$

在接近垂直照射情况下,人们通常计算得出,只有一个独立取样,如图 10.18(d) 所示。然而,在大多数介质中,会发生一些体散射,所以在宽带调频体制中,即使接近于垂直照射,也能观测到好几个独立取样。这一点的正确性很容易得到验证,只要在不同位置上,求测量散布度的统计特性。如果面散射占绝对优势,则测量散布属瑞利分布,但是人们发现,数据的散布度要比上述的窄,这表明有体散射存在,因而有较多的独立取样。

宽带散射计和频谱仪已在世界各地得到应用。首批中的一台是在堪萨斯大学研制成功的 (Moore 和 Waite, 1973)。这种系统能工作在很宽的频段范围内。例如,有一种系统能工作在 1—18 GHz, 并且还能在 35 GHz 点上工作 (Ulaby 等, 1979)。

下面举一例子,工作于 8 至 18 GHz, 安装于直升飞机上的散射计,如图 10.20 所示 (Onstott 等, 1982)。图 10.20 (a) 表示了该系统用双天线方案的方框图。系统的核心部分是一个扫描式固态 YIG 可调 8 至 18 GHz 的振荡器。供给该振荡器的偏置电压决定其中心频率,而锯齿波电压能使频率在选定的中心频率两边来回扫描。常态情况下,扫描振荡器输出信号经过定向耦合器和隔离器馈送到发射天线。由定向耦合器耦合出来的发射信号取样,作为混频器的本振信号。正常工作时,接收信号经过隔离器来到混频器,变频产生的频率很低 ($f_r \approx 50\text{kHz}$)。该信号再通过一高通滤波器,目的是为了消除有关噪声、振荡源泄漏信号,以及系统内部各种反射信号等的低频分量。然后经过一个匹配变换器送到主中频放大器,中放就是一般实验室用的放大器,放大输出再接一带通为 B_r 的带通滤波器,最后送到检波器和信号处理装置。

在直升飞机上工作的散射计和照射海浪的岸边固定站台,它们都应该有距离跟踪装置,这是因为它们的相对俯仰角(对岸边固定站)和瞄准角(对直升飞机)都可能快速变化,因而不容易算出准确斜距。其措施是在中放输出端接一个距离跟踪鉴别器,用来调整扫描

速率,使回波信号的中心频率正好是带通滤波器的中心频率。由于扫描速率正比于斜距,因此与此斜距对应的频率可用一个扫描速率计数器来表示,该计数器为数据处理系统提供距离信息。隔离器总是需要的,用它来消除微波传输线上的多路径反射所引起的虚假距离信息,后者在通常的测量中人们是非常注意的。

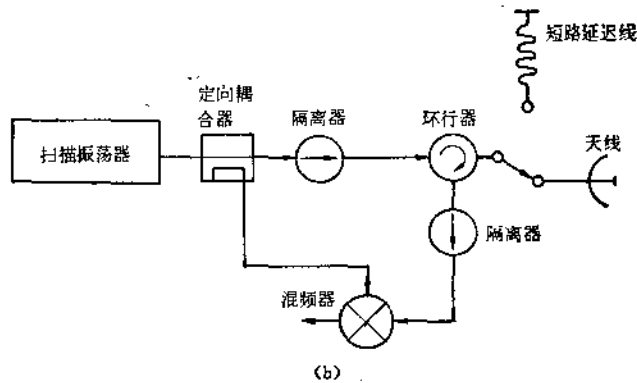
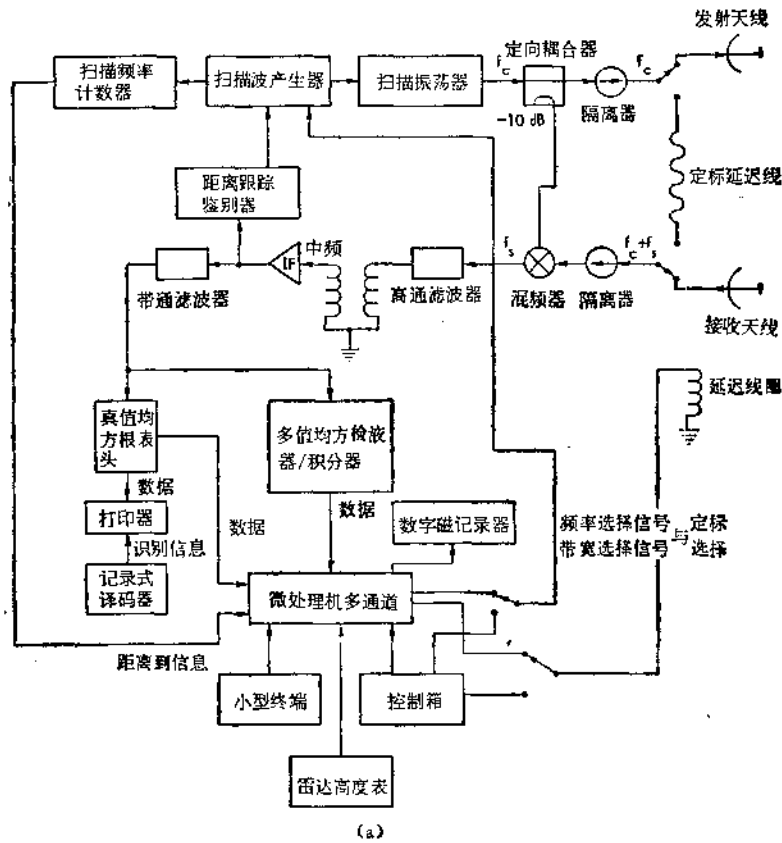


图 10.20 堪萨斯大学研制的 8 至 18 GHz HELOSCAT (直升飞机散射计) 系统方框图
(a) 方框图; (b) 另一种方案的高频组成图

图中所示的数据处理系统包括两个平行子系统。左边是一个实验室用均方根真值电压表,它作为平方律检波器与积分器用,其输出可由操作人员从数字显示器上读出,以作

为对正常系统运行的快速监视。其输出也可以直接由一部小型轻便式打印机打印出来。识别信息也同时由自记式编码器送到打印机。另一个子系统是多电平均方检波器与积分器,与上述比较,本质上是同一个目的,但方法上略有不同。实验室用均方根真值电压表具有自动改变量程的性能,每段量程约有 13 dB 扩展范围,但当改变量程时,约有几秒的建立时间。因而,如果在快速运动状态下采集数据,则就要求系统具有快速响应。而多电平均方检波器有四个不同增益的平方律检波器通道,因此总覆盖的动态范围很大,而且没有量程转换的要求,因为四个通道都在输出端有记录。这样一来,系统不仅解决了量程转换问题,从而有可能更高速地采集数据,而且由于信号经常能保证在两个通道的量程内是好的,因此也提供了一种相互校验的手段。来自所有各组合的数据都馈送到微处理机进行一定的尺度变换、定标和格式处理,使输出信号在形式上适合于在数字磁带记录仪上进行记录。

系统可以通过控制箱进行人工操纵,但在正常状态下均有微处理机完成操纵的。微处理机向扫描振荡源发出控制信号,由它来装定中心频率,并确定扫描宽度,还将控制信号送向定标转换继电器线圈。微处理机的工作状态,部分可由控制箱控制,部分则由小型终端来控制,小型终端也可用显示器显示输出信号,以确保微处理机处于良好工作状态。终端很小,足以连同其他所有设备一起携带在小型直升飞机内,不幸的是,这种终端提供的输出信号幅度不够大,不能在实时中应用。此外,系统之外的雷达高度表的信号也能经过微处理机后记录在数字磁带上。

每隔一段时间后,控制天线附近的微波开关,可实现系统的内定标,这时,信号从发射机耦合到接收机的途径是经过延迟线,而不是空间,这种方法与第 10-2 节所讨论的相类似。

图 10.20 (b) 表示了只采用一个天线的另一种方案。在该情况下,发射信号经过环行器送到天线,接收回波信号也经过环行器进入接收机。环行器的隔离度并不高,但是经过定向耦合器进入混频器的信号要比泄漏信号高得多,所以隔离度也就足够了。利用信号经过一般短路延迟线的方法来实现定标,经短路线反射出来的回波有一定量的延迟,它相当于某一个待测信号回波的延迟量。采用这种单天线系统后,原来双天线系统所要求的双天线方向图重叠覆盖的特性也就不存在了。

表 10.2 列出了图 10.20 所示系统的技术指标。而人工操作的频谱仪可用实验室用的测试振荡源、放大器与表头等容易地组装出来。图 10.20 所示的例子则是一台必须长时间工作在恶劣环境中的散射计系统。如果在实验室里进行快速测量,那么并不需要距离跟踪和微处理机,以降低系统的复杂性。

这一类宽带频谱仪共同存在的主要问题是需要频带很宽的微波元件。如果能研制出覆盖 1 至 18 GHz 全频段的元件,如定向耦合器、天线、隔离器和环行器等,那末用这样一套元件组装起来的系统,就能在上述的全频段进行工作。遗憾的是,这些元件并不是都能实现的,因而通常为了获得宽带工作,是将系统分成若干个子系统,使它们覆盖在频段的不同区域。

要讨论的近程散射计的最后一类是短脉冲体制,其方框图与一般脉冲定标雷达相类似(见图 10.7 (d) 示例)。近程脉冲体制的主要难题是需要高速转换的收发开关,还需要有力地抑制脉冲在系统内部的多路径反射。当然,抑制反射的问题也同样存在于调频体

制中,而调频体制中所采用的多个隔离器已基本解决问题,所以适当地选用隔离器也可能会使短脉冲体制的性能近似地达到调频体制那样。另外,脉冲体制的峰值功率很高,通常需要加接收机保护装置,即使在双天线系统中也需要加收发开关。

表 10.2 直升飞机机载频谱仪的技术指标

型 式	调 频 连 续 波
频率范围	8—18 GHz
调制波形	三角波
调频扫描 ΔF	1.0 GHz
发射功率	15 dBm
中频	50 kHz
中频带宽	13.5 kHz
天线:	
接收型式	46 cm 的反射面 (单角系统为 31 cm)
发射型式	31 cm 的反射面
馈源	双喇叭
极化能力	垂直-垂直
发射波束宽度	8.2° (当 8GHz 时) 4.0° (当 17.7 GHz 时)
接收波束宽度	5.3° (当 8 GHz 时) 2.3° (当 17.8 GHz 时)
定标:	
内定标	信号注入(延迟线)
外定标	龙伯透镜反射器
高度或目标距离	15 m

一般认为,调频体制是获得超带宽(从而获得多个独立取样)的基本手段。但是,只要能获得超带宽,其他任何的体制也都是可取的。例如,可选用噪声调制,无需解调的二进相位码调制,以及检波后长积分的短脉冲体制等。采用噪声调制或者脉冲调制的问题,在于要求检波前的带宽应与噪声或脉冲的带宽一样宽,因此为了消除接收机内部噪声,只得在检波后进行积分,不然就需要高功率。而调频体制的优点正好是实现了检波前积分,从而使信号带宽压缩到几个千赫。因此即使发射信号的带宽很宽,而接收机噪声仍限于几千赫的频带内。

10-5 机载和星载的散射计系统

10-5.1 引言

前面所讨论的用于低高度的宽带体制虽然也能用于机载或星载上,但是机载和星载的散射计系统获得独立取样的方法,通常是靠运动取得的。这是因为在这样的高度时,需要超量的功率,如果还要宽带,那是很困难的。另外,由于多普勒的频率扩展,因此在检波前要实现调频体制的积分也是有困难的。

本书对机载和星载的散射计系统的讨论比 Moore 等(1975年)所著文的阐述简短

些。有关几何图形关系的详述请查阅参考文献，这里不再论述了。这里的阐述旨在指出关于机载和星载散射计系统的问题概貌。

机载和星载散射计可分为锐方向性波束体制和扇形波束体制两类。锐方向性波束体制的分辨力通常靠角度测量来获得，扇形波束体制的分辨力可靠距离鉴别来获得，也可靠速度鉴别来获得。由于多普勒频谱与调频体制的接收频谱之间会产生干扰，因而上述体制中的距离鉴别一般是利用脉冲测距法获得的。下面先讨论锐方向性波束体制，然后再讨论扇形波束体制。

10-5.2 锐方向性波束体制

锐方向性波束体制可以采用连续波（这时也可作某种形式的宽带调制，成为全色体制），也可以采用脉冲调制，取决于是否要用脉冲来建立照射单元的大小尺度。锐方向性波束体制方框图与其他相类似雷达相同，因此这里不再重复。

我们仍用第 7-2.1 节的方法来求锐方向性波束体制能观测到的独立取样数。具体来说，就由下式，也即多普勒频谱来确定衰落频谱，

$$S(f_D) = \frac{dP_r}{df_D} = \left(\frac{d\eta}{dF_D} \right) \left[\frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \right] \left[\frac{P_t G^2 \sigma^0 d\xi}{R^4} \right] \quad (7.49)$$

求衰落频谱的一般公式，被等多普勒线的双曲线图形弄复杂了。因而，下面论述的仅是一种特殊情况，即波束瞄准方向就是沿着飞行轨迹的方向，此时几何图形与图 10.18 (a) 所示的低高度的锐方向性波束体制一样。这里我们假设，波束是一个理想波束，只需要考虑波束的边缘。正像前面讨论过的那样，如果要准确计算，就必须引入实际的照射积分。地面距离分辨力 r_g 由下式给定：

$$r_g = h(\tan\theta_{out} - \tan\theta_{in})$$

当 β_v 很小时，有

$$r_g \simeq \frac{h\beta_v}{\cos^2\theta_p} \quad (10.36)$$

衰落频带宽度 Δf_D ，可以用一般的多普勒频率表达式来计算波束边缘内外两点的频率，然后相减而得，即

$$\Delta f_D = \frac{2u}{\lambda} (\sin\theta_{out} - \sin\theta_{in})$$

当垂直方向的波束宽度 β_v 很小时，上式近似为

$$\Delta f_D \simeq \frac{2u}{\lambda} \beta_v \cos\theta_p \quad (10.37)$$

上式意味着，对一个固定波束宽度的体制来说，在大瞄准角 θ_p 工作状态下，即使 r_g 取得较大，多普勒带宽却是比较窄的。

由多普勒衰落得到的独立取样数，近似等于多普勒带宽和积分时间的乘积（见第七章中的讨论）。对于一特定的距离 r_g 来说，积分时间简单地等于 r_g/u ，因而用这种方法所得的独立取样数由下式给出：

$$N_D = \Delta f_D T = \frac{\Delta f_D r_g}{u} \quad (10.38)$$

将(10.37)式的 Δf_D 和(10.36)式的 r_g 代入上式,得

$$N_D \simeq \frac{2h\beta_p^2}{\lambda \cos \theta_p} \quad (10.38a)$$

上式表明,在大瞄准角工作状态下,即使多普勒带宽变窄了,但取样积分的数目却是增多了。这是因为随着瞄准角的增大,积分时间的增长速度要比多普勒带宽的变窄速度更快些。积分时间增长的原因是由于地面距离分辨力 r_g 的急剧增大。如果人们采用固定的积分时间,而不采用正比于 r_g 的积分时间,那末由(10.37)式可知,独立取样数会随着 θ_p 的加大而减小。因此,在选用(10.38a)式时必须非常小心,该式不适用于固定积分时间状况,而只适用于积分时间正比于 r_g 的场合,而 r_g 是由 θ_p 角决定的。

举例:

下面所举例子的计算表明, r_g 和 N_D 的变化均为 θ_p 的函数。

机载雷达

$$\begin{aligned} \text{参数为: } h &= 1\text{km} \\ \beta_p &= 0.05\text{rad} \\ \lambda &= 2\text{cm} \end{aligned}$$

星载雷达

$$\begin{aligned} \text{参数为: } h &= 500\text{km} \\ \beta_p &= 0.05\text{rad} \\ \lambda &= 2\text{cm} \end{aligned}$$

下面给出的关于星载雷达的计算,是在假设地球表面为平面的条件下得到的,这种假设当然有一定误差,但可以作为物理过程的描述。如果改用球面状的地球表面来计算,数值会有些变化。利用(10.36)式和(10.38a)式分别计算 r_g 和 N_D , 另外再计算固定积分时间的情况,固定积分时间选择在,当 $\theta_p = 10^\circ$ 时,穿过相应的 r_g 所需要的时间。计算结果一并汇总如下:

$\theta_p(^{\circ})$	机 载			星 载		
	$r_g(\text{m})$	N_D	N_D (固定 T)	$r_g(\text{km})$	N_D	N_D (固定 T)
10	52	254	254	25.8	127×10^3	127×10^3
30	67	289	223	33.3	144×10^3	112×10^3
50	121	389	166	60.5	194×10^3	83×10^3
70	427	731	88			

对于星载来说,瞄准角为 70° 时,其波束实际上已经不能打到地球表面,因此这时再以平面作为地球几何形状的假设已太不恰当了,上表没有列入这不正确的数据。对机载和星载两种情况来说,瞄准角为 50° 时的独立取样数均已相当大,与之相应的 r_g 值也已很大,该情况下人们希望采用窄波束体制。在上列的机载参数情况下,当 θ_p 为 70° 时, r_g 值为 427 m, 也许也太大了,人们应认真考虑引入某种其他类型的分辨手段。如果脉冲雷达采用锐方向性波束,则窄波束可以去建立超过 50° 的 r_g 值,脉冲也从那儿开始

(去建立照射单元的大小尺度)[†]。

上面所列举的例子计算仅仅涉及到多普勒衰落的频谱,而且是在地面上同一块区域内观测所能获得的独立取样数。实际上,在计算中已经包含了这样的假设,即要求全部地穿过长度为 r_E 的地面单元。所以除了衰落效应之外,在穿过地面单元期间内还应该计入拾取新的地面取样和舍弃旧的取样的这种效应,这种舍取效应也是很显著的。只要(在积分时间 T_i 内)^{††} 航行距离大于 r_E , 那末,累计的取样总数可近似表达为由多普勒衰落所获得的取样数乘上总航行距离与 r_E 之比值的乘积。该式为

$$N_i = N_D \frac{u T_i}{r_E} (u T_i > r_E) \quad (10.39)$$

表示这一效应的具体数量大小的曲线,以及表示由多普勒效应形成的取样值和附加航路段产生的取样值之间的关系曲线,均请参阅 Moore 等(1975,第487页)发表的著作。

在研究窄方向性波束体制时,人们应该明确指出连续波体制和脉冲体制的各自优点。对连续波体制来说,安装在地面或低高度运载器上的散射计的隔离问题已是个难以解决的问题(但不是说不可能解决,因回波信号中伴随有多普勒频移)。而当用于空间运载时,解决隔离问题几乎变成不可能。在星载系统中,由于采用了高灵敏的接收机和大功率的发射机,因此需要一种更先进的隔离技术。天空实验室上运载的 S-193 型散射计(Moore 等,1974)是采用了间断式的连续波体制来达到隔离目的的。实际上,其发射机发射的脉冲很长,可以把它看成是连续波,因为没有距离分辨力的要求。而在回波脉冲从地面返回的时间内,发射机不发射,所以接收机能处于无干扰状态下工作。当返回到星船的回波信号结束后,发射机再次接通几毫秒,然后又断开,又一次接收地面回波。因此,就所关心的独立取样的计算来说,这种体制又很象一种连续波体制,只是积分时间由于发射机的占空比因子而减小了,但从隔离问题的角度来讲,它被全部解决了。

当在机载状态下用这种体制工作时,回波信号回来得太快了,人们无法发射足够长的脉冲,并从中取得多个后向散射信号的独立取样数。在美国国家航空和宇航局(NASA)的 Langley 研究中心,他们是用一台名叫 AAFE RADSCAT 辐射-散射计来满足机载需要的。其散射计也采用间断连续波体制,在发射机不工作的时间内接收回波脉冲,例如,高度为 1 km,要求能接收最大瞄准角为 85° 处的回波信号,则发射脉冲允许的最大持续时间为 $2(h/c)$,即 $6.67 \mu s$,而返回脉冲的时间最大值为 $2(h/c) \cos 85^\circ$,即 $76.5 \mu s$ 。因此如果发射 $6 \mu s$ 长的脉冲,脉冲间隔约为 $80 \mu s$,这种参数能满足隔离要求。在 0.1 rad 的波束宽度和 200 ms^{-1} 的机载速度条件下,接收信号的最大多普勒带宽是发生在垂直照射状态,最大多普勒带宽为 1 kHz。这时,独立取样的间隔不小于 $1000 \mu s$,因而各单个脉冲接收不到完整的独立取样值。相反,接收脉冲串可以被取样和低通滤波,以获得像连续波体制所能接收到的多普勒衰落信号。于是,其独立取样数目的计算方法就与连续波体制的相同。

而在星载的情况下,设高度为 435 km(天空实验室的参数),发射脉冲可允许有近 3ms 长,又设最大瞄准角为 50° ,这时允许的延迟时间为 4.5 ms。所以,可以发射脉宽约 3ms 的信号,脉冲重复周期约 4.5 ms,其多普勒频率很高,所以足以在 3ms 脉宽的接

[†] 括弧内文字为译者所加。——译者注
^{††} 括弧内为译者所加。——译者注

收时间内获得许多独立取样数。

这种星载的锐方向性波束体制的 S-193 型辐射-散射计参数在表 10.3 中给出。

表 10.3 天空实验室 S-193 型辐射-散射计特性

频率	13.9GHz
发射机:	
天线输出峰值功率	12.5W
脉冲宽度	5.05 ms
重复频率	125 脉冲/秒
接收机:	
第一中频	500MHz
系统噪声	1195K
仅散射计部分:	
第二中频	50MHz
中频带宽	51.6—72.5kHz
测量精度	3—7% ($\sigma^\circ = -30\text{dB}$, 不邻接)
	7—13% ($\sigma^\circ = -30\text{dB}$, 邻接)
动态范围	55dB
仅辐射计部分:	
带宽	210MHz
分辨率	1K
动态范围	50—350K (状态分辨)
天线*:	
扫描	ITNC, CTNC, ITC, CTC
除 CTC 外的扫描角	48.0°, 40.1°, 29.4°, 15.6°, 0°
CTC 的扫描角	±11.375°(中心点左右)
增益	41 dB
3 分贝波束宽度	1.6°

a CTC: 航迹侧向且覆盖面邻接;

ITC: 航迹方向且覆盖面邻接;

ITNC: 航迹方向且覆盖面不邻接;

CTNC: 航迹侧向且覆盖面不邻接。

10-5.3 扇形波束体制

与用于成像雷达的理由一样,扇形波束体制也可用于散射计中,可用它来取得更多的各种类型的覆盖区。有些扇形波束散射计是沿着飞行航线的前向照射波束,它可在不同入射角上对不同区域同时进行测量,然后航行到新的位置,原先为高入射角观测的区域,这时变为处于较低入射角下再次进行测量。

图 10.21 表示了这个概念。雷达沿着所示航线飞行,雷达采用扇形波束并具有某种分辨力,以达到同时在四个角度上进行观测的能力:一个是垂直照射, θ 为零;另三个各为 θ_1 , θ_2 和 θ_3 。这些角度(这里称为射线)与多普勒系统的特定滤波器组,或者脉冲系统中的距离门电路均一一对应。垂直照射为射线 α , θ_1 , θ_2 和 θ_3 为射线 β , γ 和 δ 。当雷达处在位置 A 时,射线 α 观测到地面点 1,射线 β , γ 和 δ 分别测到点 2、点 3 和点 4。当雷达向前运动至位置 B 时,射线 α 观测点为 2,射线 β 为点 3,如此等等。图中表示了沿航线的四个位置, A, B, C 和 D 的状态。

图 10.21 示意了图下面的表的内容,表内列出不同波束所观测的地面不同位置。地面位置 2 被位置 B 的射线 α 和位置 A 的射线 β 均能观测到。图中表示,从四个角度都能

观测的只有一个位置，即位置 4。它首先由位置 A 的射线 β ，然后位置 B 的射线 γ ，再次由位置 C 的射线 β ，最后由位置 D 的射线 α 进行观测。因此，组合这四次测量，可画出散射系数随入射角函数变化的一根曲线。这根曲线，对雷达设计和研究者很有用，是沿航线前向照射的扇形波束散射计的基本功能。

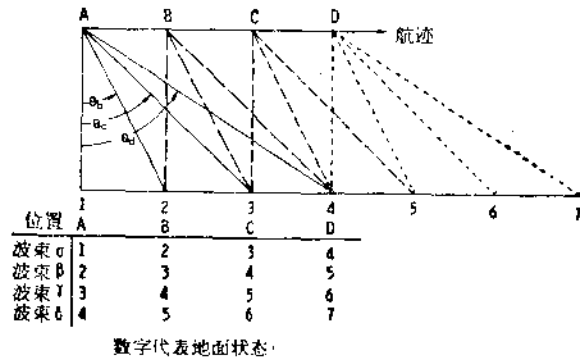


图 10.21 扇形波束散射计(它能获得散射系数随入射角 θ 变化的曲线,图中各射线与特定的多普勒滤波器组和距离门一一对应)

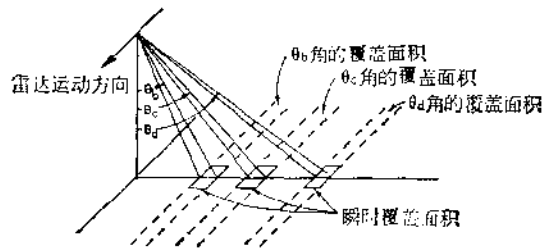


图 10.22 侧视扇形波束散射计(它能获得更大的空间覆盖区域)

散射计也可以在航迹侧向照射下扫描,以获取更大的空间覆盖面。此时的波束状态基本上与侧视合成孔径雷达 (SLAR) 相同。也象 SLAR 一样,采用这种波束扫描状态的散射计,只能对某特定位置用一个入射角测量其散射系数,如图 10.22 所示。因此,为了取得更多的空间覆盖区,只得损失入射角覆盖。有一种斜视方式工作的散射计,其波束的照射区介于航迹方向与航迹侧向之间,其产生的覆盖区也类似于图 10.22。海洋卫星上装载的有源散射计系统 (SASS),就是在星船的每一侧均安装了两个斜视天线波束,一个在侧向的前向斜视 45° ,另一个在后向斜视 45° ,所以地面的每一单元都能被从相隔 90° 方位角的两个点上观测到。这对海洋卫星的测量是必需的,因为这样才可解析出海面风速和散射系数之间关系的多值性,同时还可确定风向的方位角。

对于前向瞄准或斜视瞄准两种扇形波束体制来说,其分辨力的取得既可靠距离鉴别又可靠速度鉴别,图 10.23 表示了这个意思。图 10.23 (a) 表示了一个沿航迹方向系统,右上角的插图标出了一些几何参数,在下面推导分辨力和被观测的独立取样数表达式时将有用。图中所示的等距线和等速线,两者均以长度 r_s 作为一个地面距离分辨单元,该单元在沿航迹方向上的长度就表示了它的距离或速度分辨力,而在航迹正交方向(侧向)的宽度则由天线波束宽度来决定。无论是用距离还是用速度作为沿航迹方向分辨力,由它与波束构成的横截面都近似为矩形。等多普勒线和等距线均与 x 轴正切。NASA

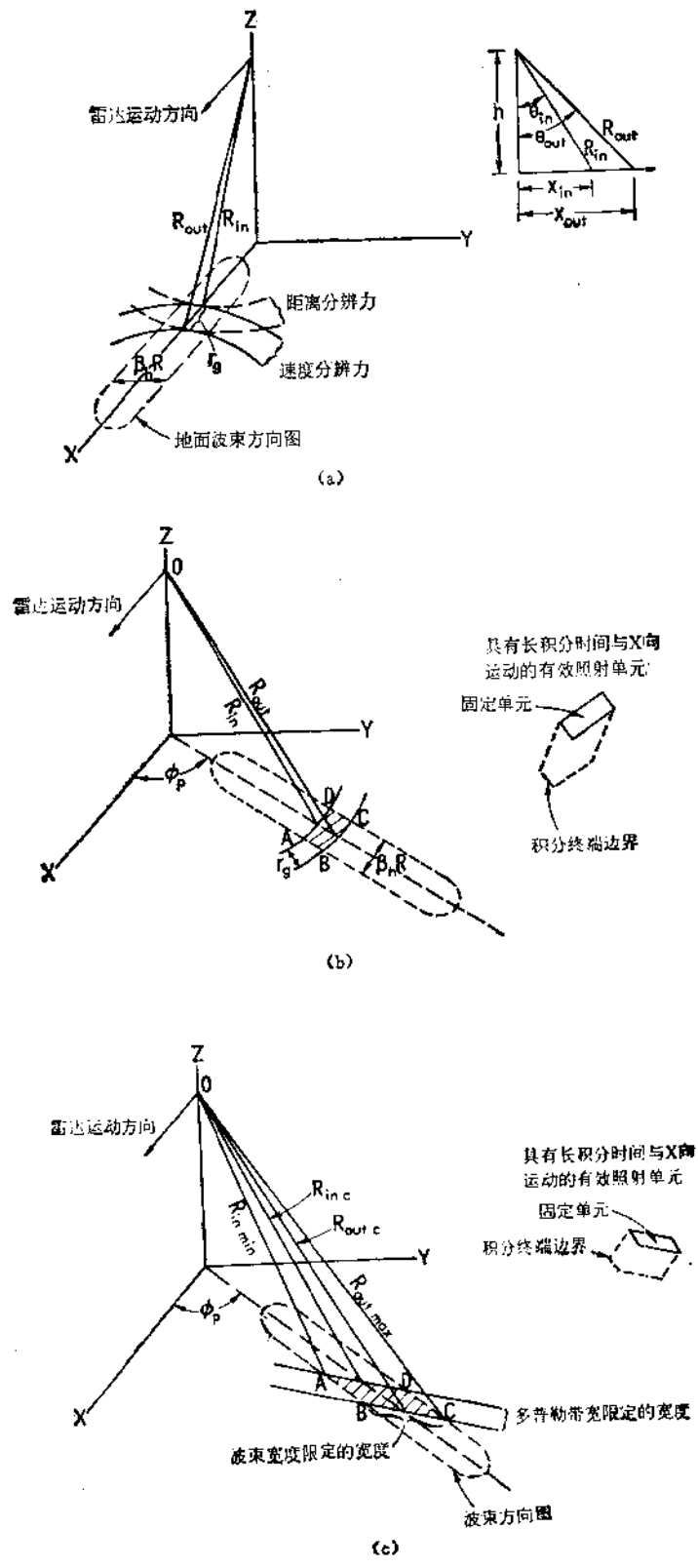


图 10.23 扇形波束体制的分辨
 (a) 沿航迹系统; (b) 斜视模式系统——距离分辨; (c) 斜视模式系统——速度分辨

Johnson 中心和加拿大遥感中心的机载散射计都采用了这种型式。并选用了速度分辨。

图 10.23(b) 所示的为用距离分辨的斜视模式系统。其等距线与扇形波束的轮廓线彼此正交,如同图 10.23 (a) 的沿航迹系统相仿,照射单元近似为矩形。用与沿航迹距离有限系统相同的计算方法很容易地算出 r_R 。有一点不同,请参见图 10.23 右边的插图,在沿航迹方向照射情况下,为了精确地测量,希望取得更多的独立取样,因而在雷达波束穿过单元的大部分时间内延续积分,其结果只不过拉长了单元本身;但是在斜视模式照射情况下,雷达沿 X 轴方向移动,而单元边长的方向却不同,所以经长时间的积分后有效单元却为菱形形状,见图 10.23(b) 插图中虚线所示。

当斜视模式系统采用速度分辨时,其照射单元也经常呈菱形,如图 10.23 (c) 所示。海洋卫星上装载的 SASS 散射计就属于这种模式。产生菱形的原因是由于在偏离航迹方向的角度上,等多普勒线并不与波束边缘线相垂直。因此,一条等多普勒线沿 AD 线与波束相截,另一条等多普勒线沿 BC 线与波束相截,这两条线与单元的波束边缘线 AB 和 CD 构成角度,这样所选的面积 $ABCD$ 近似为一个平行四边形。再有,由于运动是沿着 X 轴方向,随着积分持续时间的加长,单元形状就更象一个菱形了,如插图所示。

由于斜视模式系统的几何形状复杂,这里我们只详细研究沿航迹方向照射的系统。首先考虑距离分辨情况,然后考虑速度分辨情况。按照图 10.23 (a) 及其插图的几何形状,地面分辨力 r_R 由下式给出:

$$r_R = X_{out} - X_{in} = \sqrt{R_{out}^2 - h^2} - \sqrt{R_{in}^2 - h^2}$$

当距离分辨力 r_R 很小时, r_R 可近似为

$$r_R \simeq r_R / \sin \theta_{av} \quad (10.40)$$

式中 $\theta_{av} = (\theta_{out} + \theta_{in})/2$ 。对于通常比较小的 r_R 来说,上列的近似式是完全适用的。当 r_R 大小可与 R_{av} 相比拟时 [$R_{av} = (R_{out} + R_{in})/2$], 则仍应用均方根差的准确公式。单元在横(正交)航迹方向上的尺寸,常与波束有限情况下相同,在本例的坐标系中即为 r_y , 它等于

$$r_y = \beta_h R_{av} = \frac{\beta_h h}{\cos \theta_{av}} \quad (10.41)$$

散射计经常存在的一个问题是 β_h 随倾角 θ_{av} 而变,因而在估计天线方向图时必须非常小心,以保证在某一特定的 θ_{av} 值时,估计一个合适的 β_h 值。其几何形状方面,除了将沿航迹和横航迹的尺寸互换之外,与图 8.7 的实孔径雷达的几何形状相同。这种系统类型的独立取样数也与具有同样 r_R 的锐方向波束体制能取得的独立取样数相同,数值可由(10.39)式算出。

当扇形波束体制采用速度分辨时,也能导出类似于(10.37)这样的方程式,只是用 r_R 表示,而不用 θ_p 表示。由熟悉的关系式推导起:

$$\Delta f_D = B_{Df} = \frac{2u}{\lambda} (\sin \theta_{out} - \sin \theta_{in})$$

将正弦函数化为三角形边长之比,为

$$B_{Df} = \frac{2u}{\lambda} \left(\frac{X_{out}}{R_{out}} - \frac{X_{in}}{R_{in}} \right)$$

对于由滤波器带宽 B_{Df} 所确定的多普勒带宽,化简得到其近似值为

$$B_{Df} \simeq \frac{2ur_g}{\lambda h} \cos^3\theta_{av} \quad (10.42)$$

对于速度分辨体制来说,滤波器带宽 B_{Df} 是一个独立变量,因此我们得 r_g 值为

$$r_g \simeq \frac{\lambda h B_{Df}}{2u \cos^3\theta_{av}} \quad (10.43)$$

值得注意的是,上式表示的 r_g 随入射角 θ_{av} 变化的趋向正好与(10.40)式所示的距离分辨力固定情况相反。在固定距离分辨力情况下,入射角增大, r_g 变小;而在固定频率分辨力情况下,入射角增大, r_g 却急剧地变大。从另一角度来讲,在距离分辨系统中,整个扇形波束内的斜距分辨力是固定的,因而 r_g 分辨力必须按(10.40)式来变化;而在速度分辨系统中,不同入射角所采用的多普勒滤波器的带宽是可以调整到与其相应的角度相匹配,因而并不要求 r_g 随 $\cos^3\theta_{av}$ 值成反比地变化。实际上,人们可以使 B_{Df} 值随 $\cos^3\theta_{av}$ 成正比地调整,而保持 r_g 值固定。在后者情况下,对数据分析有好处,缺点是其取样数随入射角的增大而急剧地减少。将(10.42)式代入(10.38)式,通过分辨单元 r_g 累积的取样总数为

$$N_D = \frac{\Delta f_{Df} r_g}{u} = \frac{2r_g^2 \cos^3\theta_{av}}{\lambda h} \quad (10.44)$$

举例:

假设有一机载系统,飞机飞行高度 $h = 2\text{km}$, 波长 $\lambda = 2\text{cm}$, 装定 $r_g = 100\text{m}$, 将这些量代入(10.44)式,得到

$$N_D = 500 \cos^3\theta_{av}$$

独立取样数的计算结果和测量的相对标准偏差量均列于表 10.4 中。

从这个例题可以看出,当 r_g 为常量时,大倾角所造成的相对标准偏差太大,这时可能不满足精密测量的要求。

表 10.4

θ_{av}	N_D	相对标准偏差 ($=1/\sqrt{N_D}$)
20	415	0.05
30	325	0.05
40	225	0.07
50	133	0.09
60	63	0.13
70	20	0.22
80	2.6	0.62

(10.44) 方程式可改写成雷达测量用的“不定性原理”,它表示了沿航迹方向的分辨力 r_g 和相对精度 $1/\sqrt{N_D}$ 参数之间的一种折衷选择。“不定性原理”的表达式为

$$r_g \times \frac{1}{\sqrt{N_D}} = \sqrt{\frac{\lambda h}{2 \cos^3\theta_{av}}} \quad (10.45)$$

因此,如果人们希望得到好的空间分辨力 r_g , 那末就不要指望得到好的测量精度。这种

折衷选择在某种程度上类似于合成孔径雷达的分辨力与灰度等级之间的折衷选择。

假如积分时间比穿过 r_g 所需的时间还要长, 则可以采用(10.39)式。这里, 我们以 M 来定义积分时间内穿过单元的数目, 即

$$M = \frac{uT_i}{r_g} \triangleq \frac{L_i}{r_g}$$

因此, 累积的独立取样总数为

$$N_i = MN_D \quad (10.46)$$

利用上式, 可导出“不定性原理”(10.45)式的演变形式。因为在积分时间内通过的距离 L_i 正好等于 $M r_g$, 故(10.45)式改写为

$$L_i \times \frac{1}{\sqrt{N_i}} = \sqrt{\frac{M \lambda h}{2 \cos^3 \theta_{av}}} \quad (10.47)$$

由(10.44)式表明, N_D 与 r_g^2 成正比 (Δf_D 不固定时)。由(10.46)式知, N_i 与 M 成正比, 而当 L_i 给定时, M 与 r_g 成反比, 因此, 联合(10.44)和(10.46)式可知, 在给定 L_i 情况下, 可采用加宽多普勒带宽的办法来获取最佳独立取样数。所以 M 也可取 1。

在扇形波束扫描体制的散射计中, 存在着一个相当严重的动态范围不够的问题。这个问题与在第 8-6 节中讨论的侧视合成孔径雷达的问题相类似。假定散射系数 σ^0 按 $\exp(-\theta/5.5^\circ)$ 变化(例如夏季的海面), 如图 8.8 所示, 则其平均信号电平有 50 dB 的动态范围。人们还必须追加, 譬如说 20 dB 的衰落和 15 dB 的 σ^0 变化。这样, 在全部入射角的范围内所要求的系统动态范围一定是十分大的。当然它可以部分地得到补偿, 方法之一是调整天线增益, 使其增益为角度的函数, 如在第 8-6 节的侧视合成孔径雷达中所做的那样。在脉冲系统中, 还可采用灵敏度时间控制 (STC) 电路来得到进一步的改善。人们不想把自动增益控制 (AGC) 用于散射计中, 因为测量目的就是要得散射系数, 而不是要产生一个灰度相当均匀的图象。在靠速度分辨的扇形波束散射计中, 可以用一个变增益的变形滤波器来等效于灵敏度时间控制 (STC), 当多普勒频率高时, 它相当于大入射角情况, 则滤波器应该是高增益; 当多普勒频率低时, 它相当于小入射角情况, 则滤波器应该是低增益。最好的方法可能是采用天线方向图的增益变化来校正散射系数的中值变化, 再用一个可开关的灵敏度时间控制 (STC) 电路或用一个等效的多普勒滤波器, 后者是用来补偿不同类型目标的起伏, 例如海洋或者森林目标。采用上述措施后的系统, 其放大器和检波器的动态范围就可保持在合理范围内工作。

扇形波束散射计系统与具有相类似调制和信号处理的雷达系统一样, 其方框图也与定标脉冲雷达相同, 这里都不再重复了。连续波多普勒扇形波束散射计可以采用超外差式接收机, 其中雷达射频部分也同其他超外差式连续波系统一样, 最终是将信号转换成频率相当低的中频, 多普勒带宽滤波器在低中频的点上比较容易设计。这个系统的许多方面类似于非聚焦合成孔径雷达的处理系统, 只有一点除外, 由于它是连续波系统, 所以没有距离信息处理。这样的处理系统就象是非聚焦合成孔径雷达处理器在基带频率上的一个通道, 如图 9.42 所示。它也象是方位偏置的非聚焦合成孔径雷达的一个通道, 但其方

† 原文该式误为 $\sqrt{\frac{\lambda h}{2M \cos^3 \theta_{av}}}$, 现已更正。——译者注

框图没有画出。这时,在图 9.42 中任一通道的末尾都不需要接移位寄存倍频器。

一般型式的连续波多普勒扇形波束散射计选用零拍式雷达体制,它与低高度的调频雷达采用零拍式理由相似,这在第 10-2 节中讨论过。当然有一点不一样,即连续波多普勒扇形波束系统没有调制。零拍式的系统方框图见图 10.24 所示,有两种处理方式,分别见此图的 (a) 和 (b)。在零拍式体制中,用一个简易的微波振荡器作为信号源,它既可以是某种型式的固态源,只要能在所需的频率点上提供足够的功率,它也可以是一个低功率的电子管振荡源,例如一个速调管。发射信号直接馈送到发射阵的天线上,天线产生扇形

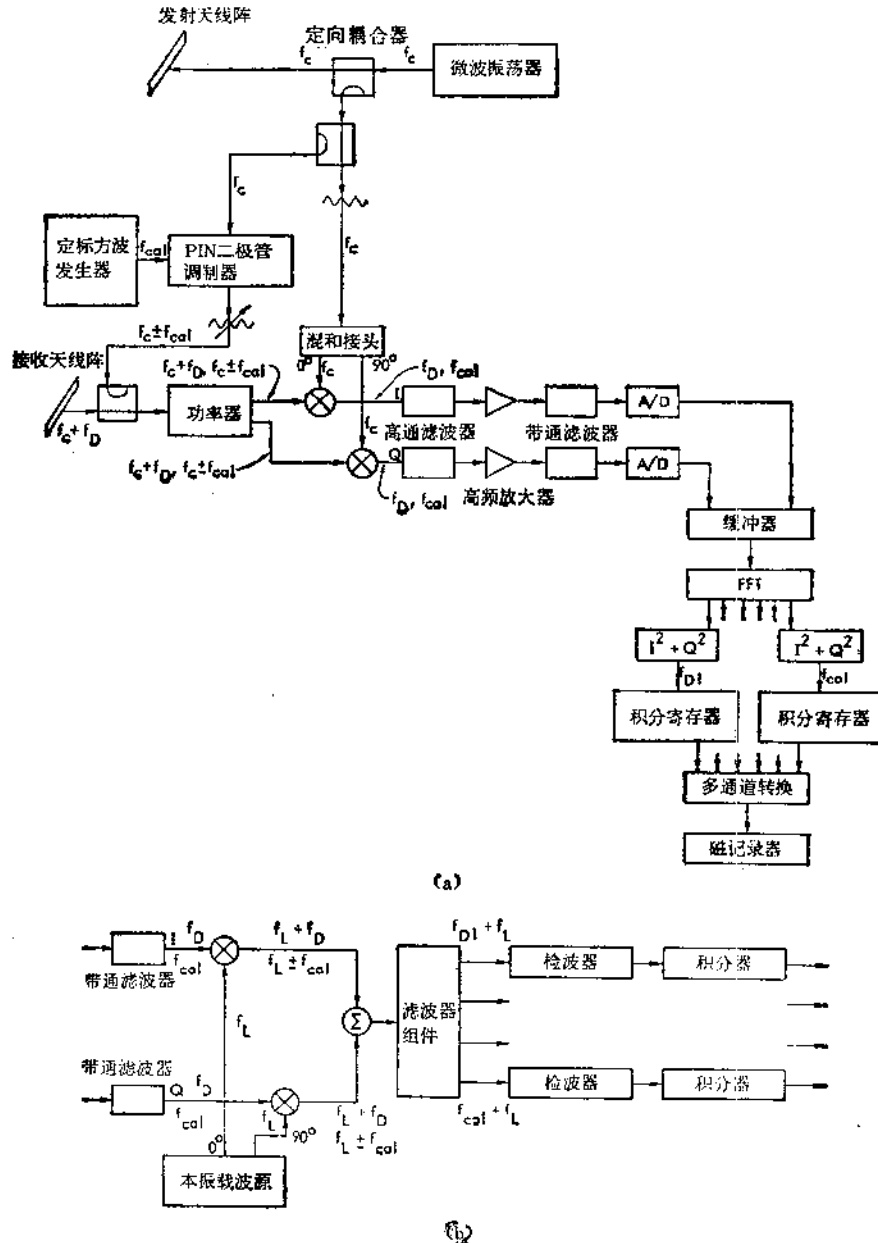


图 10.24 零拍式连续波多普勒雷达
(a) 数字处理机——实时; (b) 模拟处理机

波束。从定向耦合器耦合出来的取样信号被用作定标和本振,如图所示,经过适当的衰减后,本振信号通过波导管T形接头,产生相对相位为 0° 和 90° 的输出信号,从而形成同相和正交相两通道,即IQ正交通道。接收信号经过接收天线阵列,再经过定标用的定向耦合器,送到功率分配器,然后分成两路,分别在IQ通道中与本振信号混频,在每个混频器输出端都必须接一个高通滤波器,以消除漏泄进来的低频成分,然后进入音频放大器。再接着是带通滤波器,用来压缩模拟-数字转换之前的整个噪声带宽。在图10.24(a)所示的型式中,下一级是模拟-数字转换器,再后面是缓冲级。当缓冲级充满时,以并联方式将输出转换到快速傅里叶(FFT)计算机中,计算机计算出每一频率点上的复值。将这个复值输出的同相和正交相成分进行平方相加,FFT的输出分量乘以适当的加权系数后,便可与所期望的带宽为 B_{DI} 的滤波器输出相等效。输出信号送入存储器,在存储器中对独立取样数进行积累,各不同存储器的输出信号进行多路调制,最后送到磁带记录器。

简单的定标电路应包括:对发射信号进行取样,在第10-1节中提及的用方波调制该取样,然后在尽可能靠近天线端处将取样信号馈送到接收通道。由于方波发生器产生的基频略高于多普勒频率的通带,因此用一个单独滤波器就能提取出定标信息。有时还希望在多普勒频带范围内进行定标,以检测多普勒滤波器和其他部件(如放大器)的性能。为此,可采用断开接收天线的办法,或者使飞机的飞行高度超越预期所观察地面散射的那个高度,并且还需要改变定标用的方波发生器频率,使其产生不同频率的定标信号,而这些频率应与标称多普勒频率所占的频带相覆盖。

图10.24(b)为模拟处理机的方框图。接收信号经过带通滤波器变成在基带上的输出信号,再分别与同相和正交相的两个本振信号相混频。这两个正交混频器输出信号的合成,等效于基带接收信号对本振载频 f_c 的单边带调制。频率的选择要便于滤波,因而输出被送到模拟滤波器组中,再经检波器和积分器,产生出对应于不同入射角的输出信号。只要带通滤波器的数量不是太多,建立这样的模拟系统要比数字系统容易些。但模拟系统灵活性较小,因滤波器的带宽和中心频率都不容易调节。相反,如果采用FFT数字计算,就能按飞行参数或所期望的入射角变化来装定和改变处理机的程序设计。

如果天线波束已定向,那末并不需要一对正交通道。这是因为当主回波的多普勒频移为正值时,它不会有明显大的负值多普勒频移的回波接收;或者当主回波的多普勒频移为负值时,也不会有明显大的正值多普勒频移的回波接收。然而,当图10.24(a)的基带处理机方案中不采用一对正交通道后,所需的独立取样数应该要大一些,这是因为每一特定回波的固有相位会引入一个附加衰减。分析如下: I通道的信号为幅度乘上因子 $\cos\phi$,其中 ϕ 就是回波的固有相位,它服从随机均匀分布。当采用I和Q两通道时,这相位将消失,这是因为Q通道的信号为幅度乘上因子 $\sin\phi$,两者取平方和后,其输出只正比于幅度,而与随机相位 ϕ 无关。在图10.24(b)的模拟处理机中不会产生该相位效应,因为最终的处理并不是在基带频率上进行的。

连续波多普勒散射计的信号记录并不一定要在信号处理之后,可在系统的不同部位进行记录。有时,散射计可在飞机里记录I和Q通道的输出信号,回到地面后,再事后进行全面处理。可以用通用计算机来代替FFT处理器进行信号处理。

10-5.4 接近垂直入射时的测量

当测量是在接近垂直状态进行时, 问题有点不同于前面所讨论的远偏离垂直的情况. 在连续波多普勒体制中, 总采用超外差式接收机. 零多普勒频移信号应该偏离零频, 这样才能使零拍混频器的零频输出不干扰多普勒信号. 而在距离有限散射计中, 当在垂直入射附近时, 上述问题会更加复杂, 这是因为几何形状会对距离分辨力有影响.

请看图 10.25, 图中表示了垂直入射时散射测量的几何关系. 研究下列两种不同情况, 即距离有限情况和波束有限情况. 通常, 人们认为“距离有限体制的散射计”总具有距离分辨的能力, 可是在垂直入射附近就不是这样了, 正如图 10.25 (b) 所示的, 图中距离分辨力尽管非常好, 但在垂直照射时, 由距离分辨力所给定的面积还可能大于由波束限定所给出的面积. 我们还是先研究图 10.25 (a) 的情况, 这是个典型的距离有限体制.

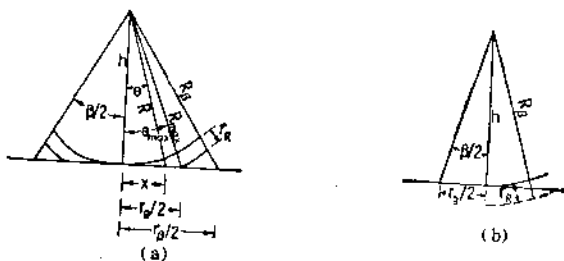


图 10.25 垂直入射时散射测量的几何图形
(a) 距离有限情况; (b) 波束有限情况

由图可知, 散射计到分辨单元外侧边缘的距离 R_{\max} , 由下式给定:

$$R_{\max}^2 = h^2 + \left(\frac{r_g}{2}\right)^2$$

上式可近似解出为

$$r_R = R_{\max} - h \approx \frac{r_g^2}{8h}$$

从上式中可求得 r_g 为

$$r_g \approx 2\sqrt{2r_R h} \quad (10.48)$$

因此, 在垂直照射及小入射角附近, r_g 正比于 r_R 的平方根, 而不是象在大角度时那样正比于 r_R . 与 R_{\max} 相对应的角 θ_{\max} 由下式给定:

$$\theta_{\max} = \frac{\beta_{eq}}{2} \approx \frac{r_g}{2h}$$

所以, 由距离分辨力所确定的等效波束宽度是

$$\beta_{eq} = 2\sqrt{\frac{2r_R}{h}} \quad (10.49)$$

把这个等效波束宽度同天线的实际波束宽度加以比较, 以决定应选用距离有限条件, 还是应该采用波束有限条件.

举例:

下面用具体例子来说明(10.48)式和(10.49)式所述的现象实质.

假设雷达工作高度为 1km、15km 和 1000 km, 距离分辨力 r_R 变化范围由 15cm 至

150m. 按(10.48)式和(10.49)式计算,结果如下表所示:

带宽 (MHz)	r_R (m)	$h = 1\text{km}$		15km		1000km	
		r_g (m)	β_{eq} (°)	r_g (m)	β_{eq} (°)	r_g (m)	β_{eq} (°)
1000	0.15	35	1.98	134	0.51	1095	0.06
100	1.5	110	6.28	424	1.62	3460	0.20
10	15	346	19.95	1340	5.12	10950	0.63
1	150	1095	62.8	4240	16.2	34640	1.98

在低高度时,即使带宽为 100 MHz, 等效波束宽度仍是相当的宽,因此不论对脉冲有限测量体制[†]还是波束有限测量体制来说,在图 10.2 和图 10.4 中指出的测量 σ^0 中存在的问题都是很重要的。甚至在飞机最大高度达 15 km 左右时, 10 MHz 带宽的雷达也能获得 5°的等效波束宽度, 这还能导致图 10.2 和图 10.4 所指出的问题。当然,达到卫星飞船的高度时,问题就不存在了。

在垂直照射情况下,信号强度随距离的变化关系,在距离有限体制中和在波束有限体制中不尽相同。雷达方程式取如下形式:

$$P_r = \int_{R=h}^{R_{\max}} \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 dA}{(4\pi)^3 R^4}$$

式中积分上下限 R 在从 h 到最大值 R_{\max} 之间取值。面积的单元增量为

$$dA = R dR d\phi$$

对上述积分方程作近似计算,求得 P_r 的表达式为

$$P_r \approx \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 r_R}{2(4\pi)^3 h^3} \quad (10.50)$$

请注意,上式中接收功率与 h^3 成反比。再用等效波束宽度来表示,(10.49)式成为

$$r_R = \frac{\beta_{eq}^2 h}{8} \quad (10.49a)$$

将上式代入(10.50)式,得到

$$P_r \approx \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma^0 \beta_{eq}^2}{(16\pi)^2 h^4} (\beta_{eq} \leq \beta) \quad (10.51)^{**}$$

对波束有限体制 ($\beta_{eq} = \beta$) 来说, P_r 随高度的变化关系是与高度的平方成反比,而不是立方。随高度变化关系上的这个差异在对所测得的数据作解释时将起重大的影响 (Moore, 1977; Moore 和 Williams, 1957)。

不论对脉冲有限情况还是在波束有限情况,都是用(10.48)式、(10.49)式所建立的参数,或波束自身参数来计算的。而散射系数的急剧变化可能会导致情况的改变。(10.50)式和(10.51)式的计算中均假设在照射面积内的 σ^0 为常数。由于在垂直入射附近 σ^0 通常变化极陡,因此常数的假设往往是不正确的。事实上, σ^0 随 θ 的变化可以等效于在垂直方向上的一个窄天线波束。也就是说,当 σ^0 值取其最大值的一半时所对应的角度,可能小于推导(10.49)式所用的 θ_{\max} , 也可能小于 $\beta/2$ 。如果真是这样,那末雷达方程式就应

[†] 即距离有限测量体制。——译者注

^{**} 原公式分母系数误为 $(15\pi)^2$, 现已更正。——译者注

该采用(10.51)式,式中的 $\beta_{\sigma\theta}$ 值应该选用上述的即 σ^0 变化半值点所对应的角宽度,而不是(10.49)式计算出来的值,也不是实际的波束宽度。

10-6 辐射计-散射计系统

辐射计和散射计可以组合在一起,以进行散射系数和辐射系数的对比测量。有时,辐射系数和散射系数会给出有关目标的不同特性的信息,因此联合测量比各自单独测量更有用处。

辐射计-散射计组合系统的另一个应用是测量海风。散射计对海风更为灵敏,采用多波束的散射计还能确定海风的风向,但是这时还需测定大气的有效衰减量,对后者的测量辐射计则更加灵敏。因此,靠辐射计来校正散射计的办法,可以测出云区和小雨区的风速和风向,而对后者来说,在不用组合式仪器时是无法测量到的。

如果采用组合式仪器,它必然是锐方向性波束体制,因为要靠锐方向波束来产生辐射计所需的分辨力。不能采用扇形波束系统的原因是辐射计对整个照射地带都灵敏,因此它无法去产生相当于雷达中的具有速度与距离鉴别能力的那种分辨力。

当采用组合式仪器时,以“天空实验室”卫星上装的 S-193 型为例(Moore 等,1974),辐射计和散射计的天线,以及接收机的微波部分均是共用的。辐射计需要带宽几十到几百兆赫,而散射计所需带宽最宽也只是几十千赫的量级,因此需用不同的中频放大器。但是辐射计适用的宽频带中频放大器可以用于这两者系统,而散射计信号可再经窄带滤波之后进一步放大。所以,采用辐射计和散射计共用系统既可以节省大量元器件,又可以利用雷达内装的定标系统来稳定辐射计的接收机,这些都是共用系统的优越性。

辐射计和散射计可以按时分方式工作,如 S-193 型;也可以是工作在相邻近的不同频段内,象 Moore 和 Ulaby(1969)曾建议的那样。当按时分方式工作时,在辐射计接收信号的持续时间内,散射计也接收到纯噪声,再从散射计接收到的信号加噪声的合成分量中减去纯噪声,就达到如第 7-2.4 节中讨论的精密测量。(辐射计的信号就是散射计的噪声。)此外,还必须有一单独的持续时间作为散射计定标用,在这段时间内,将发射信号的取样值送到接收通道中,这对辐射计的性能并不会会有明显的影响。

在天空实验室的测量项目中,该共用系统曾用来测定目标的亮度温度和散射系数。而在海洋卫星系统中,则用两个单独的仪器,一台叫做海洋卫星-A 卫星散射计(SASS),另一台叫做多通道扫描微波辐射计(SMMR),分别测定 σ^0 和 T_B 值,在处理阶段再进行数据的组合。共用式的锐方向性波束体制(正如天空实验室上用的那样),其数据处理过程要比海洋卫星用的处理器简单得多。另外,在海洋卫星系统中,两台仪器所照射地面的方向性图形状、大小都不尽相同,而且也未必能重迭得很好。

辐射计-散射计系统的一个典型例子就是“天空实验室”卫星上装载的 S-193 型仪器,其方框图如图 10.26 所示。在图 10.26 (a) 的系统总方框图中,画出了散射计、辐射计和高度表三者共享的部件,就其整体来说,高度表也属于 S-193 的一部分。图中所示的很多微波开关是用来装定收、发工作在不同的天线极化状态,还有的开关是用来作为高度表发射和散射计发射之间的工作转换。高度表是单独工作的,而辐射计和散射计是作为一个组合仪器来工作的。辐射计的定标是用两个基准负载交替地接到狄克(Dicke)开关

器上。而散射计的定标过程,是将发射信号经定标衰减器直接通到接收机中,该定标允许

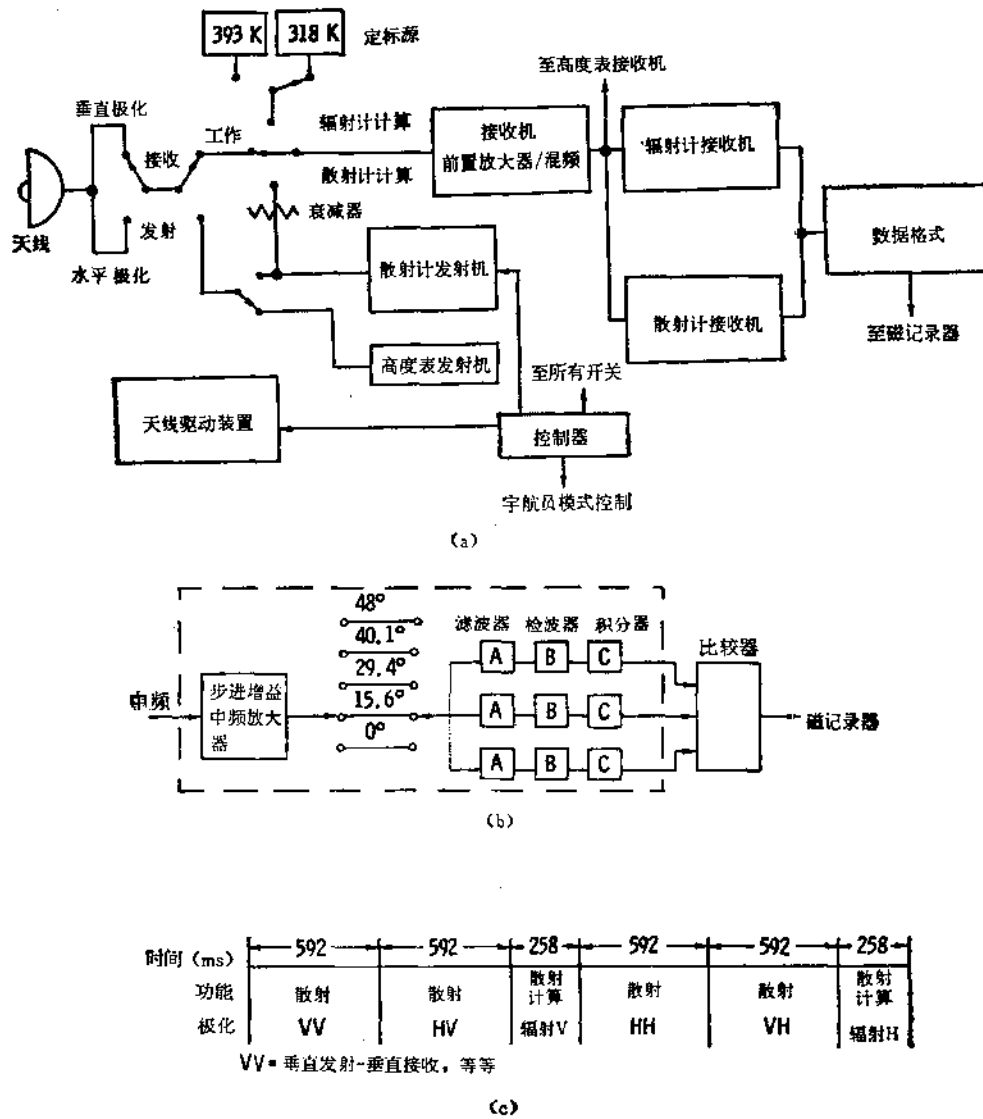


图 10.26 “天空实验室”卫星上装载的 S-193 型辐射计-散射计
(a) 总方框图; (b) 散射计的接收系统; (c) 瞄准角为 48° 时的系统定时次序。在其他瞄准角时,定时次序相类似。但在小瞄准角时,积分时间要更短些

在 4 分钟的时间间隔内完成。此外,散射计的噪声就在辐射计接收的时间间隔内完成测量。三个子系统所共享的电路有低噪声前置放大器、混频器和宽带中频放大器。

图 10.26 (b) 画的是带有 50 MHz 中放的散射计接收机。对应于每一特定瞄准角范围,都设置一套多普勒滤波器组。多普勒滤波器组的选择应如图 10.21 所示那样,力求在地面上的照射点能均匀地分隔开。对于每个瞄准角状态,考虑到天线瞄准误差,选用三个滤波器是比较合适的。选取其中的最大信号通道的输出信号作为信息处理用。系统中还采用步进增益放大器(能自动选择合适的增益)来改善系统的动态范围。

图 10.26 (c) 画的是用于该系统的一个定时次序的例子。散射计需要的积分时间比辐射计的长一些,这是因为多普勒衰落频谱的带宽要比辐射计中放的带宽窄一些。当大入射角时,多普勒频谱较窄,且信号较弱,因此积分时间也应取得长一些。图中没有画出较小角度时的定时次序。系统也可以工作在如下的那样模式:即给出的精度较低,但在低精度下作频繁多次的测量。为了叙述简洁起见,这种模式的定时次序也从略了。

天空实验室载的 S-193 型辐射计-散射计系统的参数已列于表 10.3 中。对这个系统的全面分析,是由 Hanley (1972) 给出的。

习 题

10.1 有一部雷达,发射 100 ns 的矩形脉冲,其接收机的通带响应为

$$R(f) = e^{-(f^2/f_0^2)}$$

式中 $f_0 = 12\text{MHz}$ 。请画出接收脉冲的波形,并求出它的半功率点间的宽度。与宽带接收机相比,上述通带响应所引起的幅度降低值为多少?这是有效发射脉冲。

10.2 一部锐方向性波束散射计,波束呈 $[(\sin x)/x]^2$ 状,入射角从 0° 至 35° 范围内的波束宽度为 5° , σ^0 随入射角 θ 的变化规律为 $\exp(-\theta/7.5^\circ)$ 。求被测值 σ^0 。先考虑主瓣,然后考虑主瓣加第一旁瓣。用计算机来计算当然是最容易的。

10.3 一部锐方向性波束散射计,位于 2 km 高处,入射角为 30° 。试计算其加权面积 A_w 。当天线方向图是高斯分布,半功率点的波束宽度为 0.1rad 时,试与由半功率点波束宽度计算得出的面积结果相比较。

10.4 一部侧向航迹扫描的扇形波束散射计,其参数和要计算的内容均与第 10.3 习题相同。假设在照射单元横截面上,沿航迹方向的波束宽度为一常数,且假设发射脉冲呈高斯状 $p(t) = \exp[-(t/\tau_0)^2]$, 式中 τ_0 为 20 ns。

10.5 一台波长 2 cm 的雷达散射计,采用连续波无调制的发射波形。其天线长 1 m,高 8 cm,在这两个方向上天线都是均匀照射。散射计装载于飞机上,以 200 m/s 的速度作水平飞行。天线沿飞行航迹前向瞄准,天线轴与铅垂方向成 45° 。沿航迹的分辨力靠多普勒频率滤波得到。多普勒滤波器的带宽(呈矩形)为 250 Hz,其中心频率对应于 40° , 45° 和 50° 入射角时的频率。对滤波器输出进行平方律检波和积分,积分时间的长度取 45° 为通过分辨单元的时间。飞机飞行高度为 10 km,发射机功率为 10 W,在 50° 入射时 σ^0 具有最小值,令为 -30dB ,噪声系数为 6 dB。试计算如下各值:

(a) 求当入射角为 40° , 45° 和 50° 时分辨单元的长度。

(b) 求当入射角为 50° 时的信噪比。你可以利用正交航迹方向上的半功率点波束宽度去获得单元面积。

(c) 求每个滤波器的独立取样数目。

(d) 在对 (σ/μ) 积分之后,求每个入射角下的相对测量精度。你可假设噪声和信号都按同样数目的取样数平均而得。

10.6 一台波长为 3 cm 的机载多普勒散射计,飞行高度 2 km, 3° 宽的扇形波束天线,飞机飞行速度为 150 m/s。试计算如下各值:

(a) 假设波束中心对准铅垂线向下,试求正交航迹方向上的波束宽度与入射角 θ 的关系。

(b) 假设期望 (σ/μ) 的精度达到 5%,并忽略噪声,试画出 r_s 和 β_{eq} 与 θ 函数的变化曲线。

(c) 考虑到大入射角的大 r_s 情况,试提出和讨论必要的折衷方案。

第十一章 散射与辐射的物理机理及其经验统计模型

11-1 引言

本章的目的是向读者提供有关地貌(与海面)散射和辐射特性的一般概念,从而使读者在没有进行详细的数学分析之前,对目标特性得到一个直观的理解。至于表面散射模型及其特性的理论研究和应用,感兴趣的读者可阅读第十二章。有关各种体散射模型的研究和应用则在第十三章(第三卷)中给出。

在第七章中,双基地雷达方程式(7.16)可以改写成如下形式

$$P_r(\theta_r, \phi_r) = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^3} \left\{ \frac{P_t(\theta_t, \phi_t) G_t G_r}{R^4} \sigma_{rt}^0(\theta_r, \phi_r; \theta_t, \phi_t) dA \right. \quad (11.1)$$

式中 (θ, ϕ) 是在发射极化为 t 状态下的发射功率 $P_t(\theta, \phi)$ 的入射方向; (θ_r, ϕ_r) 是在接收极化为 r 状态下的接收功率 $P_r(\theta_r, \phi_r)$ 的回波方向(见图 11.1)。在第七章中曾讲过,双基地散射系数 $\sigma_{rt}^0(\theta_r, \phi_r; \theta_t, \phi_t)$ 可以从平面回波功率测量中分离出来。由于 σ_{rt}^0 是在给定频率和给定入射方向下目标散射的一种特性,它与测量用的具体体制无关,因此,有可能直接用入射电磁场和散射电磁场来定义如下的 σ_{rt}^0 值:

$$\sigma_{rt}^0(\theta_r, \phi_r; \theta_t, \phi_t) = \frac{4\pi R^2 |E_r^r|^2}{A |E_t^i|^2} \quad (11.2)$$

式中,下标 $r, t = v$ 或 h ,

v = 垂直极化,

h = 水平极化,

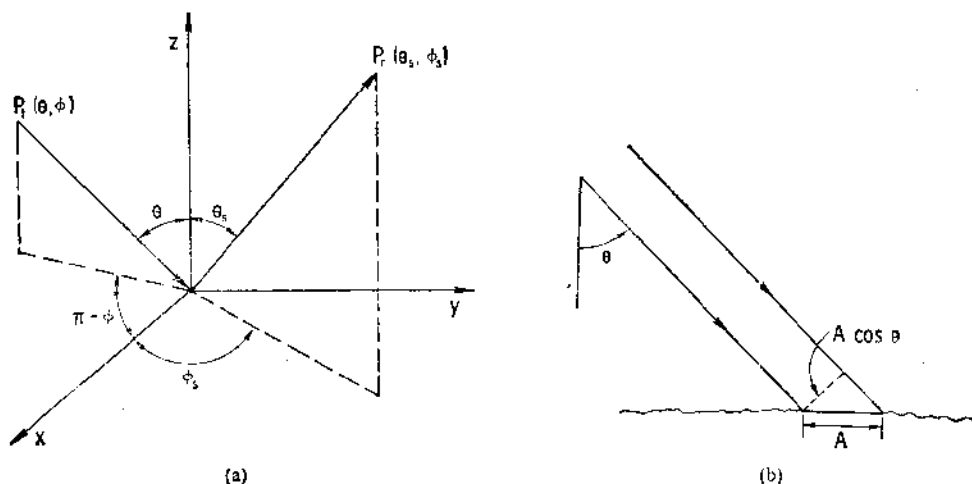


图 11.1 散射的几何关系图
(a) 坐标系, (b) 投影面积 $A \cos \theta$

$A =$ 照射面积.

方程式(11.2)表示, $\sigma_{r_i}^0$ 值等于在散射波方向 (θ_i, ϕ_i) 上各向同性等效散射子的散射总功率, 与在入射波方向 (θ, ϕ) 上入射功率密度及照射面积乘积的比值. 如果(11.2)式中的照射面积 A 用投影面积 $A \cos \theta$ 来代替, 则可得到由 Peake (1959) 所定义的另一散射系数, 用 $\gamma_{r_i}(\theta_i, \phi_i; \theta, \phi)$ 表示, 以示区别. 显然, γ_{r_i} 与 σ^0 有如下关系:

$$\sigma_{r_i}^0 = \gamma_{r_i} \cos \theta \quad (11.3)$$

后向散射系数 $\sigma_{r_i}^0(\theta)$ 是 $\sigma_{r_i}^0(\theta_i, \phi_i; \theta, \phi)$ 的一种特例. 即当 $\theta_i = \theta$ 与 $\phi_i = \phi + \pi$ 时(见图 11.1), 也相当于入射波与散射波在同一视线上仅方向相反时, 散射系数就变为后向散射系数.

利用不规则表面的双基地散射系数 γ_{r_i} , Peake (1959) 推导出相应的发射系数 e_r , 它等于 1 减去反射率.

$$e_r(\theta, \phi) = 1 - \Gamma_r(\theta, \phi)$$

$$\Gamma_r(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega} [\gamma_{r_i}(\theta_i, \phi_i; \theta, \phi) + \gamma_{r_r}(\theta_i, \phi_i; \theta, \phi)] d\Omega, \quad (11.4)$$

式中 $d\Omega = \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i$. 应该指出的是: 因 Γ_r 代表入射到 (θ, ϕ) 方向上的一部分散射能量, 故发射率 e_r 就代表被该表面吸收的一部分入射能量. 根据热平衡原则, 吸收能量等于发射能量. 因此式(11.4)左边的 e_r 值既代表了不规则表面的发射率, 又代表了它的吸收率.

当电磁波由上向下照射到两个半无限介质的分界面上时, 入射能量的一部分散射回来, 剩下的一部分透射进下层介质中. 特殊情况下, 即当下层介质是均匀的或近似可以认为均匀的, 这时仅仅在分界面上发生散射现象, 因而所讨论的这问题就变为一个表面散射问题. 粗糙表面散射的定性解释如图 11.2 所示. 由图可见, 当表面愈来愈粗糙时, 后向散射幅度增大, 镜向散射分量变小. 另外, 当下层介质不均匀时, 或由不同介电常数介质混杂组成时, 则透射波中一部分能量被不均匀介质再次散射回去, 后者穿过分界面又回到上层介质中, 这种情况由于下层介质的容积中发生了散射现象, 因此称为体散射. 图 11.3 为体散射示意图. 图中表示, 由于介质中存在很大衰减, 因而远离照射区的那些散射子的散射是很弱的. 体散射机理引起了透射波能量的再次分配, 给透射波引进一个损耗因子. 通

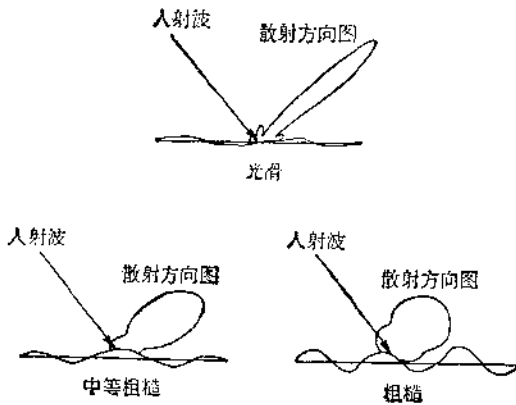


图 11.2 面散射方向性图举例

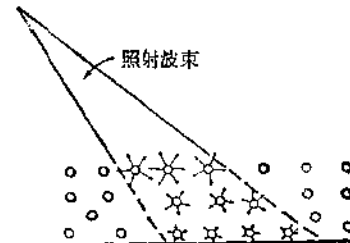


图 11.3 体散射的示意图

常,电磁波进入任一自然介质总要引入一个由于传导产生的损耗,因此将散射损耗和传导损耗加在一起,其总损耗称为衰减(extinction),而单位长度的衰减又称为衰减系数.衰减系数的倒数被定义为穿透深度.该参数有助于我们搞清不均匀介质中体散射的特性.实用中,由于散射引起的损耗是难于计算的,因此传导损耗单独用来作为有效穿透深度的估算.几种具体介质的穿透深度曲线例子将在 11-4 节中讲到.

11-2 面散射特性

两个半无限介质间的光滑分界面上的反射,我们称之为镜面反射,它可用第二章中的菲涅耳反射定律来描述.当电磁波入射到粗糙表面的分界面上时,在镜向的一部分称之为反射,在其余方向均称为散射.对单基地雷达来说(收发在同一位置),接收到的只是散射能量中的一部分,即后向散射分量.因此,从理论上讲,除了法向入射以外,单基地雷达接收不到光滑(镜面)表面目标的回波功率.

通过图 11.4 例子来定性描绘一下表面粗糙度与表面散射之间的关系.在镜面情况下,反射波的辐射方向性图是 δ 函数,镜向就是它的中心线,如图 11.4 (a) 所示.在微粗糙表面情况下,在辐射方向性图中,既包含了反射分量,也包含散射分量,如图 11.4 (b) 所示.在镜向上仍存在反射分量,可是其功率值要比光滑表面情况的小.镜向分量有时称为相干散射分量(见第 12-4、5 节),而散射分量则称为非相干分量或漫散射分量,它包含了所有方向上的散射功率,但它的值比相干分量要小.当表面愈来愈粗糙时,相干分量逐渐变小以至可以忽略.最后,当表面极度粗糙时,其辐射方向性图将趋近于仅包含漫散射的朗伯(Lambertian)表面情况.在此情况下,双基地散射系数将与 $\cos\theta\cos\theta_0$ 乘积成正比,后向散射系数与 $\cos^2\theta$ 成正比, θ 和 θ_0 分别为入射角和反射角.图 11.5 表示不同粗糙度表面时,后向散射系数 $\sigma^0(\theta)$ 随入射角的变化关系,微粗糙和极粗糙分别对应于图 11.4 的 (b) 和 (c),图中还画有中等粗糙度表面的 $\sigma^0(\theta)$ 曲线.

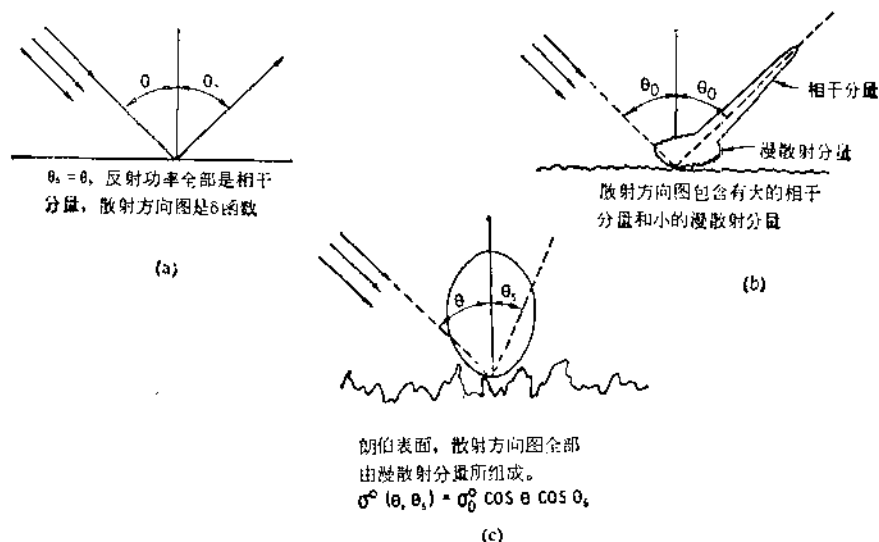


图 11.4 不同粗糙度表面时,相干散射分量和漫散射分量的相对贡献
(a) 镜面; (b) 微粗糙; (c) 极粗糙

同一个给定表面,对光波来说可能呈现得很粗糙,而对微波来说却呈现得很光滑,这是因为随机表面的粗糙度是以波长为度量单位的统计参数来表征的,表征表面粗糙度的

两个基本参量:一是表面高度变量的标准离差(standard deviation),或以均方根高度表征;另一是表面相关长度(surface correlation length),这两个参数的定义将在下节中叙述。

本节的主要内容是阐述后向散射系数 σ^0 和亮度温度 T_B 的一般特性,对象是以面散射为主要机理的介质。本节最后,列出了裸露土壤表面的实验数据,用它来阐述无周期性结构表面的 σ^0 与 T_B 随随机表面粗糙度和土壤介电常数的变化关系。

当随机表面受周期性结构调制时,一般来说, σ^0 和 T_B 值既是入射角 θ 的函数,又是方位角 ϕ 的函数,其中 ϕ 要相对于周期性结构的坐标系来

定义。 T_B 随 ϕ 和周期性结构几何图的变化关系将在第 19 章中讨论。相类似, σ^0 随这两个参数的变化关系将在第 21 章中讨论。

11-2.1 表面参数

表面高度标准离差 (σ) 和表面相关长度 (l) 是描述随机表面高度的两个统计变量,它是相对于一种基准表面而言的,基准表面可以是周期性结构的平静表面(例如成列的垄沟耕田表面),如图 11.6 (a) 所示,也可以是平均常值表面,这时只存在随机变量,如图 11.6 (b) 所示。

表面高度标准离差

假设有一表面处于 $x-y$ 平面内,在 $x-y$ 平面之上某一点 (x, y) 的高度为 $z(x, y)$ 。在表面上取统计意义上有代表性的一块,尺寸分别为 L_x 和 L_y , 并假设这块表面的中心处于原点,则表面的平均高度为

$$\bar{z} = \frac{1}{L_x L_y} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} z(x, y) dx dy \quad (11.5)$$

其二阶矩为

$$\overline{z^2} = \frac{1}{L_x L_y} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} z^2(x, y) dx dy \quad (11.6)$$

表面高度的标准离差 σ 就为

$$\sigma = (\overline{z^2} - \bar{z}^2)^{1/2} \quad (11.7)$$

如果 $z(x, y)$ 在 $x-y$ 平面范围内,与方位角为统计独立的,则上式可降低为一维关系式。

一维表面剖面图如图 11.7 (a) 所示。实用上, σ 是计算出来的,以适当间隔 Δx 对

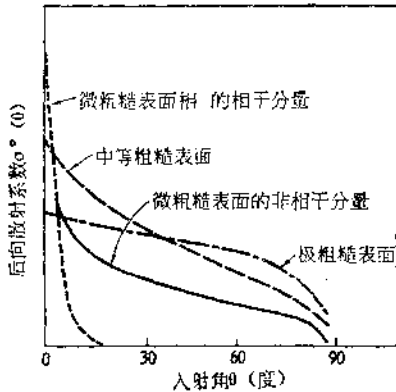


图 11.5 不同粗糙度表面时,后向散射系数随入射角变化关系

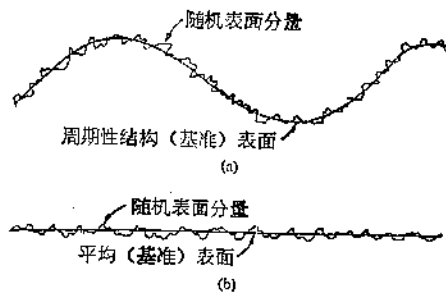


图 11.6 高度变量的两种结构
(a) 在周期性表面上叠加一随机高度变量; (b) 在一常值表面上叠加一随机高度变量

剖面离散化, 然后对离散值 $z_i(x_i)$ 数字化后计算而得。后面将讨论到, 如果在相应水平间隔 Δx 内, 高度差值 Δz 远小于入射波的波长, 那么, Δz 对 Δx 段表面的反射影响可以不考虑。根据经验, Δx 应该选择为 $\Delta x \leq 0.1\lambda$ 。

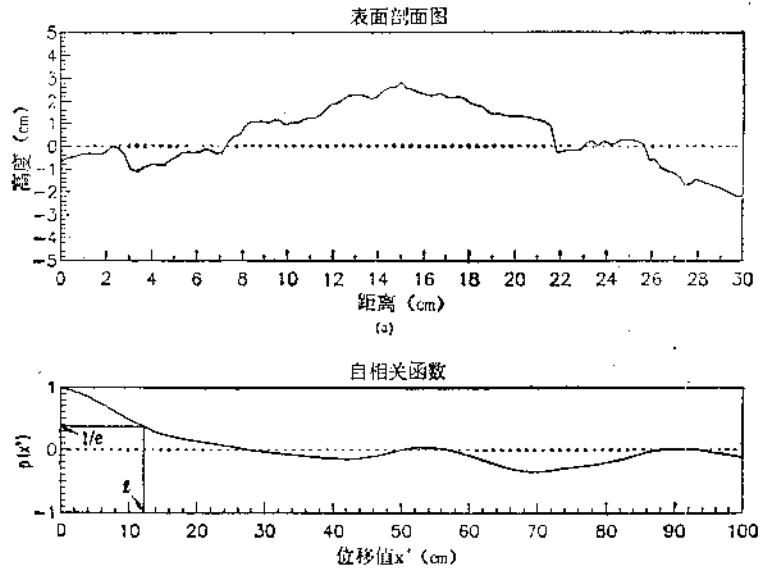


图 11.7 举例 (a) 表面高度剖面图; (b) 相应的自相关函数

对于一维的离散数据, 标准离差 σ 可按下式求出

$$\sigma = \left[\frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N (z_i)^2 - N(\bar{z})^2 \right) \right]^{1/2} \quad (11.8)$$

式中

$$\bar{z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i \quad (11.9)$$

N 为取样数目

表面相关长度

一维表面剖视值 $z(x)$ 的归一化自相关函数可以定义为

$$\rho(x') = \frac{\int_{-L_x/2}^{L_x/2} z(x)z(x+x')dx}{\int_{-L_x/2}^{L_x/2} z^2(x)dx} \quad (11.10)$$

它是 x 点的高度 $z(x)$ 与偏离 x 的另一点 x' 的高度 $z(x+x')$ 之间相似性的一种度量。对于离散数据, 相距 $x' = (j-1)\Delta x$ 的归一化自相关函数则由下式给出 (其中 $j \geq 1$ 的整数)

$$\rho(x') = \frac{\sum_{j=1}^{N+1-j} z_j z_{j+1}}{\sum_{i=1}^N z_i^2} \quad (11.11)$$

图 11.7 (b) 表示了按 (a) 的表面剖视图数据算出的 $\rho(x')$ 随间隔 x' 的变化关系。而当相关系数 $\rho(x')$ 等于 $1/e$ 时的间隔 x' 值被定义为表面相关长度 l 。可参见图 11.7 (b) 所示。

$$\rho(l) = 1/e \quad (11.12)$$

表面相关长度值 l 提供了估计表面上两点相互独立的一种基准。即如果该两点在水平距离上相隔距离大于 l ，那么该两点的高度值，从统计意义上说是近似独立的。极限情况下，即当为完纯光滑(镜面)表面时，面上每一点与其他各点都是相关的，相关系数为 1，因此在该特殊情况下， $l = \infty$ 。

11-2.2 光滑表面的判据

具备什么样的条件就可以认为表面从电磁特性上说是“光滑”的呢？所谓“光滑表面”通常指的是什么？本小节将回答这两个问题。

光滑表面的定义

先回答第二个问题。我们说，光滑表面指的是服从菲涅耳反射和透射定律的镜面，尽管这个定义在这里并不经常用。而从实验的观点来看，如果观测到的散射系数和发射率与由假设表面为镜面而计算所得值非常吻合的话，我们就可把该表面认为是光滑的。按照(11.4)式， r 状态极化下的发射率 e_r 是与双基地散射系数 γ_{rr} 和 γ_{rr} 的总和值有关，它要在上半半球的所有立体角(方向)上进行积分。如果象图 11.4 (a) 所示的镜面情况，这时交叉极化散射系数 γ_{rr} 为零， γ_{rr} 则由 δ 函数给出(见第 4-16.2 节)。这种情况下，(11.4)式写成

$$e_r(\theta) = 1 - \Gamma_{rr}^2(\theta) \quad (11.13)$$

式中 $\Gamma_{rr}^2(\theta)$ 是镜面的菲涅耳反射率。当从图 11.4 (a) 的镜面过渡到图 11.4 (b) 的微粗糙表面时，我们发现， $\sigma^0(\theta, \theta_i)$ (与 $\gamma(\theta, \theta_i)$ 只差一个 $\cos\theta$ 因子)的方向性图逐渐变成一个窄波瓣(而不是原先的 δ 函数了)，波瓣轴线仍在镜面方向上。此外，计及漫散射后，在方向性图上包含有低幅度的宽波瓣。如果图 11.4 (b) 的表面发射率是按(11.13)菲涅耳表达式来计算的，则结果误差将与散射方向性图接近 δ 函数的程度有关。只有在完纯良导体的情况下除外，对良导体表面，(11.4)式积分值总是为 4π ，而与表面粗糙度无关，因而发射率 $e_r = 0$ 。实际上，如果满足由下面给出的(11.19)式的条件，则用(11.13)式计算的误差为 1% 量级，还可能更小些。

对于镜面情况，因为它只产生相干分量，因此平行极化后向散射系数 $\sigma^0(\theta)$ 只包含处于天顶角 ($\theta = 0^\circ$) 位置的 δ 函数，其他 θ 值为零；交叉极化散射系数对所有 θ 角均为零。如果是微粗糙表面情况，天顶角位置的相干分量略有下降，偏离天顶角附近角区域内， $\sigma^0(\theta)$ 值随 θ 角以指数规律下降(见图 11.5 所示)。在法向附近 θ 范围内， $\sigma^0(\theta)$ 表达式为

$$\sigma^0(\theta) = \sigma^0(0)e^{-a\theta} \quad (11.14)$$

式中 a 为常数。由于 $\sigma^0(\theta)$ 随 θ 值的增大下降得很快，有时落差为二至三个数量级，为压缩比例尺，习惯用分贝来做 σ^0 的单位，而不用 $m^2 \cdot m^{-2}$ 单位。这时

$$\sigma_{dB}^0(\theta) = 10 \log \sigma^0(\theta) \quad (11.15)$$

将(11.14)代入上式得

$$\sigma_{dB}^o(\theta) = \sigma_{dB}^o(0) - a'\theta \quad (11.16)$$

式中 $a' = 4.34a$ ，它的单位是分贝/度。 θ 单位为度。从测量的观点来说，如果稍偏离天顶角位置时，后向散射功率很小以至无法测出的话，就可认为它是属于镜面情况。从(11.16)式来看，当 a' 超过某值时，也等效地认为是镜面。实验者的经验认为，如果当 $\theta = 0^\circ$ 与 $\theta = 10^\circ$ 之间的落差大于 40 dB 时，就可认为是镜面，这情况下相对应于 $a' \geq 4$ dB/度。当然，从理论观点上说，上述的这种判据是有点主观的。

在文献中，当“光滑表面”术语与辐射相联系时，通常意味着，由(11.13)式给出的镜面辐射表达式是适用的。相反，在研究后向散射系数时，“光滑表面”术语只表明 $\sigma^o(\theta)$ 随 θ 值的增大而下降很快，并不意味着在天顶角附近的 $\sigma^o(\theta)$ 完全是由相干镜向分量所组成。

光滑度判据

现在来研究图 11.8 中的几何关系。雷利判据指出：如果两点的反射程差的相位差 $\Delta\phi$ 小于 $\pi/2$ 弧度，那么该表面可以认为是光滑的。

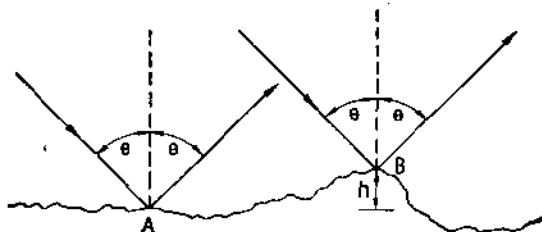


图 11.8 A 与 B 点间反射程差的相位差， $\Delta\phi = 2kh\cos\theta$ ，
其中 $k = 2\pi/\lambda$

由几何关系得出， $\Delta\phi = 2kh\cos\theta$ ，如果让它小于 $\pi/2$ ，便导出

$$h < \frac{\lambda}{8\cos\theta} \quad (11.17)$$

对于用表面高度标准离差 σ 来表征的随机表面，瑞利判据可用下式来表达，即将(11.17)中 h 以 σ 代替：

$$\sigma < \frac{\lambda}{8\cos\theta} \quad (\text{瑞利判据}) \quad (11.18)$$

瑞利判据用于作为表面光滑度(或粗糙度)的一阶分类器是很合适的。但是在微波波段，波长与表面的 σ 值可以相比拟，要建立自然表面散射特性模型，必须借助于更严格的判据。例如，我们打算建立无线远场距离条件的判据，它要求从天线的中心与从边缘到达接收点的最大相位程差小于 $\pi/8$ 弧度，这个条件被称为弗兰霍弗 (Fraunhofer) 判据。

$$\sigma < \frac{\lambda}{32\cos\theta} \quad (\text{弗兰霍弗判据}) \quad (11.19)$$

满足上述条件的面被认为是光滑的。上式判据与下节将讨论的实验数据是一致的，而瑞利判据并不符合。

11-2.3 表面粗糙度的影响

后向散射系数

图 11.9 所表示的是在 1.1 GHz 频率下测到的不同表面粗糙度土壤的五条 σ^0 对角度的响应曲线,这五种裸露土壤农田具有几乎相同的含水量(因此介电常数也相同),但其均方根高度不同,最光滑的为 1.1 cm,最粗糙的为 4.1 cm (Ulaby 等,1978)。五种表面均不包含明显的大尺度周期性结构。表面粗糙度对 σ^0 的影响从曲线上是显而易见的:最光滑的第一号农田, σ^0 随入射角增大而急剧下降,从天顶角时的 18 dB 下降到 $\theta = 30^\circ$ 时的 -27 dB;相反,在最粗糙的第五号农田的情况,从天顶角到 30° 的 σ^0 变化落差仅为 3dB。

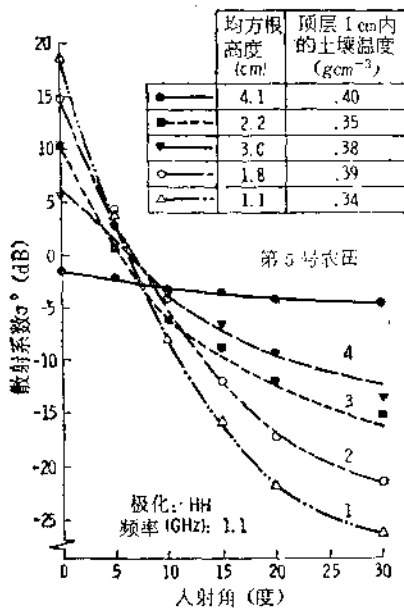


图 11.9 在 1.1 GHz 频率时,测得不同表面粗糙度的五种裸露土壤农田的散射系数随角度的变化关系

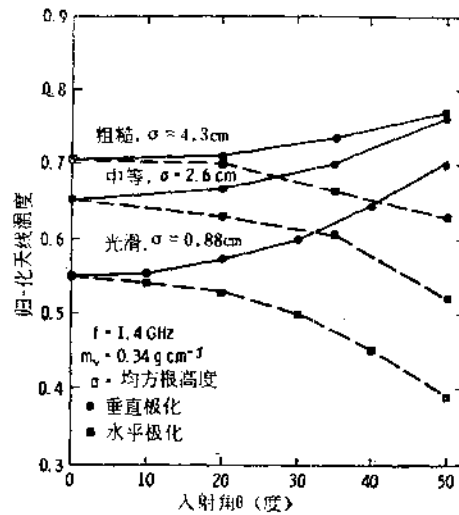


图 11.10 在 1.4 GHz 时,三种不同表面粗糙度裸露土壤的归一化天线温度随角度的变化关系 (Newton 与 Rouse, 1980)

从电磁特性来说,均方根表面高度 σ 应该用波长 λ 为单位来度量。在理论模型中(第十二章), $k\sigma$ 值(其中 $k = 2\pi/\lambda$) 常被用于此目的。上述例子中 $\lambda = 27.3\text{cm}$ (即 $f = 1.1\text{GHz}$), 所以第一号农田的 $k\sigma = 0.25$, 第五号为 0.94。作为一般性指标, $k\sigma = 0.2$ 可以认为光滑表面, $k\sigma > 1.0$ 认为很粗糙表面。然而必须指出, $k\sigma$ 值并不是决定表面粗糙度的唯一参量,相关长度 l (取 kl 更好) 也是应考虑的一个参量。关于 $k\sigma$ 和 kl 在确定 σ^0 时所起的作用将在第十二章中涉及, Fung 与 Eom (1981) 的文章,以及 Ulaby 等人 (1981a) 的文章中都讨论到。在第 12-8.2 节中将指出,在利用图 11-9 中 $k\sigma$ 值的基础上,再合适地选择 kl 值 (l 值不是测量值),可以使由 12-4.5 节的模型所预测的理论值与图 11.9 曲线的测量值之间达到非常好的吻合。

亮度温度

表面粗糙度对裸露土壤的微波辐射特性的影响示于图 11.10 中,数据是在 1.4 GHz

频率下测得的,被测对象为三种不同粗糙度的农田表面(Newton 与 Rouse, 1980)。测量数据用归一化天线温度来表示,它等于由辐射计测得的天线温度除以土壤表面的实体温度(physical temperature)。被测的天线温度一般情况下还包括因天空向下辐射而引起散射的温度贡献(见第 4-9.3 节),不过在 1.4 GHz 时,该贡献很小可以忽略。因此,归一化天线温度就近似等于表面的发射率 e 。

由图 11.10 可见,随着表面粗糙度(用均方根高度 σ 来表征)的增大,水平极化与垂直极化发射率曲线的整个电平均抬高。还可发现,随着 σ 值从 0.88 cm 增至 2.6 cm,最后到 4.3 cm 的变化,相应地, e_v 和 e_h 两曲线之间的间隔愈来愈小。因此,当表面很粗糙时,发射率趋向与极化无关。

在第 12-8.2 节同样也讨论到,在利用图 11-10 中均方根高度 σ 的基础上,再合适地选择相关长度 l ,可以得到面散射模型,由此模型所得到的计算值,与图 11-10 的测量值之间也达到非常好的吻合。而由 Choudhury 等人(1979)提出的简单模型也能得到与实验数据的近似吻合,这是一个单参数模型,它仅用均方根高度 σ 一个参数来表示粗糙度。按照这个简单模型,发射率 $e_r(\theta)$ 由下式给出

$$e_r(\theta) = 1 - \Gamma_r^{sp}(\theta)e^{-k' \cos^2 \theta}, \quad r = h \text{ 或 } v \quad (11.20)$$

式中 r 为极化标志, $\Gamma_r^{sp}(\theta)$ 是极化镜面反射率,由(4.132)式决定, θ 为入射角, k' 为粗糙度参数,它等于

$$k' = 4k^2\sigma^2 \quad (11.21)$$

在给定表面粗糙度的条件下,(11.20)式通常能与 $e_r(\theta)$ 的实测数据得到令人满意的吻合,但是式中的 k' 参数需要由经验来选定,而不能由(11.21)式来指定。例如当表面的 σ 值分别为 0.88, 2.6 与 4.3 cm 时(如图 11.10), Choudhury 等人(1979)认为:(11.20)可以与实测数据吻合,但 σ 应分别取 0.0, 0.9 与 1.2 cm,再代入(11.21)算出 k' 值才是合适的。因此,尽管(11.20)式因简明而很吸引人心,但这个单参数模型只能作为一个近似的半经验模型来应用,并应时刻记住公式的限制条件。

在 $\sigma = 0.88$ cm 的光滑表面情况, e_v 与 e_h 的实测角方向性图同镜面的理论计算值之间的一致性很好。按照(11.19)给出的粗糙度判据,当 $f = 1.4$ GHz (即 $\lambda = 21.4$ cm) 时,如果满足 $\sigma < (0.67/\cos\theta)$ cm,可认为该表面是光滑的。为此,将 $\sigma = 0.88$ cm 代入,只有 $\theta > 40^\circ$ 的实测数据才满足粗糙度判据(即认为是光滑表面)。低入射角下 ($\theta < 40^\circ$),只是近似地满足。

11-2.4 介电常数的影响

土壤的微波介电常数很大程度上是由土壤含水量决定的,与土壤成分的关系反而不是很大。在 1.4 GHz 频率下测得的两种类型土壤的相对介电常数 ϵ_r 的变化范围如图 11.11 所示。对于别的频率与其他类型的土壤也测得相类似的曲线,这些曲线第三卷的附录 E 中给出。利用土壤介电常数的实部与虚部的关系式,由土壤含水量就能决定在空气-土壤的分界面上极化菲涅耳反射系数的幅值,还能确定土壤介质中的穿透深度(以介质中的波长为度量单位)。如果穿透深度较大,则除了计算面散射贡献外(在第 11-4 节中讨论),还应考虑体散射贡献。本节的目的讨论接近表面层的介电特性对面散射和辐射的

$\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon''$

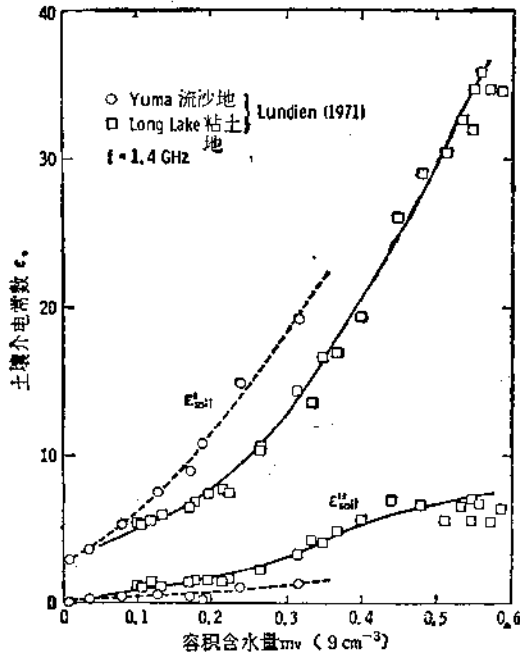


图 11.11 在 1.4 GHz 时测得的两种不同类型(流沙地与高粘土地)土壤的相对介电常数随容积含水量的变化关系。图中曲线由 Wang (1980) 按理论模型计算所得

后向散射系数

不同土壤(湿的与干的)含水量状态下测得的 σ^0 角度响应曲线如图 11.12 所示, 测量频率为 4.25 GHz, 图 11.12 (a) 是光滑表面情况(均方根高度 $\sigma=1.1\text{cm}$); 图 11.12 (b) 是粗糙表面 ($\sigma=4.1\text{cm}$)。由大多数散射模型导出的散射系数表达式表明, 散射系数 $\sigma_{\theta}^0(\theta)$ 直接正比于 ϵ 极化下的功率反射系数(镜面反射率) $\Gamma_{\theta}^p(\theta)$, 而 $\Gamma_{\theta}^p(\theta)$ 的幅值是由 θ 角和土壤表面的介电常数所决定的, 因而同样由土壤含水量来决定(还有土壤类型)。这样, 对一给定表面, 它的 $\sigma_{\theta}^0(\theta)$ 随土壤含水量的变化规律类似于 $\Gamma_{\theta}^p(\theta)$ 随含水量的变化规律。实验数据告诉我们, 这个结论近似正确, 但不是很精确。不精确的原因是由下述两方面所造成的: (a) 通常, 裸露土壤的后向散射贡献中除了面散射外, 还有体散射贡献; (b) 在实际观测条件下, 表面粗糙度和土壤含水量参数并非是完全的独立变量。例如湿土壤变干后, 大块土打碎后变成小块土, 因而粗糙度也随着改变。这些过程的详细情节留在第三卷的第 21 章中讨论, 在那里, 将联系到如何用雷达来测土壤含水量问题。有关 σ^0 随土壤含水量变化的经验表达式将在本章的第 11-5.2 节中叙述。

亮度温度

由于表面反射率随含水量的增加而增大, 而发射率等于 1 减去反射率 [见(11.4)式], 因此发射率随含水量的增加而减小。这种特性见图 11.13 所示, 它是在 1.4 GHz 下对光滑土壤表面 ($\sigma=0.88\text{cm}$) 所测得的归一化天线温度(近似等于发射率 ϵ) 的角度方向性

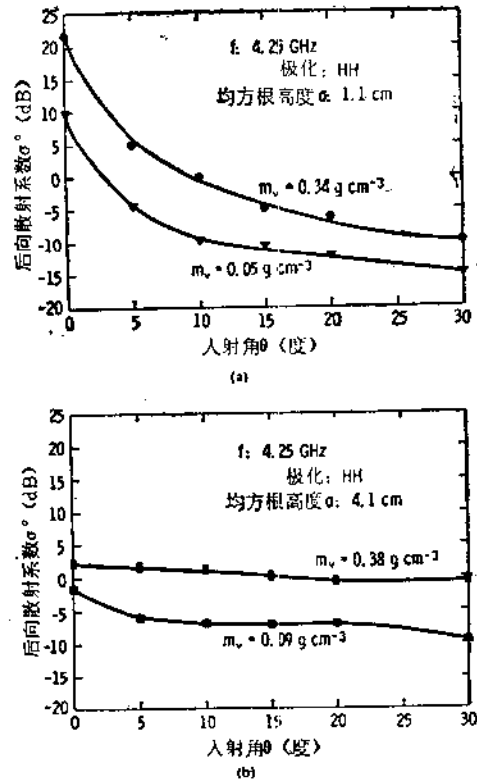


图 11.12 湿的和干的土壤的后向散射系数比较 (a) 光滑表面; (b) 粗糙表面

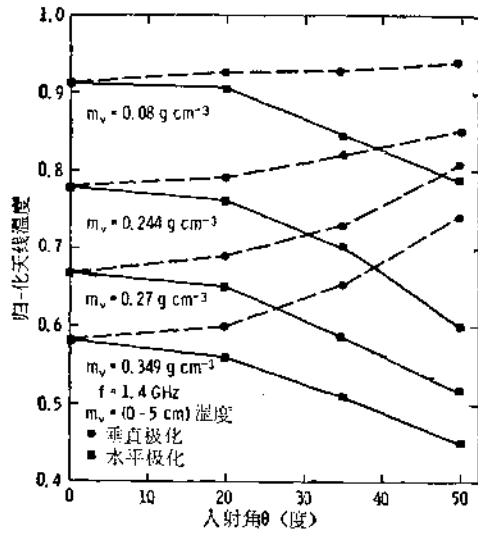


图 11.13 各种不同土壤的含水量状态下,实测到的光滑表面(均方根高度为 0.88 cm)的归一化天线温度(发射率), (Newton 与 Rouse, 1980)

图. 所画的四组曲线分别代表四个土壤含水量。在天顶角位置处 ($\theta = 0^\circ$), 含水量 m_v 由 0.08 变化到 0.35 g cm^{-3} , 相应的发射率从 0.91 降低到 0.58。鉴于微波发射率与土壤的含水量有强烈的依赖关系, 因而使我们想到, 可利用机载和星载的微波辐射计来监测土壤含水参量。不过, 还有其他因素也会影响发射率, 例如, 表面粗糙度和植被覆盖层都会影响土壤的发射特性, 这些将在第 11-6.2 节作简短讨论, 详细叙述要留在第十九章中(第三卷)进行。

11-3 简单物理模型

详细的散射数学模型将在本书第十二章和第三卷的第十三章中阐述。可是, 对散射物理机理的很多理解是能够基于相对简单的概念基础上的。因此本节先讨论一些常用的模型, 其他模型结合应用再讲。

11-3.1 点散射体

在第 7-1 节中所定义的散射系数 σ^0 的概念包含了多个独立散射体, 虽然表面的各个单元的特性并没有提及到。早期的某些模型是假设面散射是由多个点散射体所造成的, 也就是说, 这些独立单元被假设为各向同性的散射体或偶极子, 它们的独立方向性图都非常宽。

早期著书者之一 Chapp (1946) 曾研究过这些模型的性质, 他提出的模型都是基于小球形散射体集合的基础上的, σ^0 变量随入射角的变化关系为

模型 1:

$$\sigma^0(\theta) = \sigma^0(0) \quad (11.22)$$

模型 2:

$$\sigma^0(\theta) = \sigma^0(0) \cos \theta \quad (11.23)$$

模型 3:

$$\sigma^0(\theta) = \sigma^0(0) \cos^2 \theta \quad (11.24)$$

模型 1 假设各小球体相互独立并相隔足够距离,以至不会相互遮蔽,因而小球体各向同性的再辐射方向性图能保持不变. 这个模型的应用场合,是要求小球排列在足够深的表面层中,以至平均来说,在所有的人射角下,波束照射的小球总数相同. 这些条件在实用上是不现实的,因而自然表面中很少能得到与模型 1 相一致的实验结果.

模型 2 是小球体填充得更为密集的情况,从而人们必须引入照射投影面积与表面面积两个概念,在第 11-1 节已简短地提到过. 图 11.14 表示了在人射角为 θ 时增量照射面积的几何关系. 假设面积为矩形,宽为 Δy . 下面讨论两种面积: 表面面积为

$$\Delta A_s = \Delta x \Delta y \quad (11.25)$$

以及投影面积为(垂直于辐射来向)

$$\Delta A_p = (\Delta x \cos \theta) \Delta y = \Delta n \Delta y \quad (11.26)$$

对于俯仰方向宽度为 β 的给定照射波束来说,当消除距离因子以后,穿过 ΔA_p 的功率值与 θ 无关,其 ΔA_p 值同样与 θ 无关. 因而单位投影面积上的功率值也与 θ 无关. 然而表面面积 ΔA_s 却随 θ 增大而增大,从而单位表面面积上的功率值随 θ 增大而减少. 这意思是说,由单位表面面积上散射功率所决定的散射系数值也是 θ 角函数. 又因为给定表面面积中小球体总数相同,因而在表面层上填充的小球较密集的情况下,投射到单位面积的人射功率将随 θ 的增大而减小,这就是模型 2 的基本思想.

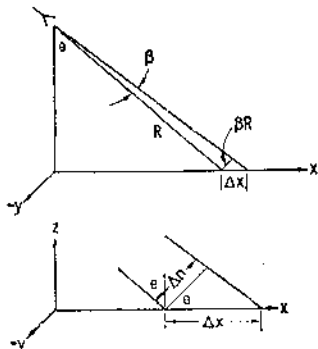


图 11.14 表面面积 Δx 与投影面积 Δn 之间的相对几何关系

模型 3 基于光学的朗伯定律. 它假定每个小球体的再辐射是按余弦定律,而不是各向同性. 再加上单位面积的人射功率也同样按余弦定律下降,因而联合表达式如(11.24)所示. 当入射角处于中等范围内时,粗糙实体表面有时具有这种模型特性.

在数学上,首先应从无损耗导体的球组合中推导出模型 2,然后再扩展到有损耗情况. 对于一块投影面积 ΔA_p ,在距 R 处的人射功率为

$$P_i = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \Delta A_p \quad (11.27)$$

式中 P_t 为发射功率, G_t 为发射天线增益. 假定上半球的辐射是各向同性,并没有透射到下层,由 ΔA_p 投影面积辐射并被有效口径为 A_r 的天线所接收到的功率为

$$P_r = \frac{P_t A_r}{2\pi R^2} = \frac{2P_t G_t A_r}{(4\pi R^2)^2} \Delta A_p \quad (11.28)$$

再将该功率值同表面面积 ΔA_s 相联系起来. 在第 7-1 节中已给出雷达方程的标准形式为

$$P_r = \frac{P_t G_t A_r}{(4\pi R^2)^2} \sigma^0 \Delta A_s \quad (11.29)$$

比较(11.28)与(11.29)式得

$$\sigma^0 \Delta A_s = 2 \Delta A_p$$

因此该状态下

$$\sigma^0 = \frac{2\Delta A_p}{\Delta A_s} = 2 \cos\theta \quad (11.30)$$

在无损耗条件下,由于以将再辐射限制在上半球内进行为约束条件,因此 σ^0 最大值为2. 如果存在损耗,那么再辐射总功率要下降,因此

$$\sigma^0(\theta) = \sigma^0(0) \cos\theta \quad (11.23)$$

式中 $\sigma^0(0)$ 小于2.

某些遥感领域工作者认为,模型2可以代表理想的粗糙表面. 并且把所有的散射都归结为如此一种表面面积的散射. 而另外一种观点则是将所有的散射都归结为投影面积的散射,而不是表面面积. 这时定义的散射系数为 r , r 与 σ^0 之间关系相差 $\cos\theta$,如(11.3)式所示. 用 $r(\theta)$ 来表达模型2时,表达式为

$$r(\theta) = r(0) \quad (\text{理想粗糙表面}) \quad (11.31)$$

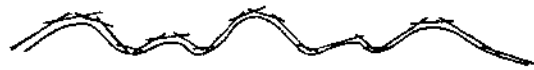
朗伯定律(模型3)所表达的上半球的再辐射是余弦方向性图,这意味着 $r(\theta)$ 不是常数,而是

$$r(\theta) = r(0) \cos\theta \quad (\text{朗伯定律}) \quad (11.32)$$

尽管实际的散射系数变量很少是非常接近模型2或模型3的,可是人们还是用其中的一个,或者用介于两者之间的模型来表达植被的散射.

11-3.2 小面单元

不同于 Clapp 法的另一种研究途径是采用小面单元模型. 小面单元产生的散射,从概念上讲它更接近于镜面反射,而不是散射模型,可是却常用它来描述散射机理. 图 11.15 表示如何将一连串的小面单元近似地表达一个粗糙表面,每个小面单元均与实际平面相正切. 小面单元模型在处理小面单元集合体的散射与反射时,既考虑它们的再辐射方向性图,又要将它们的斜率分布计及在内.



粗糙表面被正切分解

图 11.15 将粗糙表面表示为一连串小面单元的集合体

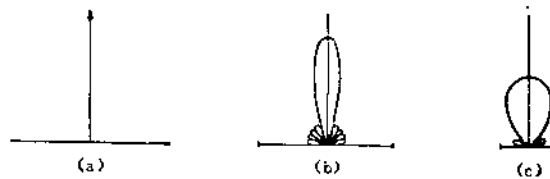


图 11.16 法向入射时小平面单元的再辐射方向性图

(a) 无限大平面单元; (b) 宽大平面单元; (c) 窄小平面单元

由一块单独的小面单元所产生的散射特性决定于该平面单元的大小. 图 11.16 表示了这种概念. 图 11.16 (a) 表示一块无限大平面的散射,它属于镜面反射器,用 δ 函数表达,因此只有当法向入射情况下,才唯一地有可能将再辐射能量返回到发射点源处. 图

11.16 (b) 表示了一块宽大的但伸展有限的平面单元,它具有较窄的再辐射方向性图。图 11.16 (c) 表示了一块窄的小面单元,它具有宽方向性再辐射图形,后两种有限小面单元均存在有旁瓣,但它们的旁瓣幅值均比主瓣要小。

定量地描述小面单元的尺寸仍需借助于波长单位来度量。对所谓宽大的平面单元,它的横跨尺寸必须具有多个波长。这种概念与天线口径的辐射方向性图概念相类似。因而对同一个小面单元来说,它在短波长时具有窄再辐射方向性图,而在长波长时却具有较宽方向性图。

用图 11.17 来解释这种概念。图中表示了六块小面单元的再辐射方向图,在图的下方不仅画出了在合适方向上的最大可能贡献,而且画出了在实际的雷达后向散射上的贡献。大平面单元的主瓣再辐射方向在镜向,而不在雷达方向,而小面单元的再辐射的定向性要差一些,它们的贡献同最大潜在值(主瓣电平)并没有一定比例关系。

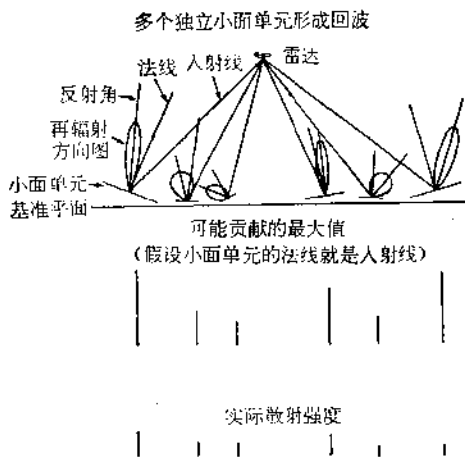


图 11.17 小面单元模型

回头再讨论图 11.16 (a) 的情况。对小面单元伸展为无限的假设是相对于波长而言的,因此现实的无限大平面单元,就要假设波长为零了。这个假设也同样隐含着几何学的意思,因此小面单元模型也被称做几何光学散射模型。根据这个假设,只有那些能将信号折回接收天线的合适斜度的小面单元才对回波有贡献。这个观点见图 11.18 的解释,图中接收天线对小面单元的张角为 $2\Delta\theta_m$, 斜度变化 $\Delta\theta_m$ 范围内的小面单元贡献了所有接收信号。假定小面单元斜度的概率密度函数为 $p_s(\alpha)$, 则接收功率为

$$P_r = A \int_{\theta - \Delta\theta_m/\beta}^{\theta + \Delta\theta_m/\beta} p_s(\alpha) d\alpha \quad (11.33)$$

式中 A 是常数,它包括了雷达方程式中的有关雷达参数和距离因子。

相对说来,几何光学在数学处理方面是比较容易的,因为它只需要斜率分布和天线几何尺寸就可以了。当小面单元为有限尺寸和有限波长时,斜度分布的概率密度函数 $p_s(\alpha)$ 和小面单元大小分布的概率密度函数都要用到,而后者是很难确定的。事实上,小面单元的大小和斜度两者之间是有联系的,故需建立一个联合概率密度函数 $p_s(\alpha, \text{大小})$ ——这仅是一维的情况。当斜度在两维上有方向性时,联合分布的概率密度函数为 $p_s(\alpha_x, \alpha_y, \text{大小})$ 。尽管这种方法从直观上说比较好,可是由于要建立有用的概率密度函数非常困难,因而实用价值不大。

一个粗糙表面可以用一组正切小面来近似,这种近似法还可以利用曲面散射的公式来进一步改善。虽然用“曲面单元”来代表真实的粗糙面总要比正切平面好,但是要建立这种模型仍会遇到许多困难,这种方法的某些理论虽然已经产生,但还没有被普遍承认。

由于镜向反射只能发生在射线垂直入射于目标的情况下,因此除了陡峭斜度光滑面的这种特殊表面外,一般入射角均限制在垂直方向附近。真正的镜向反射(相当于从无限

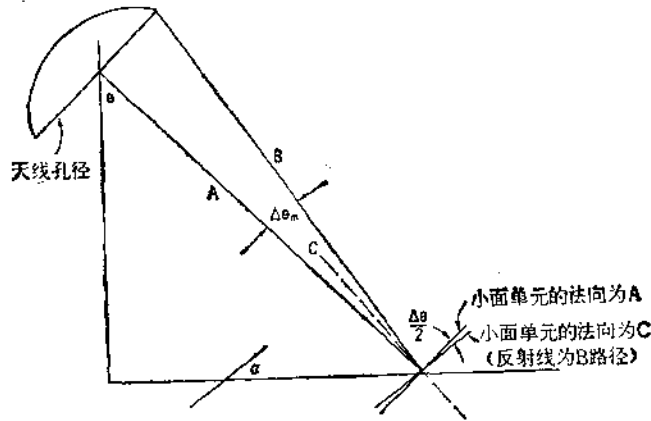


图 11.18 零波长含义下小面单元反射的几何关系图(几何光学)

大平面反射的信号)的产生,要求平坦面积上至少占有两个以上的菲涅耳区。这种条件较少遇到,这时,好象信号从一个镜象点射来,这个镜象点位于表面之下(假设雷达在表面之上),离表面有同样的距离。这样,常用的雷达方程可改写为

$$P_r = \frac{P_t G_t A_r \Gamma^{SP}}{4\pi(2h)^2} \quad (11.34)$$

式中 h 为雷达离表面的高度, Γ^{SP} 是非涅耳功率反射系数。

上述情况比较少见。较合理的是小于一个菲涅耳区伸展的平面,即如图 11.16 (b) 那样宽的小面单元却较常见。在接近垂直入射时可取这种模型。散射系数通常如图 11.19 那样变化,它是两种分量的叠加:一是镜向反射的 δ 函数,另一是相似于 Clapp 模型的一种, σ^0 具有随入射角的加大而平稳地减小的特性。当选用有一定宽度的窄波束天线来观测时,在波束之内的平均结果产生了联合镜面与粗糙面响应的平滑曲线。由于准镜面的小面单元是常见的情况[图 11.16 (b)],因此图 11.19 所示的曲线同样可用于作为近垂

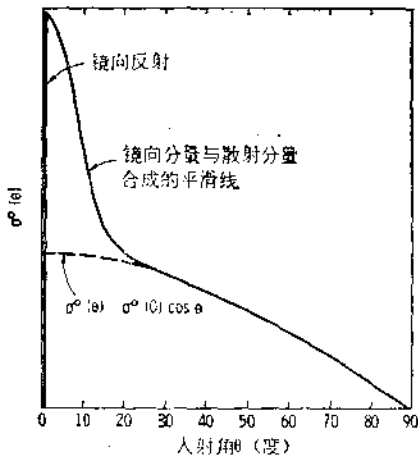


图 11.19 后向散射系数包含了天顶角附近的相干镜向分量和随 θ 角慢变化的非相干散射分量(虚线曲线),实线平滑曲线是上述两种分量的总和。用一相对窄的天线方向性图测得

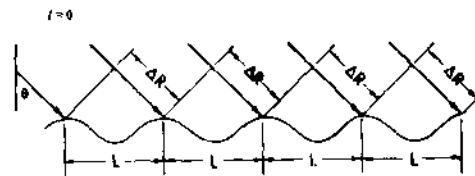


图 11.20 当 $\Delta R = n\lambda/2$ 时,布喇格散射的同相位相加

直照射的小面单元模型和大人射角下的粗糙表面模型的一种联合响应。

11-3.3 布雷格 (Bragg) 谐振

表面还可以用围绕平均值的垂直偏差量的频谱来描述。在大入射角(大于 30°)的情况下,在频谱线中经常呈现明显高的谐振分量,尽管谐振频段内含有的能量比总能量小得多。这种机理已被用来描述海面散射,描述由弱张力波与短重力波产生的谐振现象,即使这些波只有 10^{-4} m 波高量级,它们叠加在几米高的波上。这种现象被用布雷格谐振术语来描述。布雷格谐振术语最早曾用于波谱学中。

图 11.20 表示了布雷格谐振现象。图中表示了表面频谱中具有一正弦分量,入射平面波以 θ 角入射到表面。表面正弦波的波长为 L ,而雷达波长为 λ 。如果从发射源到每个逐次波峰的附加距离为 $\lambda/2$ 的话,那么从各逐次波峰反射回来的来回路程的相位差为 360° ,因而各回波信号为同相位相加。相反,如果是另外的路程差(不是 $\lambda/2$ 的整数倍),则它们是非同相位相加。

如果我们假定:回波信号是由每个布雷格谐振波并在波的同部位反射产生的,因此接收到的电压是各个单独波电压的相位相干的总和,表示为

$$V_r = \sum_{i=0}^N V_0 e^{-i2k^y e} e^{-i2ki\Delta R} \quad (11.35)$$

式中 N 是在照射区中各谐振分量的总周期数。因 11.35 式是一个几何级数,与天线阵列的计算相似,其总和值很容易得到,为

$$V_r = V_0 e^{-i2k^y e} \frac{\sin [k(N+1)\Delta R]}{\sin [k\Delta R]} \quad (11.36)$$

最大电压值正比于 $(N+1)$,因而最大功率值正比于 $(N+1)^2$ 。非谐振散射体的平均功率是正比于它的散射体总数,而不是总数的平方。所以,数目很大的小谐振散射体的散射效应能超过差不多大小的随机分布大散射体的散射效应。

布雷格谐振条件是

$$k\Delta R = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta R = n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (11.37a)$$

用表面的空间波长 L 和入射角 θ (图 11.20) 来表达,则布雷格谐振条件又可写成如下形式:

$$\frac{2L}{\lambda} \sin \theta = n \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (11.37b)$$

举一个例子来说明散射强度的量级。假设满足 (11.37b) 式的一组数据是: $\theta = 30^\circ$, $\lambda = 3$ cm 和 $L = 3$ cm。如果在谐振表面波进行方向的照射面积的长度为 3 m,那么 $N = 100$ 和 $V_{r,max} = 101V_0$,而接收到的谐振功率为 $10201 V_0^2$ 。而强度为 20 dB 的一块大散射体的散射功率也只有 $100 V_0^2$,它比 100 块小谐振散射体的功率小 20 dB。即使强度为 20 dB 的大散射体有 100 块,它们的散射功率才同 100 块小的谐振散射体的效应相当。如果照射面积的长度为 3 cm,它包含有 1000 个谐振散射体,它们的散射功率为 $10^6 V_0^2$,因而,需要 1000 个强度为 30 dB 的非谐振散射体,才能产生同样的回波功率。对于机载和星载散射计来说,它们的机下或星下照射面积为几百或几千平方米,因而即使谐

谐振散射体非常小，但谐振效应是非常强的，它将在回波中占支配地位。这种谐振效应类似于在第七章中讨论的相干合成，也与第九章中讨论的合成孔径雷达的成象原理有联系。

11-3.4 硬目标

假设有一幅雷达图象，它的大部分面积产生前面所述的表面散射，但其中还有一些孤立的很强的散射体，会产生一些图象的重要特征信息，这些强散射体通常称为硬目标。产生强散射的目标，可能是基本法向入射的金属平板，也可能是略呈圆拱形的金属表面；可能是谐振元件，也可能是在合适方向安置的线导体。它们中的大多数是根据角反射器的机理所产生的。

谐振元件是那些 $\lambda/2$ 整数倍长的金属目标或高介电常数的目标。这些目标具有与同样尺寸的天线相同的再辐射方向性图。举例来说，有一根半波长的金属导体在电磁场的视界内，它的再辐射方向性图就类似于 $\lambda/2$ 天线增益方向性图的平方，为

$$\sigma = \sigma_{\max} \cos^4 \theta \quad (11.38)$$

其中 θ 角是从垂直于目标轴的法向算起。入射波的极化可以不与目标平行，只要有一部分电场矢量平行于目标就行。如果入射电场与目标不完全平行，那么散射场的极化方向就和入射场不同，如图 11.21 所示。图中，入射场 E 是垂直的，而目标（导线）是倾斜的，散射场的极化方向将与把导线当做为天线时的辐射极化方向相同（既有垂直分量，又有水平分量）。

这种谐振效应是很有功效的。举例来说，在一张用 K_u 波段拍摄的机场图象中，发现在停机坪内有点特别亮的信号点，可是在制图时，停机坪上实际并没有飞机。经过对地面的仔细调查才发现，这些亮点是由一些小的排水沟所构成的谐振元件引起的。

长的线导体，即使不谐振，也能给出很强的回波。当入射波方向与导体轴相垂直时，产生最强的回波。如果导体长度为好几个波长（在一个菲涅耳区内），它的散射信号，也与从同样尺寸的线性辐射天线所接收到的信号一样。

对于建筑物群，它的角反射器效应是非常突出的。特别要强调的是，这种角反射体可以在很宽的人射角范围内给出强回波，因而在第十章的讨论中认为它可以作为定标目标用。在一些建筑物群中，是由垂直高墙与地面之间形成角反射体，也可以由墙之间或墙与屋顶之间构成角反射体。路边的小围墙、道牙与井栏同样都可以产生角反射体效应。

在第十章中所讨论的大多数角反射器是由三个面构成的，因此在通过各自轴的任一平面内的方向性图都相似。而上述城市建筑物产生的角反射器通常由两个面形成，所以入射波必须近似地垂直于角反射器的共线，才能产生最大回波。当对一个以网格划分的

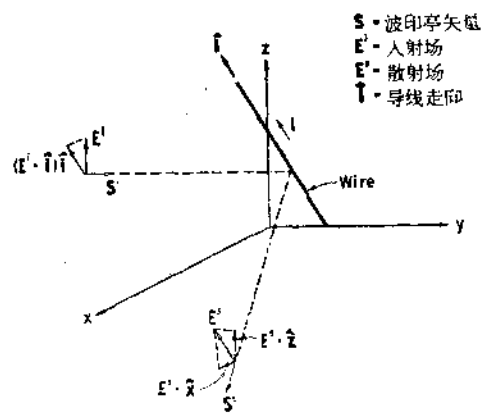
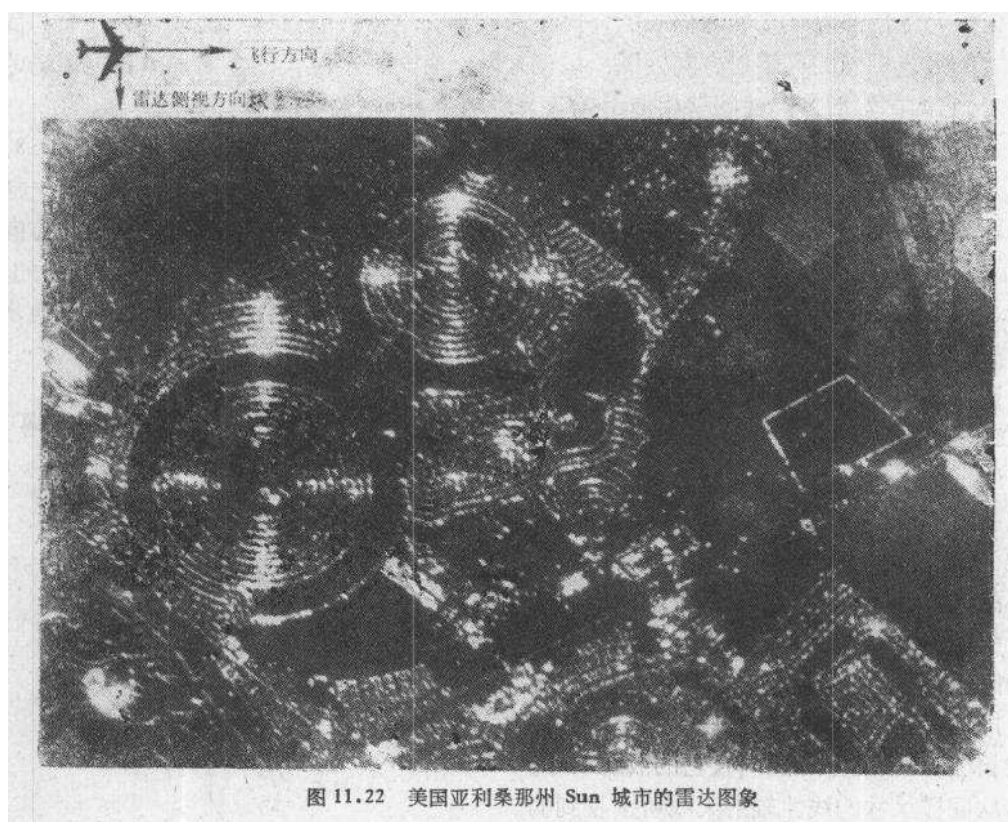


图 11.21 当入射场的极化方向为平行于 z 轴时，导线的散射场的极化方向具有 x 方向和 z 方向两个分量

城市取图时, 这会引起所谓方位基点效应 (cardinal-point effect)。当雷达沿着网格线的任一线平行飞行时, 侧视雷达的波束将与平行于飞行方向的那些墙形成的角反射器相垂直, 因此建筑物的回波很强。当雷达在其他方向飞行时, 由于不发生角反射器的增强现象, 因而回波较小。在具有一般分辨能力的雷达系统中, 要求雷达飞行方向一定要平行于网格线, 否则那些供制网格用的小村庄将被漏掉, 而当飞行方向正确时, 这些小村庄的回波还是相当强的。

这种方位基点效应的一个很好的例子表示于图 11.22 中, 这是一幅美国亚利桑那州的一个叫做 Sun 城市的图象。这个城市的建筑物是按同心圆式布局来建设的, 因而当雷达沿着一个方向直线飞行时, 各个建筑物的墙对雷达波束呈现不同的方位角, 而那些墙的走向平行于飞行方向的建筑物, 会呈现出较亮的回波信号。



11-4 体散射特性

在自然界中, 严格来说, 媒介质都是不均匀的。只有在特定的人射波频率、入射角或特定的介质状态下, 有些介质才可以作为均匀介质来处理。在第 11-1 节中已经提到, 在地貌的散射和辐射中, 同时存在有面散射与体散射。然而, 在实用时, 我们可以忽略面散射或者体散射。譬如, 在微波领域中, 海水具有大的介电常数, 因而可将海水作为均匀介质处理, 只产生表面散射; 而在光学波长领域中, 海水的介电常数很小, 海水中的微粒能产生很重要的体散射效应。

在一个容积内,体散射主要是由于介质的不连续性所产生,通常这种不连续的空间部位又是随机分布的,因而我们可直观地认为,容积内的散射波在各个方向都存在.对于较小平均介电常数的不均匀介质来说,后向散射随角度的变化曲线比较平坦,而在大平均介电常数中,后向散射系数随入射角的增大而下降得比较急剧.图 11.23 是这些散射曲线的定性描绘.

要确定是否存在体散射,必须知道:(1)介质是否不均匀;(2)穿透的有效深度是多少.通常,第一点仅从物理特性就可知道,第二点则要按介质的介电常数特性来估算.在体散射和面散射均存在的场合,它包含的各种因素可综述如下:对面散射来说,(a)散射强度正比于表面的相对复介电常数,(b)散射的角方向性图由表面粗糙度来决定(见第 11-2 节所述).对体散射来说,(a)散射强度正比于介质内(分界面以下)介电常数的不连续性还正比于嵌入不均匀性的密度(或者对一连续随机介质来说,正比于起伏介电常数函数的方差),(b)其散射的角方向性图则决定于下列因素:分界面的粗糙度;介质的平均介电常数以及相对于波长的不均匀性的几何尺寸(或者对一连续随机介质来说,是起伏介电常数函数的相关长度).在第三卷的第十三章中,将要把这些关系化成数学模型来表达.

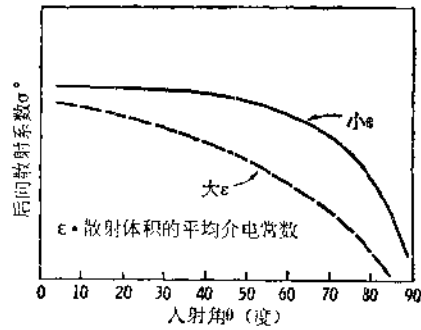


图 11.23 后向散射系数与散射体积平均介电常数的关系

下面我们来求穿透深度的表达式.假设有一平面入射波,从 z 方向由空气介质射向土壤介质.这时,一部分功率散射返回空气介质,剩下的部分穿透界面进入土壤介质.如果紧靠表面下的一点 ($z = 0^+$) 的透射功率为 $P(0^+)$,那么在其 z 深度处的功率为

$$P(z) = P(0^+) \exp\left(-\int_0^z k_c(z') dz'\right) \quad (11.39)$$

式中 $k_c(z)$ 是在深度 z 处土壤介质的衰减系数. 穿透深度 δ_p 的定义是: 当功率衰减到 $1/e$ 时的深度点,即

$$\frac{P(\delta_p)}{P(0^+)} = \frac{1}{e} \quad (11.40)$$

或者

$$\int_0^{\delta_p} k_c(z) dz = 1 \quad (11.41)$$

我们假定土壤介质中的散射可以忽略,则

$$k_c \cong k_a = 2\alpha \quad (11.42)$$

式中 k_a 是(功率)吸收系数, α 是农田衰减系数[见(4.66)和(4.114)式]. 此外,如果 $\alpha(z)$ 并不是 z 的函数,而近似为常数,则(11.41)式进一步化简为

$$\delta_p = \frac{1}{2\alpha} \quad (11.43)$$

式中

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} |\text{Im}(\sqrt{\epsilon})| \quad (11.44)$$

λ_0 为自由空间波长, $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ 是相对复介电常数. 注意, 这个穿透深度不要和趋肤深度相混淆, 后者为 $\delta_s = 1/\alpha$. 对于 $\epsilon''/\epsilon' < 0.1$ 的材料介质来说, 由(11.43)与(11.44)式可导出如下近似公式:

$$\delta_p \cong \frac{\lambda \sqrt{\epsilon'}}{2\pi\epsilon''} \quad (11.45)$$

除了水以外, 大多数自然介质材料可应用上式来计算.

下面我们将简短地叙述一下产生面散射与体散射比较显著的一些介质, 即海冰、雪、植被层和土壤. 如果有可能, 我们还将提供有效穿透深度的实例计算.

11-4.1 海冰

海冰是由冰、盐、海水小囊和气泡组成的混合物. 空气-海水-冰三者的边界面可以是光滑的, 也可能是粗糙的. 它的平均相对介电常数约为 3.5, 它的损耗角正切值随冰的种类不同而在很大范围内变化(见第三卷附录 E). 对于天顶角附近 20° 范围内的后向散射来说, 面散射是主要成分, 随着入射角的增大, 体散射逐渐显著, 因而散射的角度响应曲线形状是受体散射与面散射的不同关系而变化的. 海冰的损耗角正切值决定于冰的种类和不均匀性在深度方向的分布. 因此, 很重要的是在每种情况下都要估算一下穿透深度, 以便确定深到哪儿的不均匀介质才是造成体散射的主要原因. 图 11.24 中列出了纯冰、头年冰与多年冰等三种冰的穿透深度的典型曲线. 纯冰的曲线是根据 $T = -10^\circ\text{C}$ 的介电常数数据计算得到的(这些数据在第三卷的附录 E 中综合给出). 对头年冰和多年冰来说,

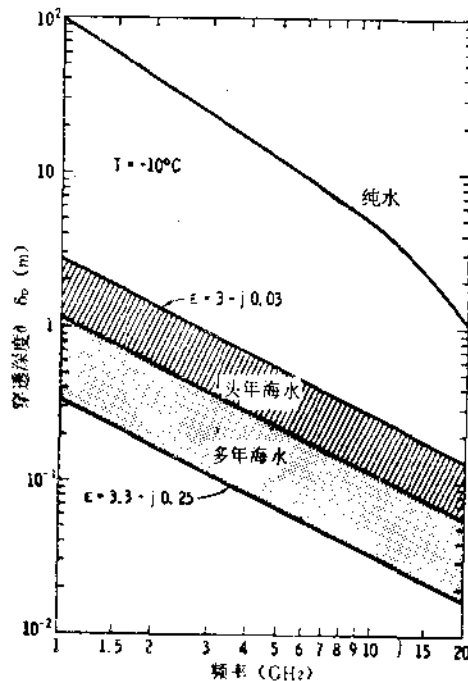


图 11.24 纯冰、头年冰和多年冰的穿透深度. 阴影区表示由于介电常数的变化(通常文献中所给出的范围)而相应的穿透深度变化范围. 变化的部分因素是常遇到的海冰的密度与盐浓度的变化(取自三卷附录 E)

文献中给出的介电常数的实数部分 ϵ' 变化范围较小, 而虚数部分变化范围很大, 它取决于冰密度、盐密度、温度、以及冰容积中各种海水囊与空气泡的几何形状。相应的穿透深度 δ_p 的变化范围在图 11.24 中以阴影面积来表示。必须指出的是, 这里给出典型数据的温度条件是假定在 -10°C 的附近。由于 ϵ'' 值通常随着温度的下降而降低, 在更低温度下, 它可能产生很大的穿透深度值。例如, 假定温度由 -10°C 降至 -30°C , 那么对头年冰和多年冰的 δ_p 有可能增加 3—10 倍, 这当然取决于冰的种类。

11-4.2 雪

干雪是空气和冰的混合物, 它的相对介电常数决定于雪密度 ρ_s 和空气 (为 1) 与冰的相对介电常数。纯冰的相对介电常数为 $\epsilon' = 3.15$, 在微波频段内, 它与温度和频率无关。因此, 实际上, 干雪的相对介电常数 ϵ'_d , 只受 ρ_s 的支配。而在一般自然积雪层的条件下, ρ_s 的变化范围约为 $0.2-0.5 \text{ gcm}^{-3}$, 因而相对应的 ϵ'_d 为 $1.4-2$ (见第三卷附录 E)。如果雪中包含有液态水分 (这时称之为湿雪), 那么雪的介电常数将随液态水含量 m_v (容积百分数) 的增加而增大, 用通常遇到的自然环境下 m_v 数值来估算, 湿雪的介电常数很少大于 4 (通常不会超过 3)。

同 ϵ' 与 m_v 的弱关系相反, 虚数部分 ϵ'' 却强烈地敏感于雪中的液态水含量, 当 $m_v = 0-0.5\%$ 范围内变化时, ϵ'' 的变化处于最大动态范围。举例来说, 当频率为 9.375 GHz 时 Cumming (1952) 曾测得, 在 $T = -1^\circ\text{C}$ 时的干雪 ϵ'' (密度为 $\rho_s = 0.38 \text{ gcm}^{-3}$) 约为 1.2×10^{-3} 。而当 m_v 从 0 增至 0.5% 时, ϵ'' 将增大到大于一个数量级, 因而相应的穿透深度将按同样的比例降低。 δ_p 与 m_v 的关系如图 11.25 所示, 频率有 4, 10 与 20 GHz 三种。所示的曲线, 一部分是按测出的介电常数数据计算出来的, 一部分是根据测量数据进行频率外推得到的。由于所获得的湿雪微波介电特性的实验数据有限, 因而有必要进行外推。

空气-雪分界面的功率透射系数 $\gamma_w(\theta)$ 是由下列因素所决定的: 它们是雪的相对介电常数, 入射角 θ 和极化状态 (假定雪表面相对比较光滑)。正如前面所述, 即使在湿雪状态下, 雪的 ϵ' 通常不大于 3。这意味着说, 在很宽的入射角范围内, 都能产生显著的透射现象, 对垂直极化和水平极化都是如此。例如, 在天顶角时 ($\theta = 0^\circ$), 干雪情况 $\rho_s = 0.4$, 则 $\gamma_w \approx 0.98$, 对 m_v 为 5% 的湿雪, 则 $\gamma_w = 0.9$ 。雪介质中的体散射主要是由冰微粒所引起的, 冰的相对介电常数约为 3.15。一般来说, 对这样一种介质, 面散射和体散射都很显著。在接近天顶角 ($\theta = 0^\circ$) 时的后向散射中, 主要由空气-雪分界面 (如果雪十分干, 则还与雪下的地表面有关) 来决定; 而在大入射角状态下, 体散射变成主要的。散射随角度变化的方向性图形状与本节前述的各种因素都有关系。当雪介质非常湿时, 穿透效应很弱, 因而体

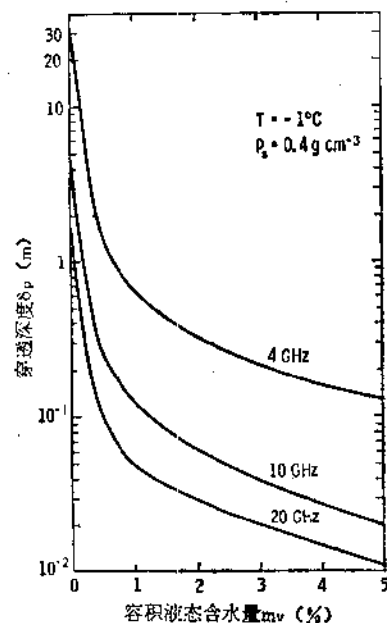


图 11.25 雪中的穿透深度随着液态水含量的增加而急剧下降。在 $m_v = 0$ 附近尤为显著 (取自第三卷附录 E)

散射就可被忽略。

11-4.3 植被层

植被层中所包含的叶子与茎等的几何尺寸可以与波长相比拟(或大于波长),所以它的有效介电常数较难估计,因而植被的穿透深度(随介电常数变化)也较难确定。然而,采用将接近天顶角时的裸露土壤同植被土壤的后向散射系数相对比的方法,可以直接估计 δ_p 值。对一块将成熟的谷物田(但仍具有茂盛的绿叶)进行观测,在频率为 1 GHz 时,穿透深度 δ_p 约为几米,而当大于 10GHz 时, δ_p 将降至一米或一米以下。在给定频率条件下,决定穿透深度的关键因素是遮盖层的几何形状,遮盖物的含水量,以及在整个遮盖容积内植物所占的体积比例(即每单位遮盖容积中的植物体积,遮盖层中主要还是空气)。当作物饱满期以至快收割时,植物含水量降低,因而它的穿透深度远比绿色茂盛作物田的穿透深度要深。

在植被散射机理中,通常空气-植物界面并不显著,因此一般来说,我们只需考虑植被层中的体散射和植被层下面地表面层的面散射两种。这两种贡献中究竟哪种比较重要,主要取决于下列因素:穿透深度,遮盖层高度,微波工作频率以及入射角。在后向散射中,入射角 θ 起着特别重要的作用。前面曾经指出,对地面散射来说,在天顶角处,散射系数 σ^0 通常随 θ 角的增大而急剧下降(对电磁特性而言除非表面非常粗糙),而对体散射来说, σ^0 随 θ 角增大而平缓地下降(见图 11.23)。因此,一般来说,我们可得到在天顶角照射时,下层土壤的后向散射强度至少应与遮盖层的体散射贡献具有同样量级。随着入射角的增大,遮盖层的后向体散射贡献逐渐成为支配地位。除非穿透深度远比遮盖层的斜高为长的情况下是例外(这种例外情况的产生,可能是由于植物含水量特别低,也可能是选择了微波频段的低端作为工作频率的缘故)。

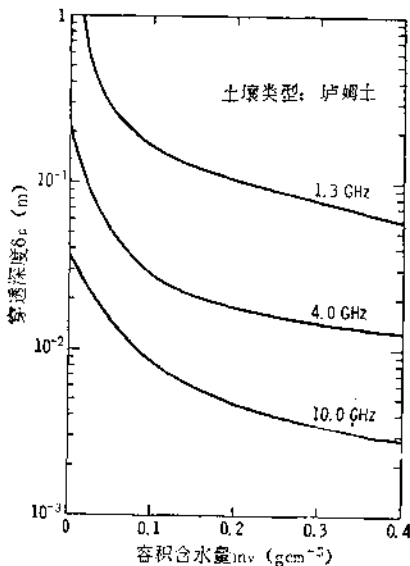


图 11.26 庐姆土壤的穿透深度随含水量的变化关系(取自第三卷附录 E)

11-4.4 土壤

在三种不同的微波频率下,庐姆土壤[†]的穿透深度随容积含水量 m_v 的变化曲线如图 11.26 所示。图中曲线由计算所得。由图可见,当 m_v 较高时,频率为 10 GHz 的 δ_p 小于 1 cm,在较低频率时,1.3 GHz 的 δ_p 小于 10 cm。应该进一步指出的是,由于用(11.43)式计算 δ_p 时并没有计及土壤介质中的散射,因而图中画出的 δ_p 值较实际土壤的 δ_p 略大一点。在湿土壤中,穿透深度很小,因而可以假设,由土壤介质的不均匀性而产生的体散射比由空气-土壤表面产生的散射小,所以体散射部分可以忽略。图 11.26 中 4—10 GHz 的曲线还指出, m_v 小到 0.05 gcm⁻³ 时, $\delta_p \leq 5$ cm,这意味着,上述假设(当面散射较大时,土壤中的

[†] 一种细粘的沃土。——译者注

体散射可忽略)可以扩展到大于 0.05 gcm^{-3} 的所有含水量情况,这时工作频率应高于 4 GHz 。对于干的土壤条件,目前还没有足够充分的依据可证明,在 1 GHz 左右的频率处,上述忽略体散射的假设可以适用。

11-5 散射系数的简单模型(与表面物理参数关系)

11-5.1 海水

海面的后向散射现象是大家所熟知的。在大多数入射角范围内,后向散射与海面的风速、风向有着密切的关系。在大于 20° 的入射角条件下,布雷格散射是主要散射机理,这在 11-3.3 节中已讲过。通常雷达工作波长与海面的短重力波或表面张力波会发生谐振,这后两种波都是真实的张力波,因此为方便起见,将这两种波统称为张力波。这两种波长都很短,它叠加在大的海面波之上,尽管张力波的波高只有一毫米的数量级,而被叠加的海面波有好几米高,但张力波的谐振效应仍是非常强的。

在第三卷的第二十章中将讲到,海面波的频率分量很丰富,为了说明张力波,只将有关的频段在这里简述之。要测量有关张力波的这段频谱是相当困难的,这是因为要在长波长与高波峰存在的条件下,去测量短波长与矮波高的张力波分量时会遇到很大的困难。有关这段频谱内的大部分信息是在波槽中(wavetank)测量得到的。图 11.27 表示了不同风速条件下的张力波的频谱密度曲线。这些谱密度均由波槽测量所得,由于波槽中很难复现真实开界的海面条件,因而数据含有某些不定因素。尽管这样,海面后向散射谱的理论计算值仍与实验结果吻合得相当好。

当入射角增大时,布雷格谐振波长变短。因此在大入射角时的散射信号频谱就相当于高波数 K 条件下的谱密度 $S(K)$ 值。又由于 $S(K)$ 值随 K 增大而下降得很快,因此可以预料到,随着入射角的增大,海面的后向散射也会急剧下降。在实际观测中也的确如此。

由严格的张力波理论所推导出来的结果仍应该作适当的修改。例如,谐振波长决定于本地入射角,而不是相对于垂线的倾角。因而当用雷达从一个长波浪的前沿观测到后沿时,本地入射角也从小到大地改变,相应地,布雷格谐振波长也改变,雷达回波也相应地从波前沿的最大值变到后沿的最小值。

叠加在大波浪上的张力波并不是均匀分布的,它们的确切分布又是未知的。对一部雷达来说,它同时遥感照射着较大的一块表面区域,但可以认为,作均匀张力波分布的假设,并不会使实际的非均匀张力波条件下所收到的信号发生显著的变化。然而,对于高分辨雷达来说,分布是相当重要的,因为随着斜度改变,它将决定于大波浪不同部位来的相对信号幅度。

当大风速时波浪受到折断,在碎浪附近存在有大量的泡沫和大的涓滴,这时仍用仅由

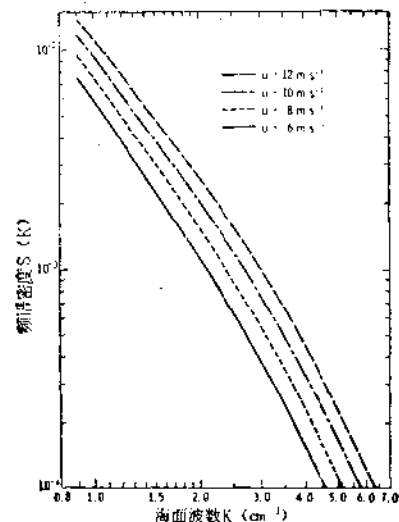


图 11.27 当风速由 6 ms^{-1} 变化到 12 ms^{-1} 时,张力波的谱密度与波数的关系曲线

风导致的张力波来描述海面特性已经显得很不够了,但是目前还没有较好的理论来描述这种碎浪波对雷达信号所产生的影响.尽管如此,大风时存在许多碎浪波情况下的风速灵敏度大致仍与低风速情况下的相同.低风速下,我们只考虑由风导致的张力波为主要因素.

近擦地角入射情况.这时,虽然风速会影响散射,但一些其他因素会变得逐渐显著,也会改变某些散射特性.在这样的人射条件下,雷达与被观测的波浪之间,会有部分波浪被遮挡,因此在 σ^0 的表达式中,应该引入一个遮蔽因子.进一步分析会发现,当为近擦地角入射时,在射向海面的入射波与海面的反射波之间,会产生波的相长(constructive)干涉和相消(destructive)干涉,这种遮挡效应和干涉效应均会引起散射系数随入射角的增大而急剧下降,它的下降速度要比仅考虑布雷格散射机理所预期的随 θ 角下降的速度还要快得多.

近垂直入射情况.这时布雷格散射机理所产生的信号占优势,这是由第11-3节中所述的几何光学或物理光学法导出的.在这种状态下,人们可以得到海面的小面单元所产生的镜面反射,具有窄后向散射方向性图的许多小面单元已接近镜面条件,因而利用它们的准镜面反射机理能取得很强的回波.在近垂直入射的情况下,一块完全平坦的或特别缓慢起伏的表面将产生最大的散射(实际是反射).随着表面的变粗糙,愈来愈多的垂直入射能量将被散射到偏离雷达接收的方向上.因此,在近垂直入射方向上,雷达后向散射强度随着风速和波高的增大而逐渐降低,而在其他方向上,当入射角超出 12° 时,后向散射会随着风速的增大而增加.

当入射角适中的条件下,海面后向散射随方位角的变化关系可用下式来较好地描述(Moore 和 Fung, 1979):

$$\sigma^0 = A + B \cos \phi + C \cos 2\phi \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2}) \quad (11.46)$$

式中 ϕ 是雷达看出去的方向与迎风方向之间的方位夹角.当 $\phi = 0$,即代表指向雷达辐射方向的矢量与风矢量夹角为 180° .系数 A 、 B 与 C 均是入射角、风速和极化的函数,变化关系如图11.28所示.当雷达视向对着迎风方向时,产生最大散射信号;当雷达视向

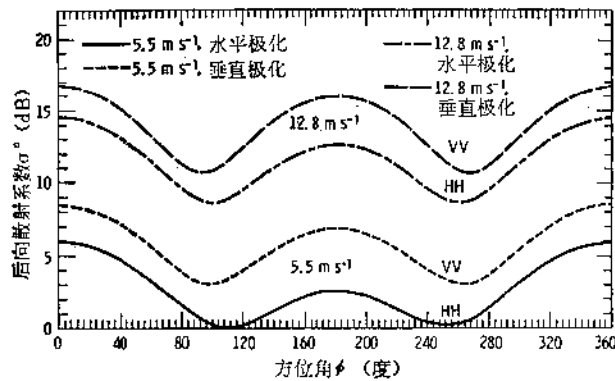


图 11.28 海面后向散射系数随方位角的变化关系. $\phi = 0$ 代表迎风方向

(看上去方向)顺着风向时,产生略弱些的散射信号;当雷达视向垂直风方向时(顺着波峰),产生更弱的散射信号.

A 、 B 与 C 系数与风速 u 的关系可表达为

$$A = a(\theta)u^{\gamma_a(\theta)} \quad (11.47a)$$

$$B = b(\theta)u^{\gamma_b(\theta)} \quad (11.47b)$$

$$C = c(\theta)u^{\gamma_c(\theta)} \quad (11.47c)$$

式中幅度系数 (a, b, c) 和风速指数 ($\gamma_a, \gamma_b, \gamma_c$) 均是入射角的函数。然而, 因 γ 所有值在超过 20° 的入射条件下超过 1, 因此在任一方位角 ϕ 下, σ^0 均与风速有很大关系。系数的相对大小有如下关系(大多数情况下):

$$a(\theta) > c(\theta) > b(\theta) \quad (11.48)$$

由于 $c(\theta)$ 经常大于 $b(\theta)$, 因而正侧风速时信号常比顺风信号要弱。确切的 γ 值是未知的, 它大概在 1.7—2.5 之间变化(入射角在 $30-50^\circ$ 区间), 垂直极化的散射略比水平极化大些。当为交叉极化接收时, γ 值可取大于 3。例外的情况是, 当大入射角时, γ_b 有可能取负值。

近垂直入射时, 方位角变化当然不显著了, 故 $b(\theta)$ 与 $c(\theta)$ 可忽略, 在这样的角范围内, γ_b 是负值。

要确定 γ_b 值很困难。一般实用时, 是由迎风、顺风与正侧风三种测得的响应来描述 A, B 与 C 。我们可将 A, B 与 C 表达为

$$\sigma_w^0 = A + B + C \quad (11.49a)$$

$$\sigma_d^0 = A - B + C \quad (11.49b)$$

$$\sigma_c^0 = A - C \quad (11.49c)$$

式中注脚号 w, d 与 c 分别代表迎风、顺风与正侧风。在迎风、顺风与正侧风三种风向下的散射系数变量也可以用(11.47)式相类似地表达

$$\sigma_w^0(\theta) = s_w(\theta)u^{\gamma_w(\theta)} \quad (11.50a)$$

$$\sigma_d^0(\theta) = s_d(\theta)u^{\gamma_d(\theta)} \quad (11.50b)$$

$$\sigma_c^0(\theta) = s_c(\theta)u^{\gamma_c(\theta)} \quad (11.50c)$$

式中幅度系数的大小关系是

$$s_w(\theta) > s_d(\theta) > s_c(\theta) \quad (11.51)$$

于是, (11.46) 式中的 A, B 与 C 系数可由下列关系式求出:

$$A = \frac{\sigma_w^0 + 2\sigma_c^0 + \sigma_d^0}{4} \quad (11.52a)$$

$$B = \frac{\sigma_w^0 - \sigma_d^0}{2} \quad (11.52b)$$

$$C = \frac{\sigma_w^0 - 2\sigma_c^0 + \sigma_d^0}{4} \quad (11.52c)$$

然后, 再由(11.46)式求出散射系数随方位 ϕ 的变化关系。

图 11.29 表示了迎风条件下, 风速指数 γ_w 随入射角的变化关系。表 11.1 列出了 γ_w, γ_d 与 γ_c 的部分数据。这些数值已被用于处理海洋卫星散射计的数据之中, 它是在海洋卫星实验之前经多次的飞机测量所得到的。用这些数据还对海洋卫星的一部分信号较强的数据进行分析验证, 这些数据来自可以单独测量风速的那些海面区域。由散射系数来求定风速的关系曲线如图 11.30 所示, 图中表示了实验结果与理论计算之间的吻合程度。

表 11.1 海面的散射系数参数*

入射角	20°		30°		40°		50°	
	$10^3 s(\theta)$	$r(\theta)$	$10^3 s(\theta)$	$r(\theta)$	$10^3 s(\theta)$	$r(\theta)$	$10^3 s(\theta)$	$r(\theta)$
(a) 垂直极化								
迎风	89	0.99	4.3	1.54	0.88	1.71	0.41	1.72
顺风	80	1.06	2.7	1.72	0.28	2.11	0.089	2.24
正侧风	44	1.01	0.65	1.88	0.051	2.36	0.013	2.58
(b) 水平极化								
迎风	96.4	0.96	3.78	1.48	0.26	1.91	0.033	2.24
顺风	64.9	1.04	1.94	1.63	0.12	2.03	0.015	2.39
正侧风	45.6	0.99	0.72	1.76	0.034	2.23	0.0038	2.66

a 参见(11.50)式. 在 14.65 GHz (Boggs, 1981) 上测量.

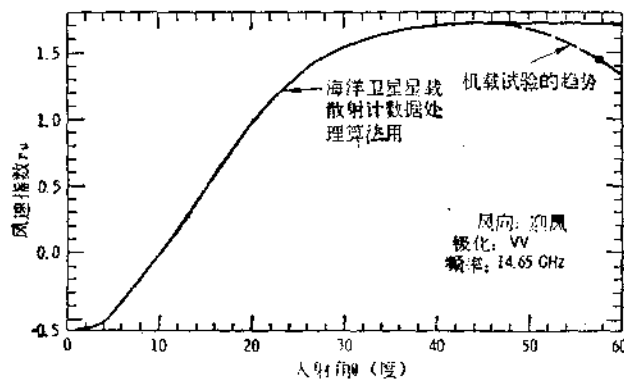


图 11.29 在迎风方向和垂直极化条件下, 风速指数与入射角的变化关系. 曲线表示的数据曾用于对海洋卫星散射计的数据分析中

散射系数 ($m^2 m^{-2}$) 与入射角的关系式可以用指数表达式来拟合, 并按入射角范围分成两个区域, 每个区域有不同的系数, 如

$$\sigma_i^0(\theta) = \sigma_{i1}^0(0) e^{-\theta/\theta_1}, \quad \theta \leq 12^\circ \quad (11.53a)$$

$$\sigma_i^0(\theta) = \sigma_{i2}^0(0) e^{-\theta/\theta_2}, \quad 12^\circ < \theta \leq 60^\circ \quad (11.53b)$$

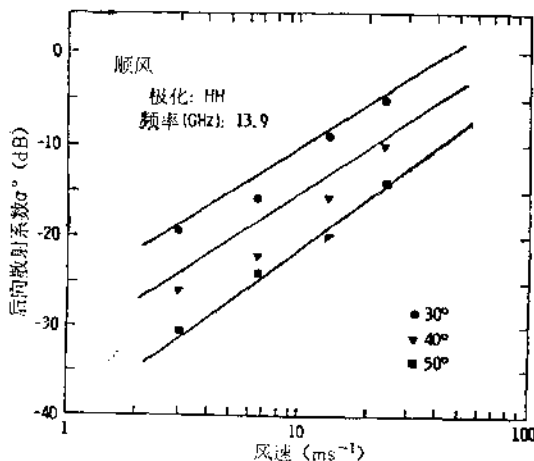


图 11.30 散射系数 σ^0 与风速的关系举例. 标有理论(实线)和实验数据 (Moore 与 Fung, 1979)

式中注脚 i 代表极化方向. θ_1 与 θ_2 均由风速决定, 当风速较大时, $\sigma^0 \sim \theta$ 曲线比较平缓, 因而 θ_1 与 θ_2 相应取得大一点. θ_1 值不易取准, 而 θ_2 的取值: 在风平浪静的季节, 平均可取 5° 左右, 暴风雨季节要取得大一点.

图 11.31 中用图解形式表示了在人射角的全部范围内的散射系数变化曲线. 在不同的人射角区域分别注上了准镜面区、平稳区与遮蔽阴影区. 在遮蔽阴影区, $\sigma^0(\theta)$ 变量的准确表达式是不知道的.

综上所述, 海面散射系数变化关系

是可以被掌握的。在入射角的适中范围内,布雷格散射占支配地位,随着风速增大, σ^0 值

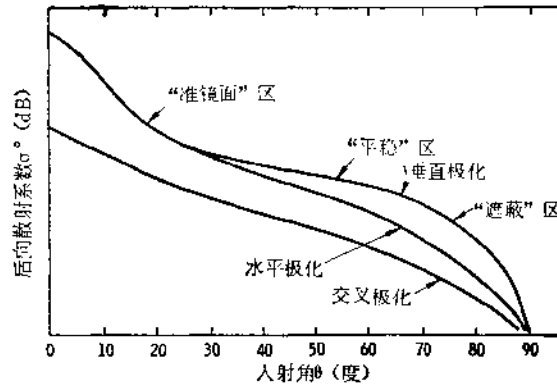


图 11.31 后向散射系数随入射角变化的一般特性曲线

也增大,对垂直极化和水平极化来说,风速指数约在 1.7 到 2.5 之间变化,对交叉极化来说,风速指数可以高到 3. 方位角的变化情况是:雷达迎风测量时,得到 σ^0 最大值;正侧风时,得到最小值;顺风时,得到次最大值。

有关海面引起的信号衰落现象曾在第七章中讨论过,它产生电压值呈瑞利分布。还有,由于海水表面的运动,在回波频率中产生了多普勒频移。对于散射计和实孔径成像雷达来说,多普勒频谱是不重要的。然而,对于合成孔径成像雷达来说,多普勒频谱是最重要的,正是这个由雷达自身运动而产生的多普勒频移值被用来合成孔径。在合成孔径成像的海面图片中还存在着失真,为了求出并消除这种失真,需要知道有关张力波幅度调制的信息和海水表面运动特性的信息。

11-5.2 土壤温度

裸露土壤

在 11-2 节中已经讲到,土壤表面的雷达后向散射系数 $\sigma^0(\theta)$ 值,主要取决于表面粗糙度和土壤含水量,其次也与土壤的性质和土壤介质(如果土壤是干燥的)中的体散射有关。虽然已经证明,表面粗糙度对 $\sigma^0(\theta)$ 影响很大,如图 11.9 所示,然而从图 11.9 中也可以注意到,有五条曲线均在 $\theta = 7^\circ$ 附近相交叉,这说明,当在频率为 1.1 GHz 和入射角为 7° 左右工作时, σ^0 值却近似地与表面粗糙度无关。Ulaby 等(1978,1979)和 Dobson 与 Ulaby (1981),他们在 1-8 GHz 频段中的其他频率上也作出了类似的分析,要在同时满足下述三个条件下,合理地选择被测土壤 σ^0 的雷达参数:(a) 使表面粗糙度对 σ^0 的影响减至最小,(b) 保持 σ^0 对土壤含水量的高灵敏度,(c) 使植被对 σ^0 的影响减至最小。综合这些条件,推荐如下一组雷达参数:频率约 5 GHz,入射角在 $7-17^\circ$ 范围,HH 极化或 VV 极化均可,但 HH 极化的性能更好些。试验中还体会到,为了计算 σ^0 随土壤类别的变化关系,需要引进一个农田持水能力 (field capacity) 百分比参数来表达土壤的含水量。农田持水能力百分比表达的含水量 m_f 为

$$m_f \triangleq 100 \times \frac{m_g}{FC_g} = 100 \times \frac{m_v}{FC_v} \quad (\text{百分比}) \quad (11.54)$$

式中 m_g 和 m_v 分别为土壤的重量含水量和容积含水量, FC_g 和 FC_v 分别为以土壤重量和容积表达的农田持水能力. 这里, 农田持水量的定义为在 1/3 巴的压强下的土壤含水量. 而土壤压强度量了水与土壤微粒之间的紧密度. Schumgge (1980) 得到的经验公式表示了 FC_g 与 FC_v 与土壤结构成分的关系:

$$FC_g = 25.1 - 0.21S + 0.22C \quad \text{重量百分比} \quad (11.55a)$$

$$FC_v = 0.30 - 0.0023S + 0.005C \quad \text{g cm}^{-3} \quad (11.55b)$$

式中 S 与 C 分别是土壤中所含的沙土微粒与粘土微粒的百分比.

图 11.32 描绘了裸露土壤 5 cm 厚表面层的 m_f 与 σ_r^0 的关系. 图中所示的数据, 是在 $\theta = 10^\circ, f \cong 4.5\text{GHz}$ 时测定的, 它包括多种多样的表面粗糙度状态和土壤结构成分 (微粒大小分布), 得到 σ_r^0 (dB) 与 m_f (%) 之间最小二乘线性回归表达式为

$$\sigma_r^0 \text{ (dB)} = -0.148m_f - 15.96 \quad \text{(裸露土壤)} \quad (11.56a)$$

其线性相关系数 $\rho = 0.85$. 如果 σ_r^0 取自然数单位, 则改为如下形式:

$$\sigma_r^0 = 0.025 \exp(0.034m_f) \quad \text{(裸露土壤)} \quad (11.56b)$$

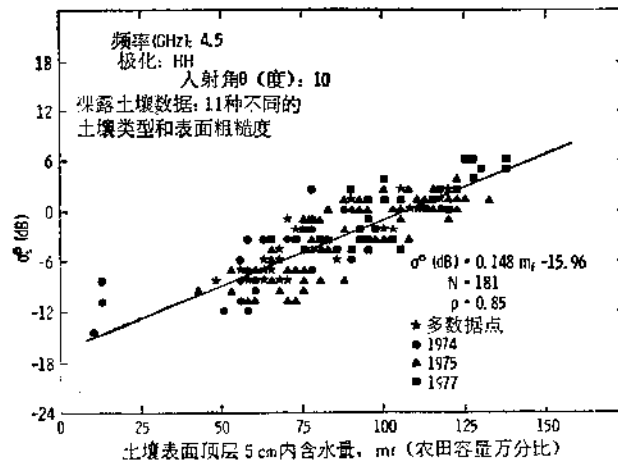


图 11.32 在不同的土壤表面粗糙度与土壤结构成分条件下, 测得裸露土壤后向散射系数与 m_f 的关系 (Ulaby 等, 1982)

上述结果是根据车载雷达频谱仪的实验测量值导出的. 得到相类似的基本结论的机构还有法国的一个测试组, 他们是用多频散射计从塔台上向下测得的 (Le Toan 与 Flouzat, 1980); 美国的一个组, 他们是用机载多频散射计测定的 (Jackson 与 Schumgge, 1981; Bradley 与 Ulaby, 1981).

植被土壤

在种植高粱、玉米、大豆和小麦的农田里进行了类似的散射研究. 图 11.33 给出了这四种类型的庄稼的有遮盖物后向散射系数 σ_{can}^0 (dB) 的各组数据, 它们是在土壤湿润条件、植物含水量和植物高度等变化很宽的范围内测得的. σ_{can}^0 (dB) 值以分贝的形式给出, 它包含了植被和土壤表面两者的贡献. 测量结果表明: 其性能与裸露土壤情况相类似. 最小二乘线性回归表达式为

$$\sigma_{can}^0(\text{dB}) = 0.133m_f - 13.84 \quad (\text{植被覆盖土壤}) \quad (11.57a)$$

其线性相关系数 $\rho = 0.92$ 。取自然数的等效表达式为

$$\sigma_{can}^0 = 0.041 \exp(0.031m_f) \quad (\text{植被覆盖土壤}) \quad (11.57b)$$

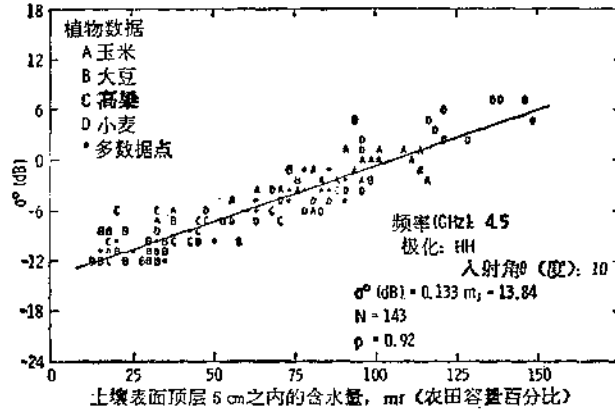


图 11.33 对植被覆盖土壤进行 143 次测量统计,其后向散射系数与土壤含水量 m_f 的关系 (Ulaby 等, 1981)

比较裸露土壤 (11.56b) 式和植被覆盖土壤 (11.57b) 式表明: (a) 植被覆盖下的土壤水分 (用系数 m_f 表示) 对 σ_{can}^0 的敏感度略小一些, 这当然是由于被植被层衰减的原因。 (b) 两者 σ^0 在 $m_f = 0$ 处作比较, 有植被覆盖的 σ_{can}^0 值略大一些, 这说明植被的后向散射系数在大小上与干燥的土壤的后向散射系数是同一数量级。综合以上数据, 植被土壤的后向散射系数 σ_{can}^0 同裸露土壤的后向散射系数 σ_s^0 之间可以简单的关系式联系起来 (Ulaby 等, 1979):

$$\sigma_{can}^0(m_f) = \sigma_s^0 + \frac{\sigma_v^0(m_f)}{L^2} \quad (11.58)$$

式中 σ_s^0 为植被的后向散射贡献, L^2 为植被层来回双程的损耗因子。一般说来, σ_s^0 与 L 均是植物参数 (植物高度、茂密程度、含水量和形状) 和雷达参数 (频率、入射角和极化状态) 的函数。遗憾的是, 要精确测定植物遮盖层的微波衰减特性是不可能的。但鉴于这样一个事实: 植被覆盖物对 σ_{can}^0 的影响与 m_f 值对 σ_{can}^0 的影响相比是二阶量级, 因此植被覆盖数据可处理为一个简单的类型, 其中 σ_s^0 与 L 分别代表植被后向散射系数有效值与植被损耗因子。将 (11.56b) 式代入 (11.58) 式, 得

$$\sigma_{can}^0(m_f) = \sigma_s^0 + \frac{0.025}{L^2} \exp(0.034m_f) \quad (11.59)$$

利用上式, 将 σ_{can}^0 作为 $\exp(0.034m_f)$ 函数进行最小二乘线性拟合, 求出 σ_s^0 与 L^2 的值分别为 $0.066 \text{ m}^2\text{m}^{-2}$ 与 1.34 。 $\sigma_{can}^0(m_f)$ 与 $\exp(0.034m_f)$ 之间的线性相关系数是 0.94 。因此 (11.58) 式可以写成

$$\sigma_{can}^0(m_f) = 0.066 + 0.75\sigma_s^0(m_f) \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2}) \quad (11.60)$$

式中 $f = 4.5\text{GHz}$ 和 $\theta = 10^\circ$ 。

图 11.34 表示了 σ_s^0 与土壤含水量 m_f 的关系, 也表示了植被覆盖物对 σ_s^0 的影响。图中 σ_s^0 曲线是根据 (11.56 a) 式画出的, σ_{can}^0 曲线按 (11.60) 式画出, 两者均用分贝单位

来表示。

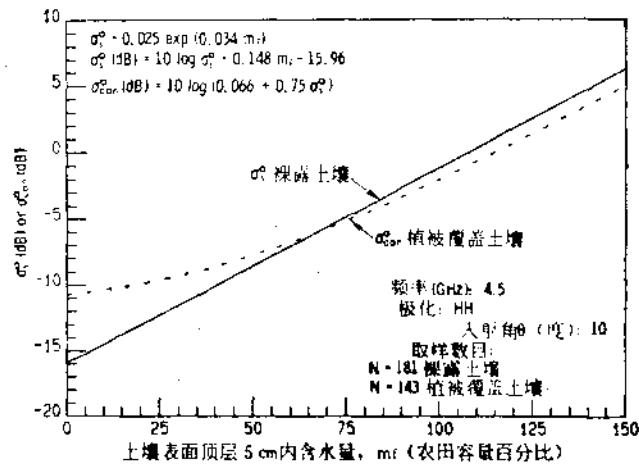


图 11.34 按 (11.56a) 与 (11.60) 式分别画出后向散射系数随裸露土壤与植被土壤含水量的变化关系

11-5.3 植被层

植被遮盖层是由许多散射元素组成的一个容积,其顶部以空气为界,底部以散射土壤的表面为界。一般情况下,后向散射系数 σ^0 决定于植被诸元素和土壤表面的散射特性,同时还与植被空间与土壤表面之间的多次散射作用有关。假如植被稀少,象某些林区和某些庄稼处于早期生长阶段,其后向散射系数可用下式表示:

$$\sigma^0(\theta, \phi) = [1 - C(\theta, \phi)]\sigma_{\text{bare}}^0 + C(\theta, \phi)\sigma_{\text{can}}^0 + [1 - C(\theta, \phi)]\sigma_{\text{int}}^0(\theta, \phi) \quad (11.61)$$

式中 $C(\theta, \phi)$ 是沿 (θ, ϕ) 观测方向上植被覆盖的那部分受照面积; σ_{bare}^0 是裸露表面后向散射系数; σ_{can}^0 是遮盖物后向散射系数,它既包括植被覆盖的贡献,也包括底层土壤表面的贡献; σ_{int}^0 是计及多次反射(散射)的相互作用分量(类似角反射器的工作原理)。这些贡献形象化地表示于图 11.35 中。多次反射的散射分量有时可能成为主要贡献量,

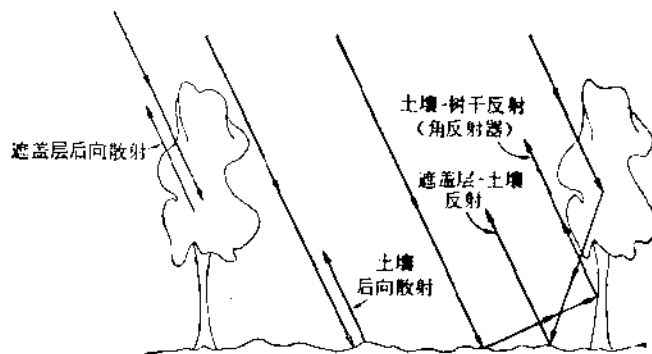


图 11.35 后向散射功率可由多部分贡献所组成,它取决于植被成分。后向散射分量可以包括: 直接由裸露土和壤植物来的后向散射,以及土壤与植物多次反射的前向散射

它取决于遮盖物与裸露底面的前向散射量。如果光露底面很平滑,比如沼泽地中长着树

的水面,这时水面的前向散射分量可能要比后向散射分量大几个数量级。

如果覆盖部分比值接近于1,则 σ^0 近似为 σ_{a0}^0 ,本书中将集中讨论这种情况。

现在讨论一下土壤表面长满庄稼(譬如玉米)的遮盖情况。整个遮盖物空间包含有大小、形状、伸展方向与含水量各不相同的叶子;呈竖直圆柱状的各种茎以及一定密度(单位面积的数量)的玉米棒子。而玉米棒子的大小、含水量与伸展方向通常又取决于玉米作物的生长阶段。要研究出一个准确的玉米遮盖的散射模型,需要知道:(a)对该容积内每一元素的几何形状、位置与介电常数有准确的描述;(b)描述各独立元素散射特性的模型;(c)描述底层表面散射特性的模型。显然要求这样的描述是难以实现的,或者说几乎是不可能的。因此在对植被散射特性建模时均采用近似法,或是把问题简化,或是将几何形状相类似的植物归纳成一类来建立模型,而不是应用某一特性生长期的个别谷物类型来建模。比如叶子,可以用圆片或椭圆片来处理,叶子伸展方向按某一特定的统计分布,也可以将叶子看作各向同性的散射子来进一步简化模型。

如果遮盖容积中的植物叶子占支配地位,或者如果叶子很大,那么在建立这种遮盖物的散射模型时,常常可以将茎忽略。而大叶子在镜面方向上具有镜面强反射的定向小面单元特性,因此,如果某些叶子的表面法向处于雷达视线方向时,那么,它们的散射系数就比由小叶子组成的遮盖层的大。例如甜菜与香蕉的遮盖比其他植物的雷达图象更亮些(即回波功率更强些)。

相反,如果认为遮盖容积中的主要散射分量是茎,比如小麦、黑麦、燕麦和大麦等,其散射模型中可忽略叶子而集中考虑茎。Peake 与 Oliver (1971)建立了这类遮盖物的模型,把茎当作一群有耗介质的细长圆柱体。

Attema 与 Ulaby (1978)提出了用一种相当简单的处理方法来建立植被遮盖的后向散射模型。他们假定植被容积是由许多相同的散射体所组成的,并均匀分布于整个容积内,如图 11.36 所示。当忽略了多次散射后,植物介质的后向体散射系数 $\sigma_v(\text{m}^2\text{m}^{-3})$ 和衰减系数 $k_c(\text{m}^{-1})$ 为(参见第一卷 5-10 节)

$$\sigma_v = N\sigma_s(\text{m}^{-1}) \quad (11.62a)$$

$$k_c = NQ_c(\text{m}^{-1}) \quad (11.62b)$$

式中 $N(\text{m}^{-3})$ 是单位体积内散射子的数目, $\sigma_s(\text{m}^2)$ 和 $Q_c(\text{m}^2)$ 分别为单个散射子的后向散射截面和衰减截面。

参见图 11.36 所示,有一入射平面波,其功率密度 S ,入射到照射面积 A 上的功率为

$$P_i = SA \cos\theta \quad (11.63)$$

由于植物遮盖没有明显的空气与植物的界面,遮盖的后向散射功率完全由体散射产生。按照雷达气象学中对云和雨的后向散射功率的正规算法,遮盖后向散射功率可这样确定:对斜边为 $h/\cos\theta$ 、厚度为 dz 的每层后向散射功率取积分,并计及散射层与遮盖表面之间植物层的双程衰减。于是,距离遮盖层 R 处的后向散射功率 P_r 为

$$P_r = \frac{SA}{4\pi R^2} \cos\theta \int_0^{h/\cos\theta} \sigma_v \exp(-2k_c z) dz \quad (11.64)$$

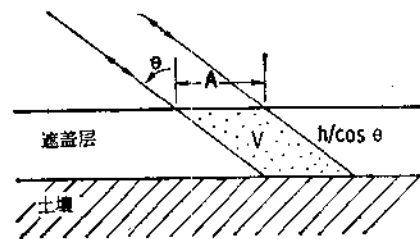


图 11.36 将植被遮盖模化为随机分布散射子的一个集合体

植被后向散射系数 σ_v^0 可由 (11.2) 式取后向散射状态导出, P_i 与 P_r 分别与入射电场和散射电场的幅度平方成正比, 得到

$$\begin{aligned}\sigma_v^0(\theta) &= \frac{4\pi R^2 P_r}{AP_i} \\ &= \frac{\sigma_v \cos\theta}{2k_e} [1 - \exp(-2k_e h \sec\theta)] \\ &= \frac{\sigma_v \cos\theta}{2k_e} \left(1 - \frac{1}{L^2(\theta)}\right) \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2})\end{aligned}\quad (11.65)$$

式中 $L(\theta)$ 是遮盖层的单程损耗因子,

$$L(\theta) = \exp(k_e h \sec\theta) \quad (11.66)$$

(11.65) 式只计及遮盖物的后向散射贡献, 它并不包括底层土壤表面的贡献。假设土壤后向散射贡献可互不相干地迭加在植被贡献上, 则遮盖后向散射系数可用 (11.58) 的形式来表示

$$\sigma_{\text{can}}^0(\theta) = \sigma_v^0(\theta) + \frac{\sigma_s^0(\theta)}{L^2(\theta)} \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2}) \quad (11.67)$$

式中 $L^{-2}(\theta)$ 是由于电波穿过有损耗的植被层而造成的双程损耗因子。

将 k_e, σ_v 与 σ_s^0 值同遮盖层与底层土壤介质的物理参数联系起来, 可进一步演变上述公式。遮盖层是空气和植被物质的混合物(典型情况是空气占整个容积的99%以上)。而植被物质的介电特性, 主要是由植被含水量所决定(见第三卷的附录 E)。于是, 植被容积的散射特性与吸收特性强烈地决定于遮盖体积内的含水量 m_v (kgm^{-3}), m_v 由下式给出

$$m_v = (W_w - W_d)n/h \quad (11.68)$$

式中 n 是单位面积内的植物株数, h 是植物高度, W_w 和 W_d 分别为一株植物的湿的与干的质量。在由 Attema 与 Ulaby (1978) 研究的模型中, 提出了遮盖可用单位体积内有 N 个(总质量为 m_v) 水珠粒组成的“云”来描述。对大气云来说, 体衰减系数正比于云的含水量 m_v (见 5-11.2 节)。假设类似的关系能应用于遮盖“云”, 则 k_e 可表达为

$$k_e = A_1 m_v \quad (11.69)$$

式中 A_1 在给定的频率点上为一常值。对于不同几何形状的庄稼, A_1 值可能不同, 这是因为 k_e 是体吸收系数 k_a 和体散射系数 k_s 的总和, 而后者是实际散射元素(叶、茎与果实)的形状与大小的函数。

假设散射微粒(表示真实的散射元素)可认为大小与形状均相同, 那么根据 (11.62) 式, 比值 $\sigma_v/2k_e$ 等于 $\sigma_s/2\theta_s$, 而后者为单个微粒情况, 因而与 m_v 无关。这样, 在给定的微波频率上, $\sigma_v/2k_e$ 可定为一常数 B_1 ,

$$\frac{\sigma_v}{2k_e} = B_1 \quad (\text{微粒相同}) \quad (11.70a)$$

另外, 如果假设这些等效的水微粒按其大小的统计分布规律类似于大气云中的水球体的统计分布(第 5-11.3 节), 则后向体散射系数 σ_v 将正比于 m_v^2 , 因而

$$\frac{\sigma_v}{2k_e} = B_2 m_v \quad (\text{微粒按大小统计分布}) \quad (11.70b)$$

在给定频率上, 对特定几何形状的遮盖物来说, B_2 是常数。

最后, 假设土壤后向散射系数具有 (11.56b) 式的形式:

$$\sigma_i^0(\theta) = C(\theta) \exp(Dm_i) \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2}) \quad (11.71)$$

式中 $C(\theta)$ 决定于土壤的表面粗糙度, D 是常数, 它表示 σ_i^0 对土壤含水量 m_i 的敏感度。

将(11.70)式代入(11.65)式, 得 $\sigma_{\text{can}}^0(\theta)$ 表示式, 再将 $\sigma_i^0(\theta)$ 与(11.71)式一起代入(11.67)式, 最后得

$$\sigma_{\text{can}}^0(\theta) = \begin{cases} B_1 \cos\theta \left(1 - \frac{1}{L^2(\theta)}\right) + \frac{C(\theta)}{L^2(\theta)} \exp(Dm_i) \\ \quad \text{(微粒相同)} \end{cases} \quad (11.72a)$$

$$\begin{cases} B_2 m_v \cos\theta \left(1 - \frac{1}{L^2(\theta)}\right) + \frac{C(\theta)}{L^2(\theta)} \exp(Dm_i) \\ \quad \text{(微粒按大小统计分布)} \end{cases} \quad (11.72b)$$

由(11.69)与(11.66)式得

$$L(\theta) = \exp(A_1 m_v h \sec\theta) \quad (11.73)$$

对于一个给定的遮盖物, 其损耗因子 $L(\theta)$ 将随下述各因素而增加: (a) 增大入射角 θ , 由于斜高 $h \sec\theta$ 增大而使 $L(\theta)$ 增大; (b) 增加体单元的含水量 m_v ; (c) 提高微波频率使 A_1 值增大。因此, 如果频率足够低, 以及(或者)入射角接近天顶角, 那么遮盖就象低损耗介质层一样, 其损耗因子 L 接近于 1, 在这种条件下, (11.72) 式可简化为

$$\sigma_{\text{can}}^0(\theta) \cong \sigma_i^0(\theta) \quad [L(\theta) \sim 1] \quad (11.74)$$

相反的极限情况是, 对于遮盖为高损耗的介质层, 则 L 足够大, 以致使(11.72)式第一项中的 $1/L^2$ 项与 1 比较可以忽略, 同理, 土壤项贡献与第一项比较也可以忽略, 在这种情况下, (11.72) 式又变为

$$\sigma_{\text{can}}^0(\theta) \cong \begin{cases} B_1 \cos\theta & \text{(微粒相同)} \\ B_2 m_v \cos\theta & \text{(微粒按大小统计分布)} \end{cases} \quad (11.75a)$$

$$(11.75b)$$

为了阐明入射波频率 f 和入射角 θ 对 $\sigma_{\text{can}}^0(\theta)$ 所起的作用, 我们分别来讨论土壤项贡献 σ_i^0/L^2 和植被项贡献 σ_v^0 , 图 11.37 和图 11.38 分别表示在 4.25 GHz 和 9 GHz 频率下测得的 $\sigma_{\text{can}}^0(\theta)$ 曲线。为了压缩 σ^0 的动态范围, 用 dB (分贝) 表示更方便些。由图 11.37 看到, 在 4.25 GHz 时, 测得湿土的后向散射系数总是比干土的大一些, 这意味着, 土壤产生的后向散射贡献仍然是显著的, 尤其为天顶角位置时, 它将是主要贡献项。

当我们将频率近似地倍频到 9 GHz 进行测量时, 图 11.38 所示为玉米作物遮盖情况。如果是湿土壤, 在接近天顶角位置处, 土壤贡献也是显著的, 可是当入射角 $\theta > 30^\circ$ 时, 呈现出后向散射系数对土壤含水量不敏感的特性, 这意味着遮盖的损耗因子已足够大, 以致 $\sigma_i^0/L^2 \ll \sigma_v^0$ 。

基于上述结论, 我们可以预料到, 如果 $\theta > 30^\circ$, $f > 9\text{GHz}$ 时, 对一长满庄稼的遮盖物观测, 其 σ_{can}^0 将接近(11.75)式的极限情形。Ulaby 与 Bush (1976) 果真观测到玉米田的 σ^0 与 m_v 呈线性的关系, 因此与(11.75b)式相符。 σ^0 的测试值与 m_v 之间的相关系数, 将随着入射角的增大而变大。图 11.39 画出了他们测试结果中的一个例子, 取 $\theta = 50^\circ$ 与 $f = 17\text{GHz}$, $\sigma^0(\text{dB})$ 与 $\log m_v$ 之间的线性相关系数为 0.96。注意, 图中 m_v 用的是 gm^{-3} 因次, 并不是 kg m^{-3} 因次。

上述两个例子分别表示了当达到由(11.74)和(11.75)式所示的低损耗和高损耗极限时的 σ_{can}^0 属性。但在一般情况下, 仍需应用(11.72)给出的完整表达式。即使入射角 θ 和

频率 f 均处于对饱满庄稼与绿茂丛中遮盖层来说可以忽略土壤贡献的区域范围之内, 但

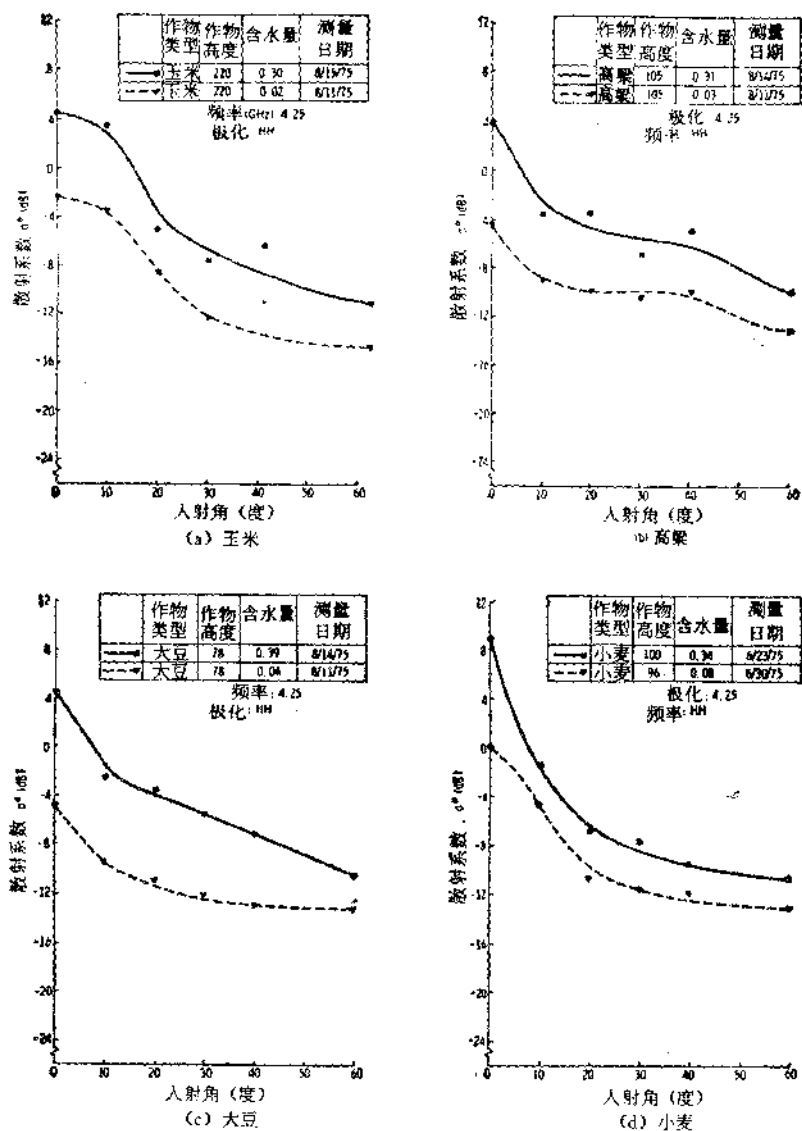


图 11.37 在 4.25 GHz 频率和湿、干土壤条件下, 散射系数随入射角的变化关系

在下列两种情况下土壤的贡献仍需计算在内: 在作物生长的早期阶段, 土壤的大部分部位仍处于裸露状态; 在庄稼收割前的阶段, 譬如玉米、高粱和小麦等, 因为在该阶段, 植物均已失去了大部分的含水量。Attema 和 Ulaby (1978) 采用 (11.72a) 式的形式来检验该公式对观测数据的适用性, 这些数据是在 $0-70^\circ$ 角度范围与 $8-18$ GHz 频率范围内取若干个频率点上采集到的。测量对象为种有苜蓿、玉米、高粱和小麦等农田。在生长季

节里,数据采集的时间间隔大约一至两星期,数据随时间而变化。测量参数有 m_v , h 和 m_s , 连同雷达的观测数据一起,利用回归分析法,对每种植物类型在给定的微波频率与极化状态下,将测得的数据与(11.72a)式进行拟合,从而定出常值系数 A_1 , B_1 , $C(\theta)$ 和 D 等的数值。然后,他们再将测得的 σ^0 值与长时间预计的 σ^0 数值相比较来估价模型的正确性,如图 11.40 所示的例子, $\theta=0^\circ$ 和 50° , 作物为玉米和苜蓿。进一步估价模型的方法是,用在整个观测期间(给定作物种类)在 $0-70^\circ$ 整个范围内测得的全组数据,对 σ^0 的实际测量值与由(11.72a)式算得的预计值进行比较。图 11.41 画出了在 17 GHz 和 VV 极化状态下的结果比较。 σ^0 测量值与预计值之间的线性相关系数 ρ 大约分布在 0.74 (高粱)和 0.98 (苜蓿)的范围内。

虽然这个简单的云的模型,似乎已经提供了有关 σ_{can}^0 完善属性的充分描述,即描述了 σ_{can}^0 随角度 θ 、遮盖物和土壤的三个参数 (m_v , h 和 m_s) 的变化关系。但这并不意味着这已是一种确切而完美的模型,而是只能将它看作通用的一阶模型。云模型的主要缺点是不能以任何直接形式来计算遮盖层中散射元素的几何形状,而只能凭经验用常数 A_1 和 B_1 (或 B_2) 来描述这些几何因素。如果所有的遮盖的散射、吸收系数与 m_v 的函数关系均相同,那么在给定频率下,四种类型庄稼的 A_1 值也应该是相同的。可是 Atterma 和 Ulaby (1978) 曾将测量值与(11.72a)式的模式拟合,结果发现,在给定频率下,苜蓿的 A_1 值比玉米的 A_1 值约大两个数量级。例如,在 8.6GHz 时,苜蓿的 $A_1 = 1.25$,而小麦的 $A_1 = 0.22$,高粱 $= 0.09$,玉米 $= 0.025$,上述系数的单位均为 $Npm^{-1} kg^{-1} m^3$ 。上述的每一个数据都是从整个观测期间采集,然后拟合与推导出来的。整个观测期包括了几个主要植物生长期,因而它是该作物衰减特性的平均值或者是有效值。为了描述作物从一个生长期发展到另一个生长期时遮盖作物所经历的几何形状的变化过程,需要一个比云模型更加完善的模型。另外,上述的云模型是将整个遮盖范围内不同高度的 h 均作为均匀特性来处理的,而实际情况并非如此,尤其象由树所形成的遮盖物例子中,

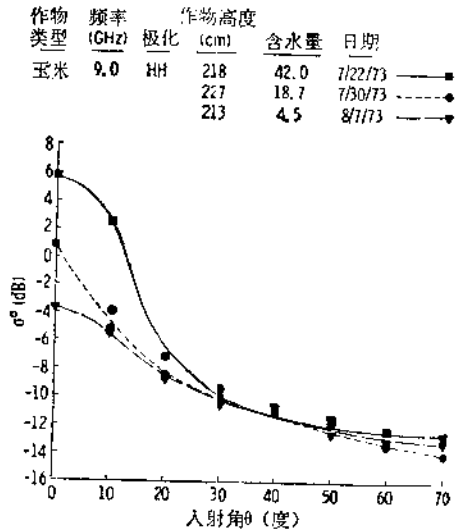


图 11.38 在 9 GHz 频率和三种不同土壤含水量条件下,玉米田散射系数随入射角的变化关系 (Ulaby 等, 1975)

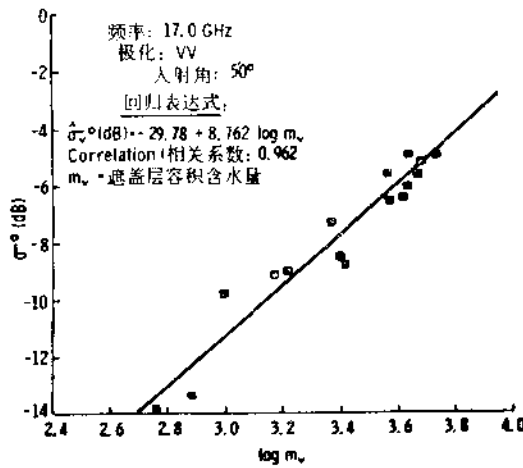


图 11.39 玉米田后向散射系数 σ^0 (dB) 与 $\log m_v$ 的变化关系。其中 m_v 是遮盖层的体单元含水量 (Ulaby 与 Bush, 1976)

况并非如此,尤其象由树所形成的遮盖物例子中,

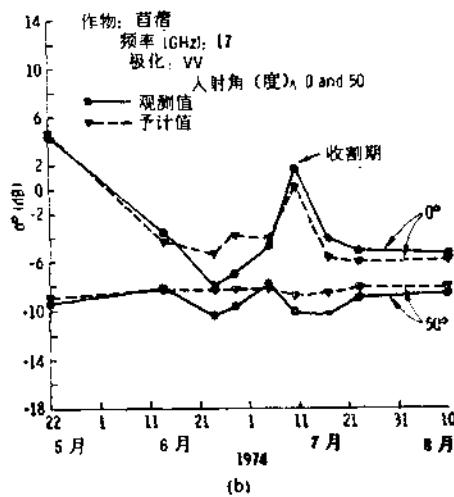
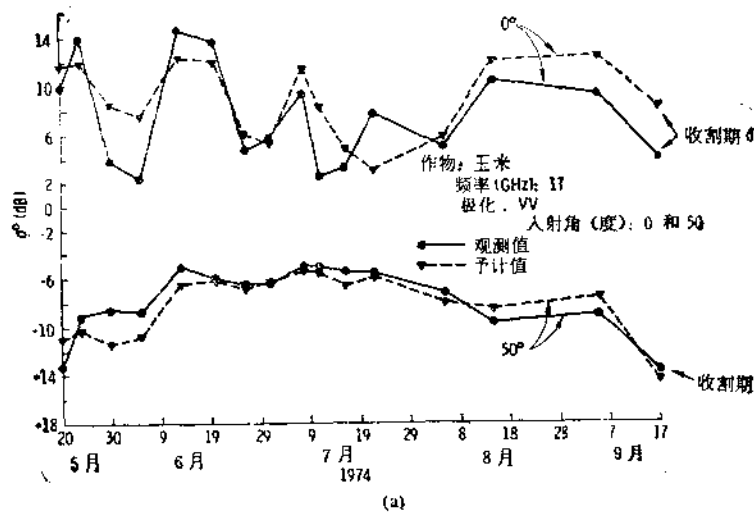


图 11.40 σ^0 的测量值与预计值比较。测量频率为 17 GHz，作物为 (a) 玉米；(b) 苜蓿 (Attema 与 Ulabay, 1978)

11-5.4 雪

上一节所述的云模型,对于雪覆盖的大地更为适用,因为雪真正是由散射微粒——冰晶体——并以空气为基底所组成的。但由于在雪的上、下表面分别存在着明显的空气-雪和雪-地面的分界面,因而要将(11.67)式加以修正,即需要计入: (a) 空气-雪界面的后向散射; (b) 两个界面之间的多次反射(散射)。这不是一项简单的工作,因为在两个界面的每一个界面上的反射,实际是个散射过程,而不是单纯的反射。因而向着雷达方向的后向散射功率可以由许多分量所组成,这些分量应包括不同入射角的人射,在经两个界面的多次散射后再穿过上界面,且传播方向又都对准雷达方向的那些分量。对界面为非均匀表面的一般散射体如何建模的问题已超出了本章的范围,我们将在第十三章(第三卷)

中阐述。然而,在一定的条件下,云模型仍然可以用来近似地描述雪的后向散射系数,下面就讨论这个问题。

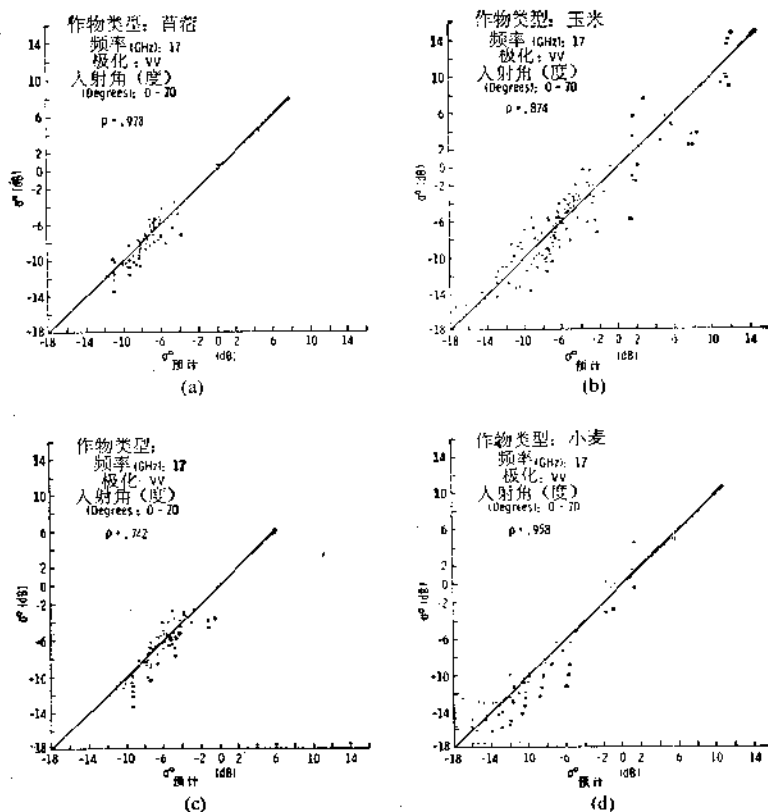


图 11.41 σ^0 的测量值与预计值比较。测量频率为 17 GHz, 四种作物为 (a) 苜蓿; (b) 玉米; (c) 高粱; (d) 小麦

如果雪中不包含液态水分,就称之为干雪。对于干雪,其相对复介电常数的虚部 ϵ''_{ds} 是非常小的,而相对介电常数 ϵ'_{ds} 是雪密度 ρ_s 和纯冰相对介电常数 ϵ'_i 的函数(见第三卷的附录 E)。 ϵ'_{ds} 的最大值可取 $\epsilon'_{ds} = \epsilon'_i = 3.15$, 它相当于积雪场内或表面上为纯粹冰的情形。而大多数自然条件下, ϵ'_{ds} 处于 1.4 和 2.0 之间。当法向入射时,对 $\epsilon'_{ds} = 1.8$ 的空气-雪界面的功率反射系数为 $\Gamma = 0.02$; 对 $\epsilon'_{ds} = 3.15$ (即纯冰层), 则 $\Gamma = 0.08$ 。因此,无论那种情形,入射到表面的大多数功率是穿透过界面的,因而由雪层上下界面的多次反射所产生的贡献可以忽略。同样理由,在偏离天顶角的方向上,由雪表面散射所产生的后向散射贡献也可以忽略。因此,对于干雪情况,(11.67)式可重新写成如下形式:

$$\sigma_{\text{pack}}^0(\theta) = Y^2(\theta) \left[\sigma_{ds}^0(\theta') + \frac{\sigma_{ds}^0(\theta')}{L^2(\theta')} \right] \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2}) \quad (11.76)$$

式中, $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ = 入射角为 θ 时积雪场的后向散射系数;

$Y(\theta) = 1 - \Gamma(\theta)$ = 空气-雪界面的透射系数;

θ' = 雪中折射角,它与 θ 角的关系应服从于斯耐尔 (Snell) 定律,即 $\sin \theta' = (\sin \theta) / n_{ds}$, 其中 n_{ds} 是干雪折射指数;

$\sigma_r^0(\theta)$ = 底层土壤表面的后向散射系数;

d = 雪层厚度,

$$L(\theta') = \exp(k_0 d \sec \theta') \quad (11.77)$$

$$\sigma_{d_s}^0(\theta') = \frac{\sigma_r \cos \theta'}{2k_0} \left(1 - \frac{1}{L^2(\theta')} \right) \quad (11.78)$$

对同样的土壤表面, 雪-土壤界面的功率反射系数比空气-土壤界面的功率反射系数小些, 又因为 $\sigma_{d_s}^0(\theta')$ 正比于雪-土壤界面的功率反射系数, 因此雪覆盖时的 $\sigma_r^0(\theta')$ 幅值比没有雪覆盖时的稍小一点.

现在我们来验证一下(11.76)式的适用性. 前面曾经指出, 雪表面的散射可忽略. 假如这个假设不成立, 那么由此会得出 $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ 对雪层表面粗糙度很敏感的结论. 图 11.42 (a) 表示了测量值 $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ 随入射角变化曲线, 两条曲线是在同一个积雪(干雪)场但不同的表面粗糙度条件下测得的 (Stiles 与 Ulaby, 1980b). 图上一条曲线标出的所谓“常规”表面粗糙度, 其特征是空间起伏频率高, 但振幅小(约 0.5 cm 数量级). 另一条曲线

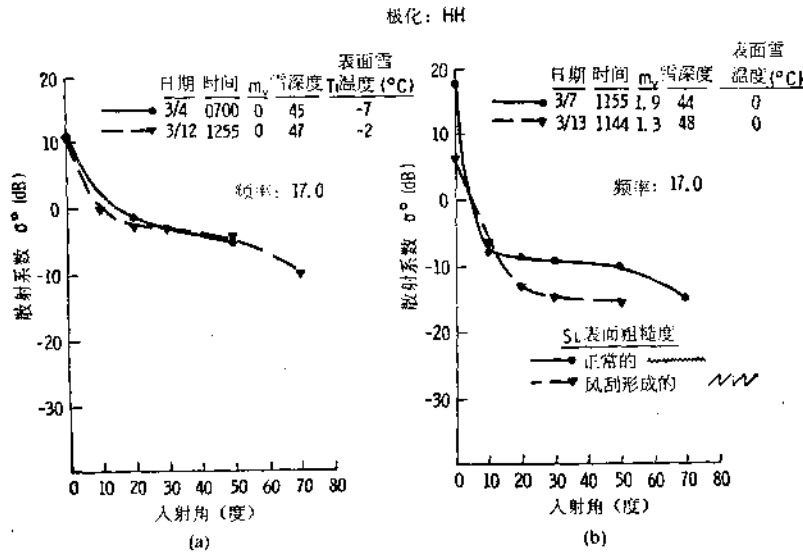


图 11.42 雪表面粗糙度对 σ^0 的影响
(a) 对于干雪没有影响; (b) 对湿雪则影响 σ^0 随角度变化曲线的电平与形状 (Stiles 与 Ulaby 1980b)

标出的所谓“风刮成”表面粗糙度, 其特征是大的平滑面(约 30 cm 长), 紧接着高约 2 cm 的波脊, 形成锯齿状的图形. 这种表面是由实际的强南风刮成的. 图 11.42 (a) 标出的两条曲线之间没有明显的差异, 这表明 $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ 对表面粗糙度的差异并不敏感, 因而证实了这样的论点, 即对于雪来讲, 雪的表面粗糙度对后向散射系数 σ_{pack}^0 的影响可以忽略. 这个结论不仅适用于在 17 GHz 测得的图 11.42 (a) 曲线, 而且在 1—35.6 GHz 范围内的其他几个频率点上测得的数据也证实这一点.

与干雪的情况相反, 湿雪的表面粗糙度对 $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ 却有明显的影响. 图 11.42 (b) 表示了 $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ 随入射角的变化曲线, 其条件与图 11.42 (a) 相同, 只有一点除外, 即这里的积雪场最上层的 5 cm 厚度内, 包含有液态状的水. 这时湿雪的表面粗糙度不仅影

响 $\sigma_{\text{pack}}^0(\theta)$ 的大小,而且还影响随角度变化曲线的形状。从该例中清楚地看出,如果雪表面是湿的,则用 (11.76) 式来描述雪地的后向散射系数是不充分的。在这种条件下,必须求助于一种更完善的模型,这也将第十三章中阐述。

Ulaby 与 Stiles (1980) 还测量了 σ_{pack}^0 随雪层厚度的变化关系,他们把干雪堆积起来,层的厚度为 d 。测试频率为 9 GHz 和 16.6 GHz,入射角为 57° ,实验结果如图 11.43 所示,其中 9 GHz 的实验数据可用下列公式来拟合:

$$\sigma_{\text{pack}}^0(\text{dB}) = 10 \log [0.162 - 0.146 \exp(-0.0199W)] \quad (\text{dB}) \quad (11.79)$$

式中 W 是雪的水当量,以 cm 表示。对厚度为 d 的雪层的 W 定义如下:

$$W = \int_0^d \rho_s dx \quad (\text{cm}) \quad (11.80)$$

如果雪层的密度均匀,则 $W = \rho_s d$ 。从物理学的意义上讲, W 表示水平方向的横截面积为 1 cm^2 的柱体雪层(融化以后)内所含的液态水的高度,并以厘米为单位。由于一克水具有一立方厘米的体积,所以雪密度 $\rho_s (\text{gcm}^{-3})$ 就等效于积雪场无量纲的水体积比值。

当用自然单位 $\text{m}^2 \text{m}^{-2}$ 表示时,(11.79) 式改写成下式:

$$\sigma_{\text{pack}}^0 = 0.162 - 0.146 \exp(-1.99 \rho_s d) \quad (11.81)$$

式中的 d 以米为单位, ρ_s 为无量纲。现再回到 (11.76) 式,如果将 (11.77) 与 (11.78) 式代入 (11.76) 式,并适当地组合各项,可得到如下形式:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{pack}}^0(\theta) = & \frac{Y^2(\theta) \sigma_v \cos \theta'}{2\kappa_e} \\ & - Y^2(\theta) \left(\frac{\sigma_v \cos \theta'}{2\kappa_e} - \sigma_i^0(\theta') \right) \\ & \cdot \exp(-2\kappa_e d \sec \theta') \quad (11.82) \end{aligned}$$

该式形式上与 (11.82) 式相同。上述试验中,雪的平均密度为 0.42 gcm^{-3} ,从而得到雪的相对介电常数大约为 1.8(见第三卷附录 E)。对于上述的入射角 $\theta = 57^\circ$ 与该介电常数情况下,导出 $\theta' = 39^\circ$ 及 $Y = 0.9$ (采用第二章的非涅耳公式)。

令 $d \cong 0$ 情况(即覆盖一层薄雪的土壤表面),使(11.81)式与(11.82)式相等,导出

$$0.162 - 0.146 = Y^2(\theta) \sigma_i^0(\theta')$$

当用 $Y = 0.9$ 代入,得到 $\theta' = 39^\circ$ 时的 $\sigma_i^0 = 0.02$ 。下一步,当 $d \neq 0$, 使 (11.81) 式

† 原文误为 $\theta' = 57^\circ$, 现已改正。——译者注

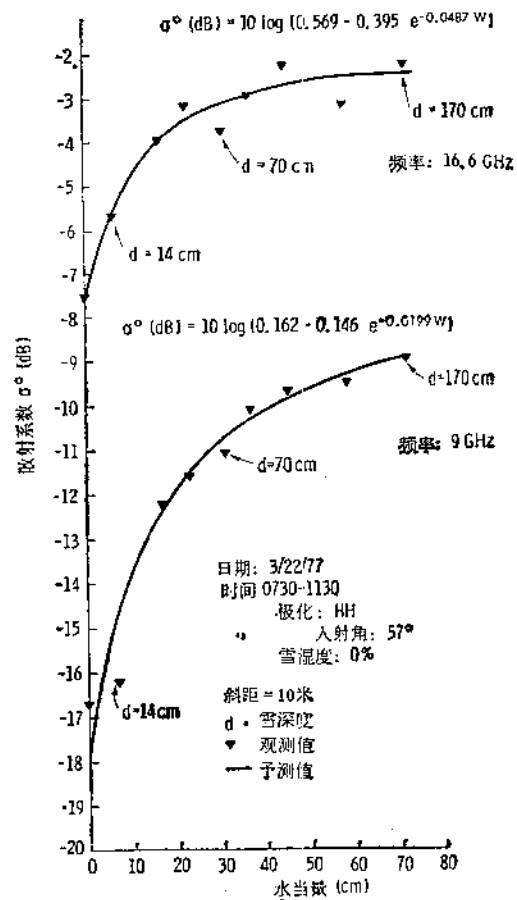


图 11.43 在 9 与 16.6 GHz 频率和干雪条件下,后向散射系数 σ^0 对雪水当量的响应曲线

的第一项及指数系数等于(11.82)式相对应的部分,即

$$0.162 = Y^2(\theta) \frac{\sigma_v \cos \theta'}{2\kappa_c}$$

$$1.99\rho_s = 2\kappa_c \sec \theta'$$

解上述方程组得到

$$\kappa_{em} \triangleq \frac{\kappa_c}{\rho_s} = 0.77 N_p m^{-1} g^{-1} cm^3$$

$$\sigma_{vm} \triangleq \frac{\sigma_v}{\rho_s} = 0.40 m^2 m^{-3} g^{-1} cm^3$$

式中 κ_{em} 和 σ_{vm} 分别为雪的质量衰减系数 (mass extinction coefficient) 和质量体散射系数 (mass volume-scattering coefficient)。根据上述的 κ_{em} 值, 当典型的雪密度值 $\rho_s = 0.4$ 时, 在雪中的有效穿透深度 (将散射与吸收两者的损耗均计入) 为 $\delta_p = 1/\kappa_c = (0.4 \times 0.77)^{-1} = 3.25m$ 。

在结束本节之前, 我们给出了图 11.44 曲线, 图中表示了干雪情况下, 后向散射系数 σ_{pack}^0 随入射角和频率变化的一般属性。

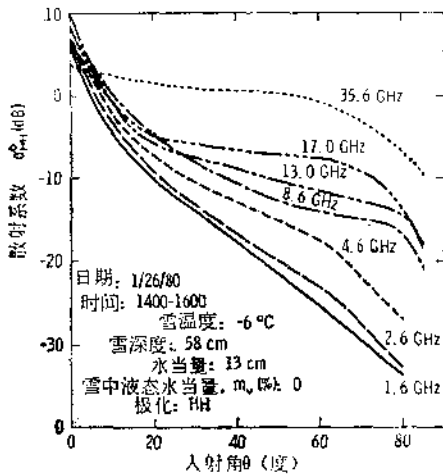


图 11.44 被测的干雪后向散射系数随角度与频率的变化曲线

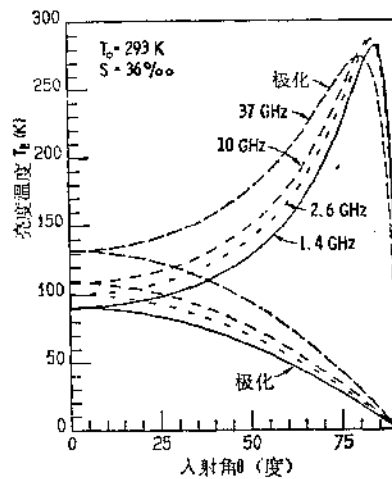


图 11.45 在四个微波频率工作时, 镜面海面的亮度温度

11-6 亮度温度的简单模型(与表面物理参数关系)

11-6.1 海水

平滑水面的亮度温度已由(4.128)式给出

$$T_B(\theta; p) = [1 - \Gamma^{SP}(\theta; p)] T_0 \quad (11.83)$$

式中 θ 是入射角; T_0 是水的实体温度; $\Gamma^{SP}(\theta; p)$ 是镜面反射系数[由(4.132)式给出], 它是 θ 、极化 p (水平或垂直) 及水的相对介电常数 ϵ_w 的函数。而 ϵ_w 又是频率、水温和水的盐浓度的函数。

图 11.45 表示盐浓度为 36‰ (千分之三十六) 的海水, 在四种微波频率时, T_B 随入射

角 θ 的变化曲线。这些表面是按镜面表面算出的，条件为 $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ，水的介电常数由第三卷的附录 E 给定。按(11.83)式， T_B 与 T_0 似乎成线性关系，但是除了这个明显的关系之外，由于介电常数 ϵ_w 随 T_0 而变化，因而 T^{SP} 也随 T_0 而变化。因而当 $\theta = 0^\circ$ (即天顶角)时， T_B 对 T_0 总的关系曲线如图 11.46 所示。可以看出：由于水的介电常数的张弛频率随实体温度 T_0 而变化，因而当 T_0 增大时， T_B 可能增大，也可能减小，这取决于频率 f 。

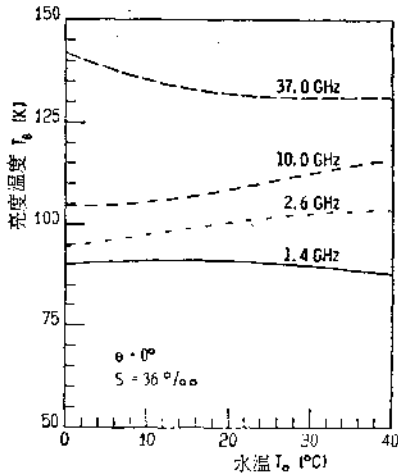


图 11.46 镜面海面的天顶角亮度温度随海水实体温度的变化关系

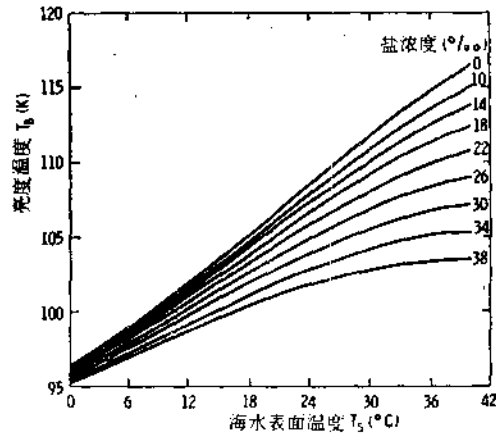


图 11.47 当法向入射和为 2.65 GHz 频率时，平滑海面的亮度温度随海面实体温度的变化关系 (Klein 与 Swift, 1977)

影响 ϵ_w ，进而影响 T_B 的另一个因素是水的盐浓度 S 。在 $S = 0$ (相当纯净水)与 $S = 36\text{‰}$ (相当海水的典型值)之间整个范围内，当频率高于 5 GHz 时，均呈现出 ϵ_w (进而 T_B) 对 S 的变化并不敏感。随着频率的降低， T_B 对 S 的依赖关系变得愈加明显。当测量条件给定为 $\theta = 0^\circ$ ， $f = 2.65\text{GHz}$ † 时， T_B 随 T_0 的变化曲线如图 11.47 所示，图中以 S 为曲线的变参数，曲线表明，随着 T_0 的增大， T_B 对 S 的敏感性也显著增大。

至此，讨论一直局限于平滑(即平静)的水面。第 11-2.1 节中曾指出，裸露土壤的发射率是土壤表面粗糙度的函数。还指出，随着频率的增高，相应电磁特性尺度的表面粗糙度变得更为粗糙，因此，随着频率的增高，它的发射率 e 与镜面反射的性能相比差别更大。类似的特性也可应用到被风吹皱了的海水面情况。有关建立粗糙水面发射率的数学模型将在第十二章中讨论。

在给定入射角 θ 、频率 f 和极化状态 p 的条件下，亮度温度 T_B 与风速 u 有关，其经验公式有如下形式：

$$T_B(\theta; p; u) = T_B(\theta; p; 0) - a(\theta; p)u \quad (11.84)$$

式中 $T_B(\theta; p; 0)$ 是 $u = 0$ 时的亮度温度，它由(11.83)式给定。 u 是风速，单位 ms^{-1} ， a 是常系数。图 11.48 表示 T_B 随 u 的变化可用线性方程拟合，测量状态为 $\theta = 55^\circ$ (Hollinger, 1971)。在线性拟合下，极化不同，则 a 值也不同。垂直极化下，在三个频率 (1.4、8.36 和 19.34 GHz) 下工作，其 $a \cong 0$ ，即说明风速基本没有影响；而在水平极化

† 原文为 1.43 GHz，对照图 11.46 曲线与图 11.47 的说明，应为 2.65 GHz。——译者注

下, α 值从 1.4 GHz 时的 0.34 K/ms^{-1} 增加到 19.34 GHz 时的 1.06 K/ms^{-1} , 测试时海水表面既没有泡沫, 也没有“白色帽”。也曾测过, 随着海水表面的泡沫与“白色帽”的比例增大, 亮度温度也将急剧地增高。对于海面辐射的深入讨论, 有兴趣的读者, 可参阅第十八章(第三卷)。

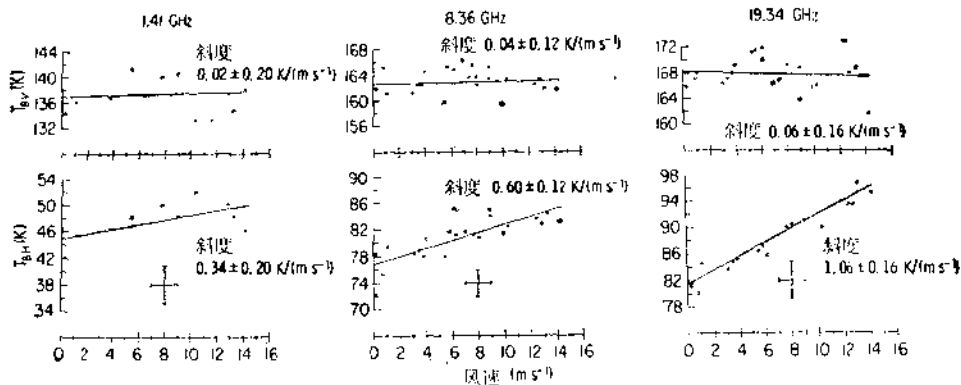


图 11.48 在 $\theta = 55^\circ$ 条件下, 亮度温度 T_B 随风速的变化关系 (Hollinger, 1971)

11-6.2 土壤湿度

裸露土壤表面亮度温度 T_{B_s} 的基本性能在第 11-2 节中有过简单的讨论, 通过举例与图示, 阐述了 T_{B_s} 随表面粗糙度和土壤含水量 m_v 的一般依赖关系。本节将通过初步估计在植被覆盖情况下的土壤含水量对辐射敏感度的影响, 来进一步确定 T_{B_s} 和 m_v 之间的关系。在第十九章中, 将作为一个完整的题目再来详细阐述。

裸露土壤

对裸露土壤表面微波辐射的实验结果表明: 随着土壤含水量的增加, 亮度温度 T_{B_s} (或发射率 ϵ_s) 以近似线性的规律下降。图 11.49 列举了一个例子, 它的测试条件是, 对于光滑表面, $f = 1.4\text{GHz}$, 在天顶角方向入射。如前面 11-2.3 节所述, 在 1.4GHz 时, 归一化的天线温度近似地等于发射率 ϵ_s 。

图 11.49 的曲线斜率有时被称为土壤水分的辐射灵敏度

$$S_s = \frac{\partial \epsilon_s}{\partial m_v} \quad (11.85)$$

式中下标 s 表示裸露土壤。Newton 与 Rouse(1980)报告中的实验结果表明, 随着表面粗糙度的增大, S_s 值将减小。 S_s 值还随微波频率的增高而减小, 如图 11.50 所示。因此, 从遥感土壤含水量这一参数来说, 工作频率应选择在所容许范围内的低端(容许范围的含义是: 当天线尺寸给定时, 频率下降, 波束就增宽, 在测量的平台高度给定的条件下, 它将导致空间分辨力的变坏)。

土壤纹理规律是由 Schmutge (1980) 试验的。他画出了 T_{B_s} 对土壤重量水分 m_g 的响应曲线。曲线表明, 轻土壤(即含粘土率低)的辐射灵敏度要比重土壤(即含粘土率

† 原文为 0.34km^{-1} , 单位有误。——译者注

高)明显地大。 他的部分试验结果如图 11.51 所示, 按照农田含水量下土壤重量水分

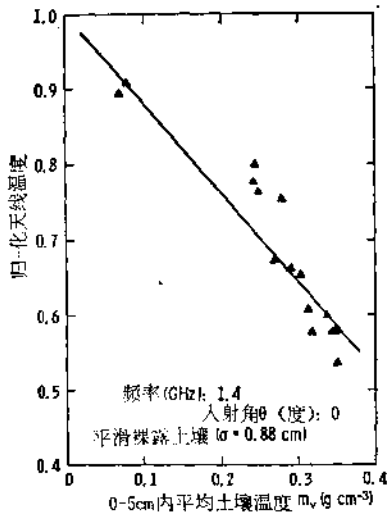


图 11.49 光滑裸露土壤表面条件下, 其容积含水量对发射率的影响关系 (Newton 与 Rouse, 1980)

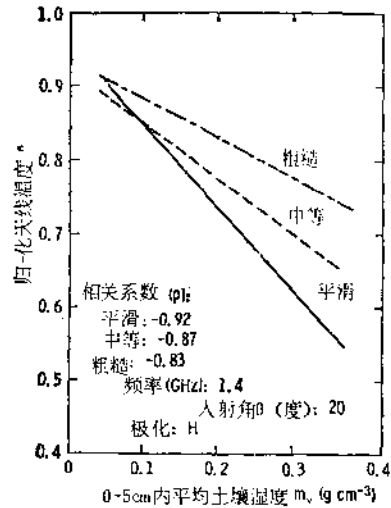


图 11.50 三种不同粗糙度条件下, 土壤含水量对归一化天线温度(相当于土壤发射率)的回归曲线 (Newton 与 Rouse, 1980)

FC_g [见 (11.55a) 式] 不同值, 图中三段曲线分别对应于三种不同的土壤等级, 测得的亮度温度灵敏度 $T_0 S$, 值从轻土壤的 3.08 K/% 降到重土壤的 1.82 K/%。

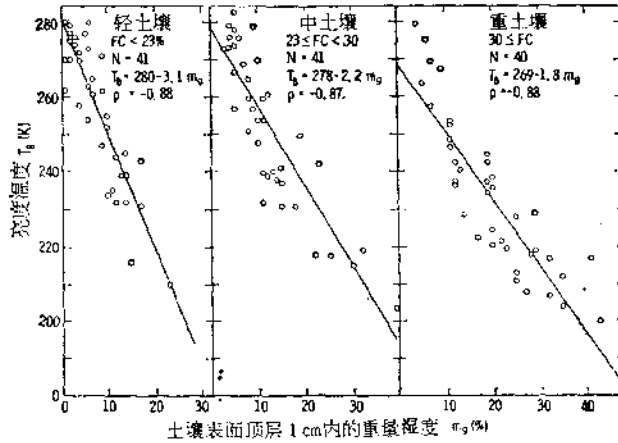


图 11.51 $\theta = 0^\circ$, 按照农田含水量 FC_g 计算值定义的三种不同纹理等级的土壤, 土壤重量水分比 m_g 对 T_B 的关系曲线 (Schmugge, 1980)

然而, 如果用由(11.54)式定义的农田持水量百分比 m_f 来表示含水量时, 则上述的三种土壤将呈现出具有近似于相同的亮度温度灵敏度, 如图 11.52 所示。用主动式雷达来测量土壤水分时也获得类似的结果, 即当水分用重量或容积表示时, 不同土壤类型具有不同的雷达灵敏度[†]; 而当水分用农田含水量百分比表示时, 各种土壤水分的雷达灵敏度

[†] 雷达灵敏度的含义是指用微波散射计测量时, 土壤水分对散射系数变化率的关系。——译者注

却近似相同 (Dobson 与 Ulaby, 1981)。

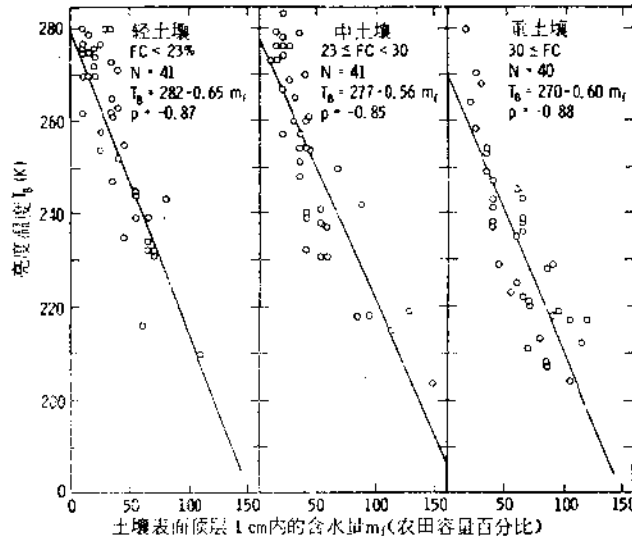


图 11.52 测量与图 11.51 相同的三种土壤时, 但用农田含水量百分比来表示水分时, m_f 与 T_B 的关系曲线 (Schmugge, 1980)

植被土壤

植被遮盖层的辐射与雷达后向散射情况有点类似。辐射中既包括植被层贡献, 也包括底层土壤表面贡献。由于植被层的存在, 引起土壤辐射量的衰减, 并引起由土壤辐射与植被自身辐射两者的漫散射。

如果植物单元(叶和茎等)之间的平均空间不论在水平向, 还是垂直向上都小于波长, 或与波长同一数量级的话, 那么植物遮盖仍可以当作由植物均匀覆盖的一个连续层来处理, 即使从上往下看时, 通过“空穴”能看到植物下面的土壤表面也无妨。每一植物单元的散射和吸收均为该单元介电特性的函数, 它与波的电场矢量相对于单元几何形状的方向性有关, 还与单元尺寸相对于入射波的波长有关。既有吸收又有散射特性的媒质辐射模型可分为两种: (a) 弱散射介质的辐射。其特征是以体吸收系数 κ_a 为主, 体吸收系数 κ_a 比体散射系数 κ_s 大得多, 即 $\kappa_a \gg \kappa_s$; (b) 较为一般的辐射情况是 κ_a 和 κ_s 的幅值可以相比拟, 或者 κ_s 比 κ_a 大一点。从建模的观点来看, 这两种情况的基本区别是, (a) 情况的漫散射可以忽略, 而 (b) 情况的不可以忽略。计及漫散射的体散射模型和体辐射模型将在第十三章中论述, 因而下面我们仅局限于对 (a) 情况的讨论。

对于弱散射介质情况, 这时, $\kappa_s \ll \kappa_a$, 其单散射反射率为

$$a = \frac{\kappa_s}{\kappa_s + \kappa_a} \ll 1$$

如果 a 确切地为零, 意味着波在介质中传播时并没有任何形式的散射现象出现, 那么在计算这种介质的辐射时, 需采用第一卷第 4-14.1 节中相干波的处理方法。反之, 如果介质是由散射子的随机分布所组成, 则波在介质中传播时所引入的随机分布的相位因子, 要象第 4-14.2 节那样, 将传播作为非相干过程来处理。考虑到植物遮盖层的几何结构并不均匀、因此在微波工作范围内应采用非相干的处理方法。另外, 如果反射率 a 小于 0.2 左

右, 则漫散射可以忽略, 那么这时可采用第 4-14.2 节中关于半无限大介质上面的弱散射层的亮度温度公式, 明确地说, (4.163) 式可以写成如下形式:

$$T_{B, \text{can}}(\theta; p) = \frac{1 - \Gamma_1}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 / L^2} \left[\left(1 + \frac{\Gamma_2}{L} \right) \left(1 - \frac{1}{L} \right) (1 - a) T_2 + \frac{1 - \Gamma_2}{L} T_3 \right] \quad (11.86)$$

式中, $\Gamma_1 = \Gamma_1(\theta; p)$ = 空气-植被交界面的反射系数;

$\Gamma_2 = \Gamma_2(\theta'; p) \triangleq \Gamma_r$ = 植被-土壤交界面的反射系数;

$a = \kappa_i / \kappa_e$ = 植被的单散射反射率;

$T_2 \triangleq T_v$ = 植被层的实体温度;

$T_3 \triangleq T_s$ = 土壤表面的实体温度;

θ' = 植被介质中的折射角;

$L = \exp(\kappa_e h \sec \theta')$;

h = 植被层的高度;

p = 极化标志, $p = h$ 或 v (水平极化或垂直极化)。

由于植被遮盖并没有明显的空气-植物的分界面, 所以 Γ_1 可设为零, θ' 可取为等于 θ , 这样, (11.86) 式进一步简化为

$$T_{B, \text{can}} = \left(1 + \frac{\Gamma_2}{L} \right) \left(1 - \frac{1}{L} \right) (1 - a) T_v + \frac{1 - \Gamma_2}{L} T_s \quad (11.87)$$

说明: 这里以及本书的其他地方, 凡字母 T 带有大写下标者表示辐射温度, 而带有小写下标者表示实体温度。

如果从电磁特性来看土壤表面是平滑的话, 那么 Γ_r 就是极化镜面反射率 Γ^{sp} , 它由 (4.132) 式给定。否则, 可采用近似的单参数模式, 如 (11.20) 式描述的那样。即

$$\Gamma_r(\theta; p) = \Gamma^{\text{sp}}(\theta; p) e^{-h' \cos^2 \theta} \quad (11.88)$$

式中 h' 为有效粗糙度参数。如果 $T_v \cong T_s \triangleq T_0$, 而且反射率 a 远小于 1, 则 (11.87) 式可进一步简化为

$$T_{B, \text{can}} = \left(1 - \frac{\Gamma_2}{L^2} \right) T_0 \quad (11.89)$$

在这种情况下, 覆盖层发射率可定义为

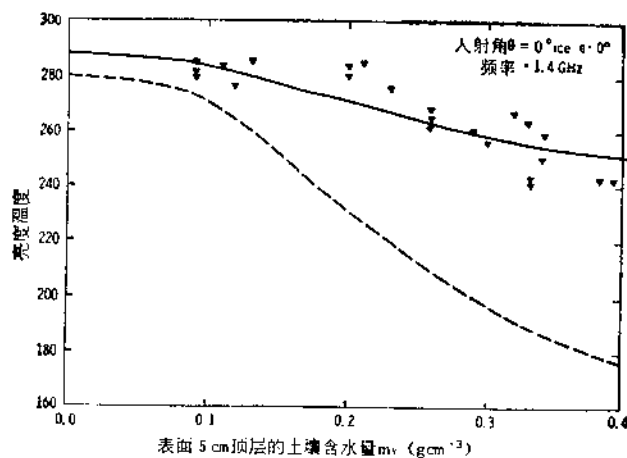
$$\begin{aligned} e_{\text{can}} &= \frac{T_{B, \text{can}}}{T_0} = 1 - \frac{\Gamma_2}{L^2} \\ &= \left(1 - \frac{1}{L^2} \right) + \frac{e_s}{L^2} \end{aligned} \quad (11.90)$$

式中 $e_s = 1 - \Gamma_s$, 是裸露土壤的发射率。在前面, 我们曾将导数 $\partial e_s / \partial m_v$ 称为裸露土壤受水分影响的辐射灵敏度, 记为 S_s 。类似地, $S_{\text{can}} = \partial e_{\text{can}} / \partial m_v$ 可称为植被覆盖时的土壤受水分影响的辐射灵敏度。这两个灵敏度之间的关系可以取 (11.90) 式的偏导数而求出。即

$$S_{\text{can}} = \frac{\partial e_{\text{can}}}{\partial m_v} = \frac{1}{L^2} \frac{\partial e_s}{\partial m_v} = \frac{1}{L^2} S_s \quad (11.91)$$

上式导出的条件是植被覆盖层的损耗因子 L 与土壤含水量 m_v 无关。(11.91) 式指出: 由于植被覆盖层的存在, 受土壤水分影响的辐射灵敏度应除以 L^2 因子, 而不是 L 一次方因

子(并记住 $L \geq 1$).



作物: 玉米
作物高度: 2.15m
遮盖层温度: 300K
测量数据:
土壤表面温度: 298K
植被体积率: 0.0033
植物含水量: 82%(湿重)

---粗糙度参数 $h' = 0.08$ 时, 裸露土壤计算值
—植被损耗因子 $l_v = 1.7(2.3\text{dB})$ 和单散射反射率 $a = 0.04$ 时, 植被土壤计算值

图 11.53 成熟期玉米田的天顶角亮度温度随土壤含水量的变化关系 (Ulaby 等, 1981b)

对成熟玉米田进行 $T_{B,\text{can}}$ 值的机载测量 (图 11.53 所示), 并用实验数据来引证 (11.87) 式给出的模型。测试频率为 1.4 GHz, 入射角 $\theta = 0$ (天顶角状态)。图中还给出了土壤表面层温度 T_s ; 植被层平均实体温度 T_v ; 土壤表面 5 cm 顶层内的容积含水量 m_v ; 还有遮盖层其他有关参数, 包括植物含水量、植物体积率和植物平均高度等等。此外, 还需要采集土壤样品, 在实验中测量其介电常数, 它是 m_v 的函数。为了确定遮盖层电介质特性, 应将测得的遮盖层参数代入到由 Ulaby 等人 (1981b) 导出的混合介质公式中, 再由遮盖介电常数估算出 L 值 (假设 $k_v \ll k_a$)。这样, 对于每一个被测值 $T_{B,\text{can}}$, (11.87) 和 (11.88) 式中除反射率 a 和有效的土壤表面粗糙度参数 h' 外的所有量均可以直接算出来。因 11.53 中所表示的曲线是 $T_{B,\text{can}}$ 的测量值和计算值达到最佳拟合情况, 这时 $a = 0.04$ 和 $h' = 0.08$ 值。图中虚线代表的曲线表示没有植被覆盖的同一种土壤表面 [即 (11.87) 式中的 $L = 1$]。比较虚线和实线两条曲线, 清楚地说明了由于植被覆盖层的存在, 降低了土壤水分对亮度温度的灵敏度。如果水分 m_v 在 0.1 到 0.4 gcm^{-3} 范围内, 曲线用直线来近似, 那么在裸露土壤情况下, 直线斜率为 $\partial T_{B,\text{soil}} / \partial m_v = -3.1 \text{ K} / 0.01 \text{ gcm}^{-3}$; 而在植被覆盖情况下, 直线斜率为 $\partial T_{B,\text{can}} / \partial m_v = -1.1 \text{ K} / 0.01 \text{ gcm}^{-3}$ 。

植被覆盖的辐射灵敏度 S_{can} (相对于土壤水分的敏感度) 与裸露土壤的辐射灵敏度 S_s 之比, 有时用来定义灵敏度缩减因子 Y :

$$Y = \frac{S_s - S_{\text{can}}}{S_s} = 1 - \frac{S_{\text{can}}}{S_s} \quad (11.92)$$

根据 (11.91) 式, 又可写成

$$Y = 1 - \frac{1}{L^2} \quad (11.93)$$

当植物的实体温度近似地等于土壤表面的实体温度时,有

$$Y \cong 1 - \left(\frac{\partial T_{B,\text{can}}}{\partial m_v} \right) / \left(\frac{\partial T_{B,\text{soil}}}{\partial m_v} \right) \quad (11.94)$$

将上述的斜率具体数值代入,得 $Y = 1 - \frac{1.1}{3.1} = 0.65$ 或 65%。这同由 (11.93) 式得出的值是一致的,即 $Y = 1 - 1/(1.7)^2 = 0.65$ 或 65%。

Kirdiashev 等 (1979) 和 Wang 等 (1980) 也曾得到相类似的估值。他们得出的 Y 值有: 谷物和草为 15—60%, 森林树木为 80%, 测量频段为 1.4—1.5 GHz。正如人们所预料的那样,随着入射角 θ 的增大和频率的增高,损耗因子 L 也增大,因而灵敏度缩减因子也相应地增大。当频率增高至 5 GHz 时,测得谷物和草的 Y 值在 35—90% 范围内。

11-6.3 植被层

在稀少植被覆盖的状态下,亮度温度可用类似于由 (11.61) 式给出的后向散射系数的形式来表达:

$$T_B(\theta, \phi) = [1 - C(\theta, \phi)]T_{B,\text{bare}} + C(\theta, \phi)T_{B,\text{can}} + [1 - C(\theta, \phi)]T_{B,\text{int}}(\theta, \phi) \quad (11.95)$$

式中 $C(\theta, \phi)$ 是沿 (θ, ϕ) 方向观测时,植被覆盖层受照面积的一部分, $T_{B,\text{bare}}$ 是露出表面(未受植被覆盖)的亮度温度, $T_{B,\text{can}}$ 是植被覆盖面积的亮度温度,还有 $T_{B,\text{int}}$ 是计及下列两种间接贡献所产生的交互作用分量,这两种间接贡献是由裸露表面产生的辐射经邻近植物的反射(散射)所产生,以及由植物的辐射,经露出表面的反射所产生的。如果露出表面乃是裸露土壤的表面,那么发射率 $\epsilon(\theta)$ 可以采用 (11.20) 式的近似表达式,并可用 $T_{B,\text{bare}}(\theta) = \epsilon(\theta)T_s$ 计算式,式中 T_s 是地面实体温度。如果露出区域为平静的水面,仍可用 (11.20) 式,只是 $h' = 0$ 。亮度温度交互作用分量取决于受照面积内植被覆盖层的具体几何形状,还取决于植被容积与露出表面两者的辐射方向图与散射方向图(随角度变化)。

在辐射计天线的观测区域内,如果植物覆盖部分 $C \cong 1$,那么人们可能会问:这时辐射是否完全来自植被层?或者说,底层土壤表面的贡献是否应该计入?如上所述,关键的因素在于损耗因子 L ,而确定 L 的关键因素又是电磁波的频率 f 。参照 Wang 等 (1980) 所得的实验结果,当 $f = 5\text{GHz}$ 和 $\theta = 10^\circ$ 条件下,测得(对土壤水分)的灵敏度缩减因子 Y 是:对 10 cm 高的草为 65%,对 30 cm 高的草为 90%。因此,我们可以断定,当频率高于 10 GHz 时,就辐射而论,植被覆盖层就可以作为半无限大的介质层来处理(除非植被是非常短或干燥)。而当频率低于 10 GHz、尤其低于 5 GHz 时,则必须考虑两层组成的模型,即既有植被又有土壤的贡献,如上节所描述的那样。

按照 (11.87) 式描述的模式,如果损耗因子 $L(\theta) \gg 1$

$$T_{B,\text{can}}(\theta) \cong T_v(1 - a) \quad (11.96)$$

式中 T_v 是植被遮盖层的实体温度, a 是单散射反射率。上式表明,如果 a 是各向同性的,则 $T_{B,\text{can}}(\theta)$ 与 θ 值无关,与天线极化状态也无关。图 11.54 和图 11.55 表示的是在 10 GHz 频率下,燕麦田和高粱田测得亮度温度的两个例子。这些资料是由 Peake 和 Oliver (1971) 所采集的关于不同类别的植被覆盖层的大量资料中的一部分。对于燕麦

(图 11.54), 曲线表明, 亮度温度随角度变化的依赖性非常微弱, 且与极化也几乎没有关系。因此, 用(11.96)式来描述很合适, 式中 a 值可取 $a \cong 0.08$ 。

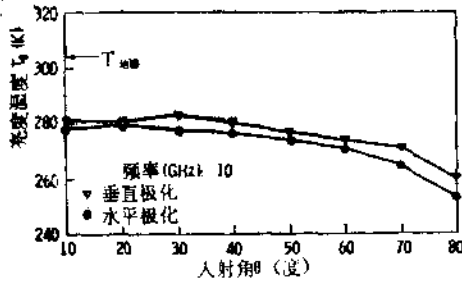


图 11.54 10GHz 时,绿色(谷穗)燕麦田的亮度温度 (Peake 与 Oliver, 1971)

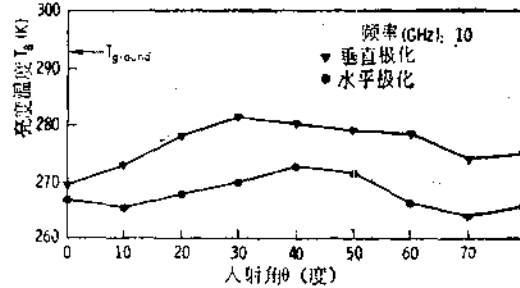


图 11.55 10GHz 时,绿色(穗状花)高粱田的亮度温度 (Peake 与 Oliver, 1971)

图 11.55 表示的是高粱田数据, 曲线表明, 与角度的依赖性也较弱。但当 $\theta \geq 20^\circ$ 时, 垂直极化与水平极化之间亮度温度的差异约有 10 K。应用 (11.96) 式对 T_B 平均值进行拟合, 可得垂直极化时的 $a \cong 0.08$, 水平极化时取 $a \cong 0.10$ 。鉴于模型的简洁性, 并基于上述的假设条件(即忽略植被介质中的漫散射, 并假设 a 值与极化有关, 与方向性

无关), 在高于 10 GHz 频率时, 表达式 (11.96) 式仍可以用来作为植被辐射性能的一阶近似式(只要植被不是太短或干燥的话)。

最后, 用图 11.56 来阐明本节的结论。图中的上、下边界的曲线是由 Peake 与 Oliver (1971) 测得的 14 组植被的 T_B 数据中的最大值和最小值。测量是在紫花苜蓿、小麦、燕麦、高粱和大豆田里, 并在不同的生长期条件下进行的。由图可以大致估计出 $T_{B(max)} - T_{B(min)}$ 动态范围值: 处于天顶角时 ($\theta = 0^\circ$), 无论哪一种极化, 均约 35 K 左右;

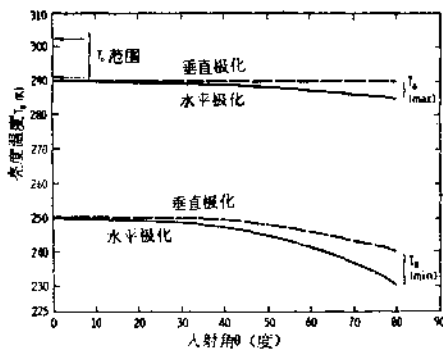


图 11.56 在 10 GHz 时, 观测不同作物、不同生长期的 14 组数据, T_B 值上、下边界范围 (Peake 与 Oliver 1971)

而当 $\theta = 80^\circ$ 时, 水平极化的动态约 55K, 垂直极化的动态约 50K。动态变化的主要因素是由于发射率的变化, 因为在 14 组数据中间, 实体温度 T_s 变化只有 12K。结论是, 在一般情况下, (a) 亮度温度与人射角 θ 近似无关, 尤其当 $\theta \leq 60^\circ$ 范围内; (b) 垂直极化比水平极化略大一些, 平均值大约大 5 K; (c) 对于不同类别作物覆盖的差异, 或者同一作物于不同生长期之间的差异, 都不是很大的, 也即亮度温度对它们都不是十分灵敏的。

11-6.4 雪

设在土壤表面有一堆雪, 雪层高度为 d , 从雪面上方进行观测。如果雪容积内的漫散射可被忽略, 则亮度温度可用(11.86)式来表达,

$$T_{B, \text{pack}}(\theta, p) = \frac{1 - \Gamma_{as}}{1 - \Gamma_{as}\Gamma_{sg}/L^2} \left[\left(1 + \frac{\Gamma_{sg}}{L}\right) \left(1 - \frac{1}{L}\right) (1 - a) T_s + \frac{1 - \Gamma_{sg}}{L} T_g \right] \quad (11.97)$$

式中下标表示的含义如下:

- as = 空气-雪的界面;
- sg = 雪-地面的界面;
- s = 雪;
- g = 地面.

进行若干步的近似推算后,上式可简化为一种简单形式,并且在较宽的条件范围内仍保持有效. 首先,雪和地面的实体温度 T_s 和 T_g 之间的相对百分比差异通常很小,可以看成相等,令等于某一平均温度 T_0 , 即 $T_s \cong T_g \cong T_0$. 简化后,雪的发射率可写成如下表达式:

$$\begin{aligned} e_{\text{pack}} &= T_{B, \text{pack}}/T_0 \\ &= \frac{1 - \Gamma_{as}}{1 - \Gamma_{as}\Gamma_{sg}/L^2} \\ &\quad \times \left[\left(1 + \frac{\Gamma_{sg}}{L}\right) \left(1 - \frac{1}{L}\right) (1 - a) + \frac{1 - \Gamma_{sg}}{L} \right] \quad (11.98) \end{aligned}$$

下一步再对式中 Γ_{as} , Γ_{sg} 和 L 值进行近似. 所有这些量均是雪层内所含液态水量的函数. 因而下面将按雪是干态还是湿态分别来进行讨论.

干雪

干雪的相对介电常数 ϵ_{ds} 的典型数值应在 1.4 与 2.0 之间,它取决于雪的密度. 如果雪底下的土壤介质处于冰冻状态,则土壤的相对介电常数 ϵ_s , 约在 3.0 左右. 在整个微波波段内,这些量与温度(冰点以下)、频率基本无关. Γ_{as} 幅值是 ϵ_{ds} 、入射角 θ 和极化状态 p (垂直或水平)三者的函数. 相类似, Γ_{sg} 则由 ϵ_{ds} 、 ϵ_s 、雪中的折射角 θ' 和极化状态 p 来决定. 在上述的 ϵ_s 值和 ϵ_{ds} 值的范围内,利用菲涅耳方程可计算得到如下结果:

$$\Gamma_{as}\Gamma_{sg} < 0.01 \quad \text{对于 } \theta \leq 70^\circ$$

上式对水平极化和垂直极化均成立. 请注意,如果,有任何一个界面不是平滑的,那么其反射率将比镜面反射率小些,因此上述不等式右边的值甚至会比 0.01 更小. 这样,计及空气-雪和雪-地面界面间多次反射的项 $1 - \Gamma_{as}\Gamma_{sg}/L^2$ 可以假设为 1, 其误差不会大于 1% (记住 $L \geq 1$). 如果容差范围再大,容许百分之几,则可进一步简化, (11.98) 式中的 Γ_{sg}/L 相对于 1 也可忽略,这可用下面的具体数字来说明: 当 $\theta < 70^\circ$ 时, $\Gamma_{sg} < 0.05$, Γ_{sg}/L 将更小些. 采取这些近似后, (11.98) 式进一步简化为

$$\begin{aligned} e_{\text{pack}} &= (1 - \Gamma_{as}) \left\{ (1 - a) + \frac{1}{L} \left[(1 - \Gamma_{sg}) - (1 - a) \right] \right\} \\ &= Y_{as} \{ (1 - a) + [Y_{sg} - (1 - a)] \exp(-k_s d \sec \theta') \} \quad (11.99) \end{aligned}$$

式中 $Y_{as} = 1 - \Gamma_{as}$ 是空气-雪界面的透射系数,同样地,定义 Y_{sg} 为雪-地面界面的透射系数,式中 L 值已用 (11.77) 式来替代,因而 e_{pack} 已表达为雪层厚度 d 的显函数形式.

Ulaby 与 Stiles(1980) 采用逐次增加雪层厚度的办法(每次增量约 30-40 cm), 来测

量被雪覆盖土壤的表观辐射温度与雪层厚度 d 的函数关系。测量结果如图 11.57 至图 11.59 所示, 频率分别为 10.7, 37 和 94GHz, 为了消除衰减系数 k_e 对雪密度 ρ_s 的依赖关

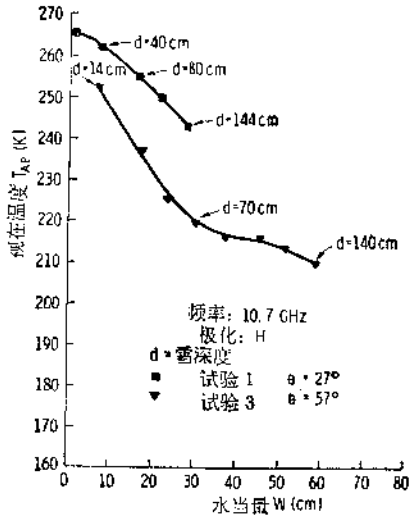


图 11.57 在 10.7 GHz 频率测量时, 表观辐射温度 T_{AP} 随雪中含水当量 W 的变化关系 (Ulaby 与 Stiles, 1980)

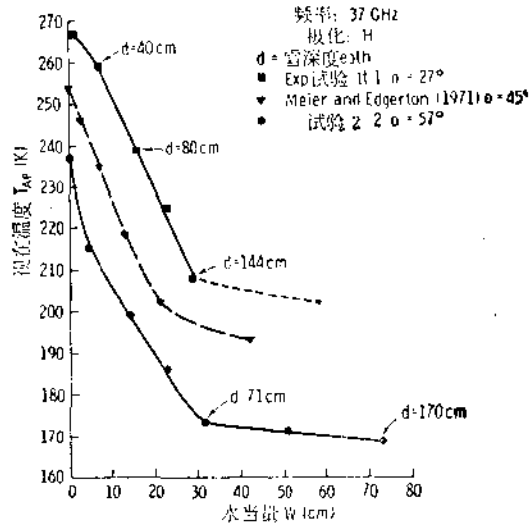


图 11.58 在 37 GHz 频率测量时, 表观辐射温度 T_{AP} 随雪中含水当量 W 的变化关系 (Ulaby 与 Stiles, 1980)

系, 表观温度 T_{AP} 曲线是相对于雪中含水当量 W 而画的, 而不是相对于雪的厚度 d 来画的。换句话说, 假定 k_e 随密度 ρ_s 呈线性变化(正比关系), 则乘积 $k_e d$ 值可用重量衰减系数 k_{em} 的形式写出来, 即

$$\begin{aligned} \kappa_e d &= \kappa_{em} \rho_s d \\ &= \kappa_{em} W \end{aligned} \quad (11.100)$$

如果总衰减量确实只决定于雪柱体垂直方向的总重量(即 W), 而不决定于柱体的高度, 那么 W 值相同而高度不同的两堆雪层的辐射温度应该是相同的。Meier 与 Edgerton(1971) 曾测到的数据证实了上述结论。他们在对某一雪层作辐射测量之后, 将雪层往下压缩以减小雪层的高度, 然后做第二次辐射测量, 其结果是: 当减小雪层厚度, 但保持雪中的含水当量不变时, 测得的表观温度并没有变化。

将(11.100)式代入(11.99)式中, 后式可写成

$$\begin{aligned} e_{\text{pack}} &= A + B \exp(-\kappa_{em} W_{sc} \theta') \quad (11.101) \\ \text{式中 } A &= Y_a(1 - a) \\ B &= Y_a[Y_{sg} - (1 - a)] \end{aligned}$$

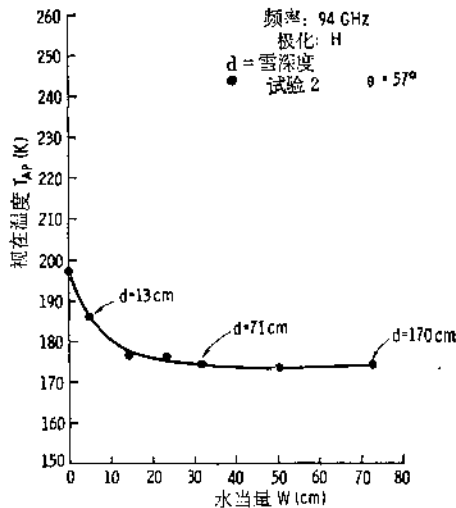


图 11.59 在 94 GHz 频率测量时, 表观辐射温度 T_{AP} 随雪中含水当量 W 的变化关系 (Ulaby 与 Stiles, 1980)

将 T_{AP} 的测量数据变换成发射率 e ，其中近似地包括向下发射的大气辐射以及经雪反射又返回到辐射计天线中的贡献。Ulaby 与 Stiles (1980) 发现，按 (11.101) 式的计算结果和测量得到的发射率数据吻合得很好，如图 11.60 所示。

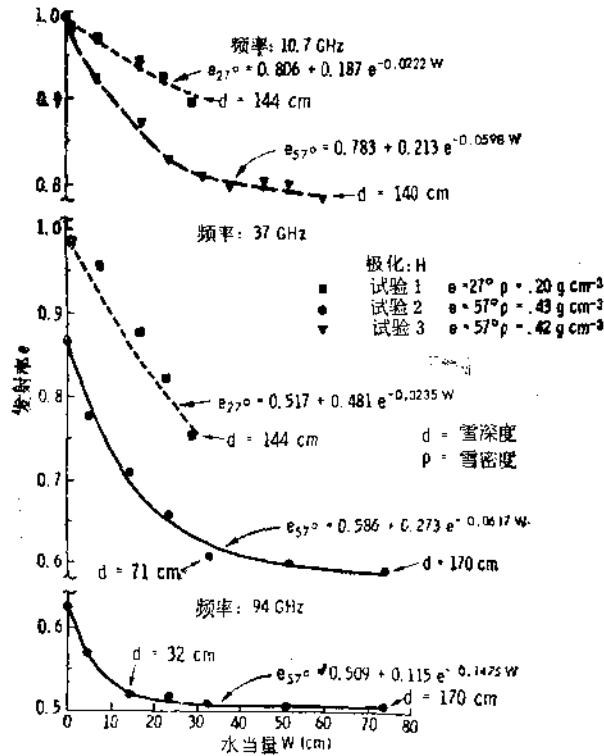


图 11.60 在 10.7, 37 和 94 GHz 频率测量时，发射率 e 随雪中含水当量 W 的变化关系 (Ulaby 与 Stiles, 1980)

湿雪

有一密度为 $\rho_s = 0.4 \text{ g cm}^{-3}$ 的雪层，假设雪中含液态水分 m_v 从零增加到占体积的 3%。当频率为 10 GHz 时，穿透深度 δ_p 将从 $m_v = 0$ 时的 4.8 m 左右降低到 $m_v = 3\%$ 时的 4 cm (见图 11.25)。因此，只要雪的斜深 $d \sec \theta'$ 大于 $3\delta_p$ ，则雪容积中少量液态水量 (也称雪的湿度) 的存在就能有效地掩蔽土壤的辐射贡献，因为这时 L 已大于 20。如果雪中液态水含量和深度两者结合使 L 值很大，以至 (11.98) 式中所有含 $1/L$ 因子的分量均可被忽略，在此情况下，(11.98) 式将简化成为半无限深度情况的表达式

$$e_{\text{pack}} = Y_{\omega}(1 - a) \quad (11.102)$$

雪中液态水含量除了对损耗因子有影响以外，它还影响透射系数 Y_{ω} (通过湿雪介电常数 ϵ_{ω} 起作用) 和漫反射系数 a 的大小。回顾 11-62 节所述， a 由下式给定

$$a = \frac{\kappa_s}{\kappa_a + \kappa_s} \quad (11.103)$$

式中体散射系数 κ_s 和体吸收系数 κ_a 都与下面各量有关：(a) 散射元素 (以水为表面层的冰颗粒) 的介电常数与背景 (空气) 介电常数的比值；(b) 颗粒大小分布 (以波长单位来

度量); (c) 雪的密度 ρ_s (见第五章)。然而, κ_s 和 κ_a 之间的主要差异是, 当改变雪的液态水含量时, κ_a 的变化范围比 κ_s 大得多。这是由于 κ_s 主要受散射颗粒的复介电常数的实数部分的影响, 而 κ_a 主要受其虚部影响。举例来说, 在 10 GHz 时, m_v 从 0 变化到 3%, 由此引起的雪混合体的介电常数实部 ϵ'_{av} 的变化很小(约 10%), 而虚部 ϵ''_{av} 将变化两个数量级。但是, 即使颗粒大小的统计分布已知, κ_s 和 κ_a 随 m_v 变化的确切关系仍不能求得。其部分原因是由于冰水混合物的几何形状是很复杂的, 在任何三个毗邻的球形冰颗粒之间的空间中, 既可包含有水的表层, 也可包含有水囊。

虽然难以确定散射的漫反射系数 a 与液态水含量 m_v 之间的确切关系, 但从上述讨论中可清楚地看到: a 将随 m_v 的增加而减小, 这是由于随着 m_v 的增加, κ_s 将急剧地增大, 因而当 m_v 很大时, a 将趋于零, $\epsilon_{\text{有效}}$ 将趋近于 Y_{av} 。Stiles 与 Ulaby (1980a) 根据这讨论建立了表观温度 T_{AP} 随 m_v 变化关系的模型, 认为它具有如下的经验表达式

$$T_{AP}(m_v) = A - B \exp(-C m_v)$$

在给定的频率、角度和极化状态条件下, 式中 A 、 B 和 C 均为常数。在 10.7 和 37 GHz 频率下测得的结果如图 11.61 所示。

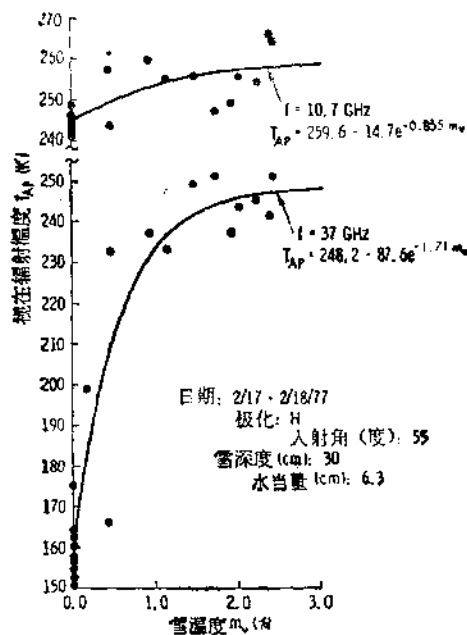


图 11.61 表观温度 T_{AP} 随积雪层顶部 5 cm 厚内的液态水含量 m_v 的变化关系 (Stiles 与 Ulaby, 1980a)

本节取用的简单模型中没有考虑到雪表面粗糙度对微波辐射的影响。按照 11-5.4 节讨论后向散射系数那样来推论, 在湿雪情况下的表面粗糙度对 T_{AP} 的影响要比干雪情况影响大, 图 11.62 中曲线已说明这一点。因此, 这些模型提供了有关辐射随雪中水当量和液态水含量变化趋势方面的有用信息, 但总不能提供用绝对尺度表示的准确值。

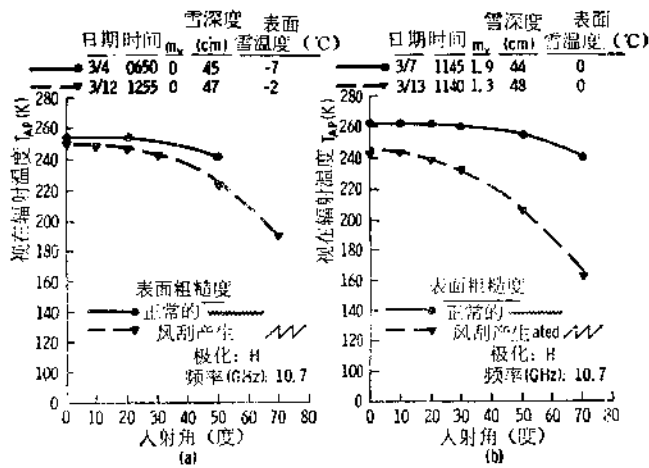


图 11.62 在 10.7 GHz 频率测量下, 雪表面粗糙度对表观辐射温度 T_{AP} 的影响。(a) 干雪情况; (b) 湿雪情况 (Stiles 与 Ulaby, 1980b)

11-7 地面和海面后向散射的一般特性

为了从遥控平台上获取有关目标的信息, 重要的一步是建立起某一特定目标的后向散射系数 σ^0 与该目标的物理参数之间的关系。在前几节中, 我们已讨论了 σ^0 与如下几个量的关系: (a) 植被遮盖层的容积含水量; (b) 裸露土壤和植被覆盖土壤的湿度; (c) 雪中水当量; (d) 风速与风向。这些讨论只限于在给定的一种目标类型之内的 σ^0 的一些变化关系(比如植物或雪)。而不同类型目标之间的变化, 以及各种类型 σ^0 的统计属性也同样是很重要的, 这种信息对于不同类型目标之间的辨识, 以及对于系统设计研究都是非常有用的。

在本节中, 我们将提供有关各类地面和海面后向散射系数一般属性的有关信息。按照可供利用的公开资料情况, 对每一种类型目标所阐述的详细程度和深度均不一样。

在遥感中的一个普遍问题(开拓来说, 所有的实验研究), 就是关于对测量仪器的绝对定标。当敏感器用来测量某一给定目标或某类目标的某特性参数或其随时间的变化关系时, 即使敏感器的测量精度(绝对基准电平)可能并不十分理想, 但由敏感器测得的信息, 一般说来仍是有用的。为了建立某一物理量的统计分布(例如某一特定目标类别的后向散射系数 σ^0 的统计分布), 重要的是该分布必须建立在大量测量数据的基础上, 因此必须将文献中有关的数据进行汇编与采集。然而这种方法有缺点, 因为产生这种统计分布所用的数据是由不同的研究人员, 并选用不同精度的仪器测量得到的。由于各台仪器的绝对基准之间存在着偏差, 因而所得结果并不真实体现了该类目标的 σ^0 统计分布。我们在这里将选用的方法是: 只用同一台敏感器来分别采集各类目标 σ^0 的变化属性, 并建立数据库, 而不用混杂的数据组合来建库。尽管这样的数据库所代表的那一类目标的适用条件范围可能不那么广泛。

11-7.1 地面的平均后向散射系数

在研究各孤立的地貌(即地面)类别之前, 我们首先讨论一下由天空实验室上所安装

的 13.9 GHz 散射计于 1973 年飞行所测得的 σ^0 数据的统计分布。散射计照射面积的变化范围是：天顶角时约为 100 km²， $\theta = 48^\circ$ 时约为 360 km²。因此，每组数据均表示受照射面积内各种地貌 σ^0 的平均值。

下面讨论的数据是由天空实验室于 1973 年飞越北美上空时所采集的，更确切地说，是自 1973 年 5 月 30 日至 6 月 14 日，以及自 8 月 3 日至 9 月 21 日期间飞越美国西部上空时所采集得到的。

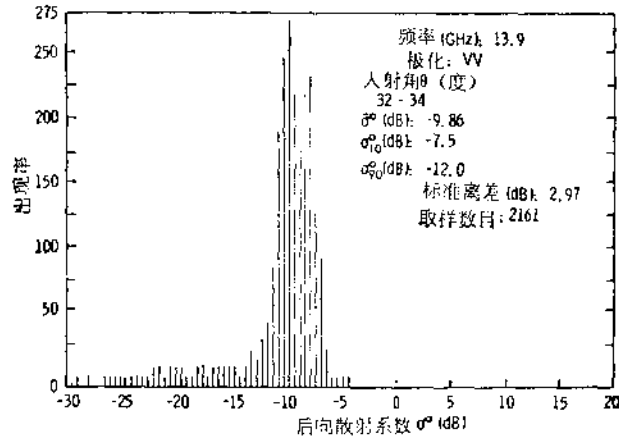


图 11.63 当入射角为 32—34° 时，在北美上空，由天空实验室上散射计所采集的数据直方图 (Moore 等, 1975)

图 11.63 表示天空实验室采集到的地面散射直方图。测试条件为 $\theta = 32-34^\circ$ ，VV 极化。从通过的地理位置和当时的时间来看，目标的类别归纳有农田、自然植被、荒芜田野，还有文化区、湖泊和河流等。最后一种目标类型从统计观点来说，对被测 σ^0 数据的影响较小，因为它所占的区域与照射面积相比通常是个小量。

对于照射面积较小的遥感器，比如实孔径雷达和合成孔径雷达，它们的 σ^0 值变化范围要比由天空实验室散射计观测到的数据的变化范围（如图 11.63 所示）大得多。但是，

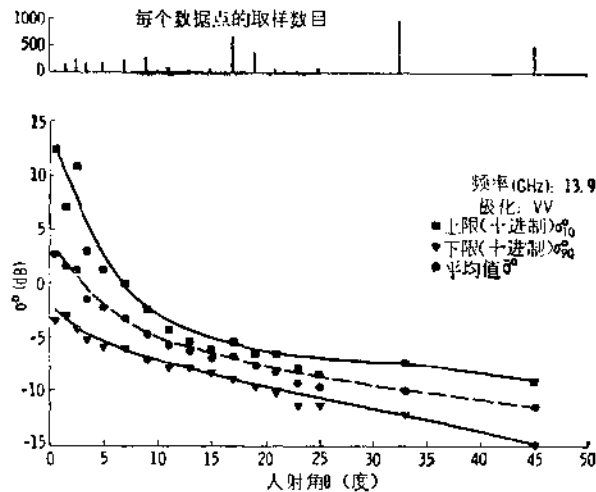


图 11.64 在夏季，由天空实验室散射计在北美上空飞行时所采集的 σ^0 (平均值与上、下限值) 与入射角的变化关系

尚未做更广泛的研究来得出这些类别的预期分布和动态范围。大体上说, σ^0 变化范围与照射面积密切相关, 但是具体关系尚待确定。

在 $1-45^\circ$ 之间取若干个 θ 值, 先产生类似于图 11.63 的直方图, 再由直方图转换成图 11.64 所示的曲线, 图中分别算出了 σ^0 的平均值、上限值与下限值 (上、下限值分别规定为测量总数的 10% 与 90% 超过的数值)。由图可见, σ^0 的动态范围 (上限与下限为十进制数字之差) 在接近天顶角时为最大, 然后随 θ 角增大而降低动态范围, 到入射角 10° 之后, 动态范围基本不变, 接近 45° 处又稍有加宽。对于 HH 和 HV 极化状态也有相类似的分布特性 (Moore 等, 1975)。

值得注意的是: σ^0 平均值与入射角的关系曲线非常相似于作物生长季节由车载雷达频谱仪所采集的农田 σ^0 平均值曲线 (见 11-7.2 节), 两条曲线的差值在 3 dB 之内 (Moore 等, 1980)。

11-7.2 农田

Ulaby (1980) 用车载雷达频谱仪在 1-18 GHz 频带内对农田 σ^0 统计特性进行了测定。测量的目标对象包括: 玉米、高粱、大豆、紫花苜蓿、小麦、三叶草和牧草等各类农作物的农田。测量的时间从小苗出土之前 (即裸露土壤), 一直到收割之后, 对整个生长阶段

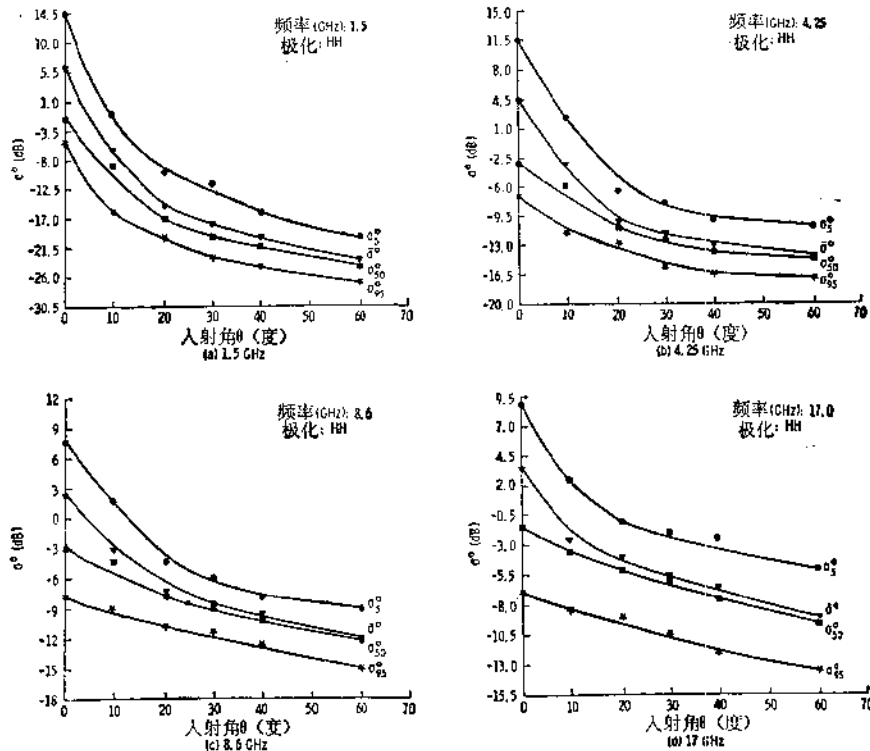


图 11.65 植被后向散射随入射角变化关系。(a) 1.5GHz, (b) 4.25GHz, (c) 8.6GHz, (d) 17GHz。所示曲线分别为后向散射系数的平均值 σ^0 , 中值 σ^0_{50} , 上、下限值 σ^0_{5} 与 σ^0_{95} (测量总次数的 5% 与 95% 超过的数值) (Ulaby, 1980)

进行了广泛的测量, 测量 σ^0 随入射角变化的函数关系。测量参数选择从 1—18 GHz 之间, 共取 18 个频率点, 每个频率点上取三种线性极化状态 (HH, VV 和 HV), 在

1—8 GHz 频带内,共观测 285 次,在 8—18 GHz 频带内,共观测 567 次(1—8 GHz 与 8—18 GHz 为两个独立的分系统)。

按给定的人射角 θ 、频率 f 和极化状态 p 条件下观测到的一组数据,可得到类似于前节(图 11.63)所示的直方图。从直方图可计算出 σ^0 的四个量:(a) $\bar{\sigma}^0$ 为 σ^0 的平均值;(b) $\sigma_{5\%}^0$ 为测量总次数的 5% 超过的数值;(c) $\sigma_{50\%}^0$ 为中值;(d) $\sigma_{95\%}^0$ 为测量总次数的 95% 超过的数值。图 11.65 表示了四个频率点上,上述四个 σ^0 值随入射角的变化曲线。由图可见:(a) 当入射角接近天顶角时,平均值 $\bar{\sigma}^0$ 将明显地大于中值 $\sigma_{50\%}^0$,这是由于在该角度范围内直方图的不对称性所造成的;(b) 当入射角大于 20° 时,平均值与中值彼此非常接近;(c) 当 $\theta = 0-20^\circ$ 之间时,随着 θ 的增大,由 $\sigma_{5\%}^0$ 至 $\sigma_{95\%}^0$ 之间的幅度动态范围将逐渐地减小。而在 $\theta > 20^\circ$ 区域,动态范围近似为一常数。

在固定 $\theta = 0^\circ, 20^\circ$ 与 60° 情况下, σ^0 随频率的变化关系如图 11.66 所示。图中

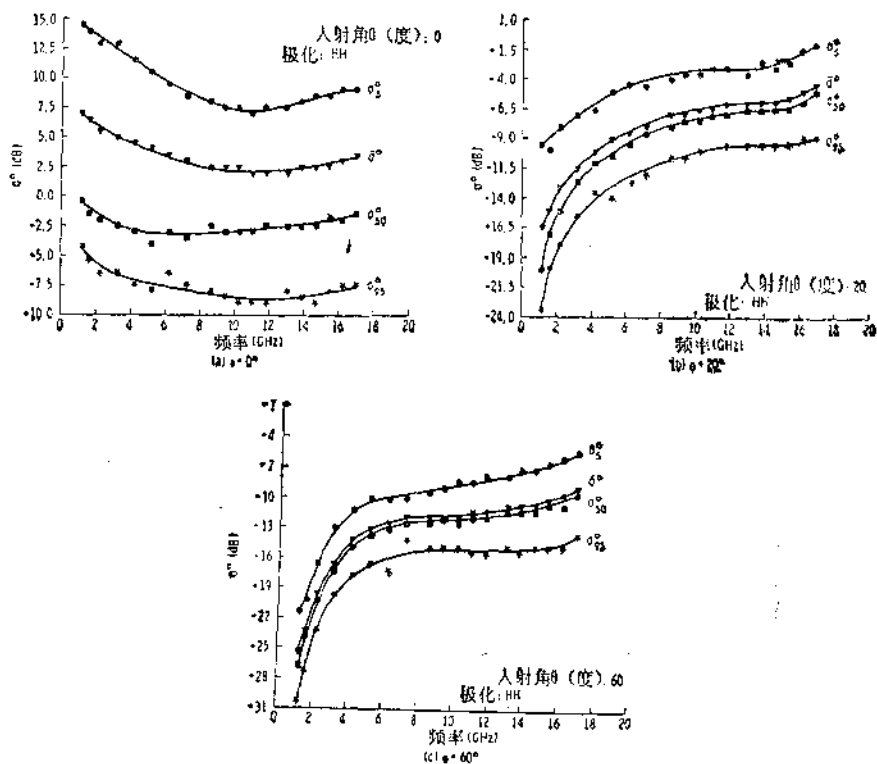


图 11.66 植被后向散射随频率变化的响应曲线。(a) 0° (天顶角), (b) 20° , (c) 60° 。所示曲线分别为后向散射系数的平均值 $\bar{\sigma}^0$, 中值 $\sigma_{50\%}^0$, 上、下限值 $\sigma_{5\%}^0$ 与 $\sigma_{95\%}^0$ (测量总次数的 5% 与 95% 超过的数值) (Ulaby, 1980)

同样画出了 $\bar{\sigma}^0$ 、 $\sigma_{50\%}^0$ 、 $\sigma_{5\%}^0$ 与 $\sigma_{95\%}^0$ 四个值。请注意,在天顶角照射状态下[即(a)状态]的曲线与较大入射角的(b), (c)的曲线之间的特性差异。当 $\theta = 0^\circ$ 时, σ^0 的四个值基本上均不随频率的变化而变化;而当 $\theta = 20^\circ$ 与 60° 时,在 $f < 6\text{GHz}$ 范围内, σ^0 随 f 的增大而迅速地增大,在 $6 < f < 8\text{GHz}$ 区域内, σ^0 随 f 而增大的速率开始减慢。

图 11.65 和图 11.66 均是在 HH 极化状态下测得的统计特性。对于 VV 和 HV 极化状态,在 Ulaby (1980) 的文献中也包含有相类似的曲线,并建立了一个经验模型,该

模型表达了在每种极化状态下, σ^0 和 σ_{θ}^0 值随 θ 与 f 值变化的函数关系式。

11-7.3 雪

同农田相比较,描述雪地后向散射系数的资料相对来说比较少。图 11.67 和图 11.68 所示的曲线分别在 $\theta = 20^\circ$ 与 $\theta = 50^\circ$ 条件下, σ^0 、 σ^0 与 σ_{θ}^0 值随频率的变化关系。这些曲线是依据堪萨斯大学研制的车载雷达频谱仪在 1—18 GHz 频段内取 18 个频率点上,和 35.6 GHz 单一频率点上所采集的实验数据而绘制的 (Stiles 与 Ulaby, 1980b)。数据库中还包括有在 Colorado 试验站以六周为一周期的观测数据,还包括有好多个昼夜变化的观测数据,在此期间,雪从夜间的干态变为午后的湿态。大多数数据是在雪的厚度小于 0.5 m 条件下取得的,少部分数据是在 1.7 m 厚的人工堆成的雪堆上取得的。

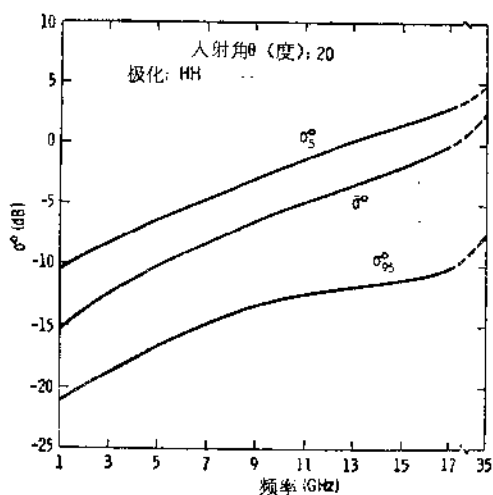


图 11.67 $\theta = 20^\circ$ 时,雪地后向散射系数的频率特性。曲线分别表示为平均值 $\bar{\sigma}^0$, 上、下限值 σ_5^0 与 σ_{95}^0 , (测量总次数的 5% 与 95% 超过的数值)(摘自 Stiles 与 Ulaby, 1980b)

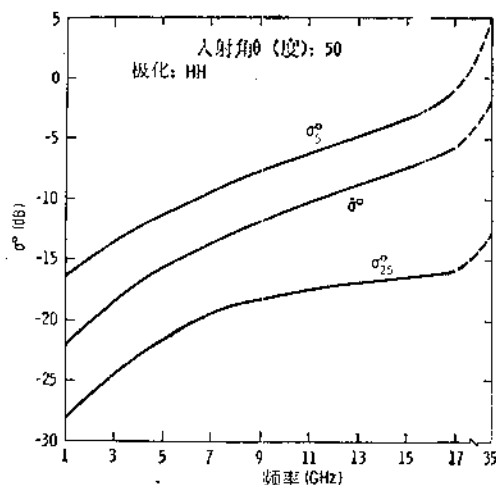


图 11.68 $\theta = 50^\circ$ 时,雪地后向散射系数的频率特性。曲线分别表示为平均值 $\bar{\sigma}^0$, 上、下限值 σ_5^0 与 σ_{95}^0 , (测量总次数的 5% 与 95% 超过的数值)(摘自 Stiles 与 Ulaby, 1980b)

总的说来,图 11.67 和图 11.68 所示曲线的频率特性同前节植被的频率特性相类似。只是该两图中低于 17 GHz 频段的与 17—35 GHz 频段的横坐标比例尺各不相同。因而在高于 17 GHz 时,随着频率的升高,似乎斜率产生视在的增大,实际上,如果在 1—35 GHz 全频段内横坐标采用线性刻度的话,那么在 17 GHz 以上频段内,是不会发生这种人为的斜率骤增变化的。

还应当指出的是:图 11.67 和图 11.68 所示曲线仅仅是雪盖地面的 σ^0 可能取值范围内的一组有代表性曲线。由于采集的数据有限,因此它决不代表自然界存在的各种类型的雪和各种状态下存在的雪。

11-7.4 海冰

在给定的—组雷达参数(入射角、频率和极化状态)条件下,海冰的后向散射系数会有很大的动态范围,有时超过 20 dB,这主要取决于冰的类型及其状态。影响海冰 σ^0 的各

种因素将在第三卷的第 20 章中讨论, 但为了图示其变化的概略情况, 图 11.69 中画出了头年海冰在 1.5 GHz 时 σ^0 的上限与下限曲线。这些曲线是春季在远离 Alaska 海岸的一个测试站上测得的 (Onstott 等, 1982)。海冰的状态只有一种类型, 叫做“头年冰”, 图中还画出了一条代表高压脊 (Pressure Ridge) 的 σ^0 曲线, 它类似于一个弱的“硬目标”。Onstott 等 (1982) 还报道了在 9 GHz 时测得的头年海冰和多年海冰的情况, 这些测得数据均没有超出图 11.70 所示的动态范围。另外, 读者也不要将 σ^0 的这些典型变化范围看作是在所有可能条件下和所有类型海冰 σ^0 变化的绝对极限范围。它们只是作为一个试验计划内, 并在一个地点与一个季节内所观测到的动态范围的一个举例。

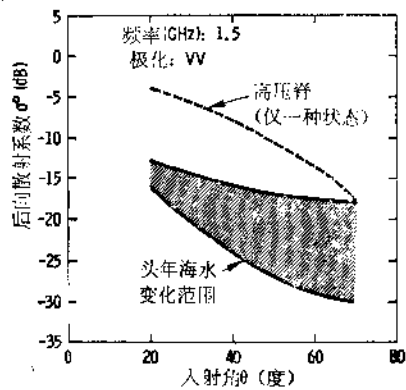


图 11.69 在 1.5 GHz 时, 对头年冰 σ^0 变化的动态范围和高压脊 σ^0 的一次观测 (摘自 Onstott 等, 1982)

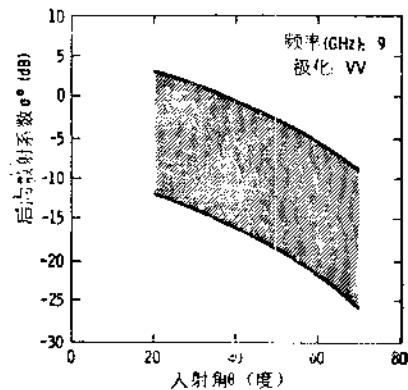


图 11.70 在 9 GHz 时, 不同类型的海冰和不同状态下的海冰 σ^0 变化的动态范围 (摘自 Onstott 等, 1982)

为了比较, 值得注意的是湖冰的 σ^0 值通常比海冰的 σ^0 值在数值上要低得多 (在同样的雷达参数条件下), 只有当湖冰表面覆盖有一层雪时, σ^0 值才明显地增大。

11-7.5 目标类型的比较

Goodyear 宇航公司用一台在 9.375 GHz 频率下工作的成像雷达采集各种类型目标的后向散射系数数据 (Newbry, 1961)。所设计的天线能在入射角从 20° 到 80° 的大范围内提供对地面的均匀照射。对五个州的四块地理区域内很不相同的地貌作了研究。成像区包括有 Arizona (亚利桑那州) 的灌溉农田, Minnesota (明尼苏达州) 的森林与牧场, New Jersey (新泽西州) 沿岸的树林与沼泽地, Florida Keys (佛罗里达州珊瑚礁) 栽红树的岛和聚水洼, Arizona 的干松森林和草地, Arizona 和 California (加利福尼亚州) 的沙漠区以及 California 的 Bristol 干湖床。各种地面目标均有机载的航空摄影进行识别, 而雷达图象同样也可用来对目标作进一步证实。

图 11.71 (引自 Newbry, 1961) 表示的是上述成像雷达系统所录取的每一类目标 σ^0 值变化范围。稠密植被覆盖的地貌 σ^0 变化范围不超出 5 dB。凹凸不平的沙漠地区 σ^0 变化范围更窄, 它包括北 Arizona 的干草地, Chandler, Arizona 与 Amboy, California 等附近的沙漠地区。而 Yuma, Arizona 流沙似的沙漠地区则属于干砂粒类型, 它具有宽的动态范围。

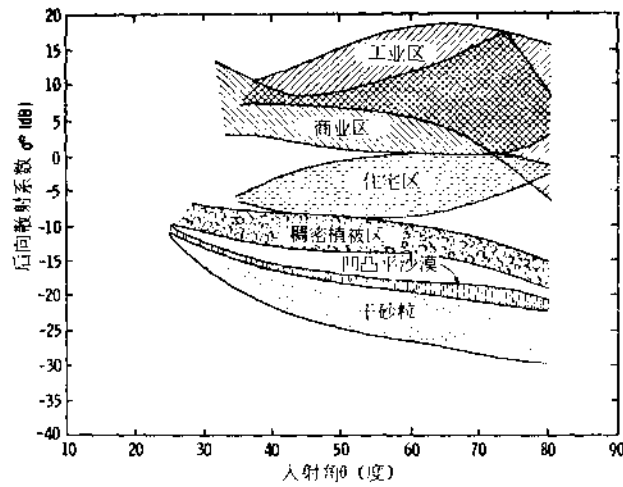


图 11.71 在 9.375 GHz 频率下测得的各种地貌后向散射系数的变化范围 (Newbry, 1961)

11-7.6 海面的平均后向散射系数

当入射角低于约 20° 时,海面的后向散射特性受 11-5.1 节中所描述的 Bragg 散射机理的支配而当接近垂直入射时,基本机理是准镜面反射,它可用几何光学和物理光学来导出理论结果来。由于风速同海面后向散射之间有依赖关系(见 11-5.1 节所述),因此人们不能象对陆地那样容易地描述海面平均雷达散射系数。处理这种情况下的最好办法是采用各种散射模型。

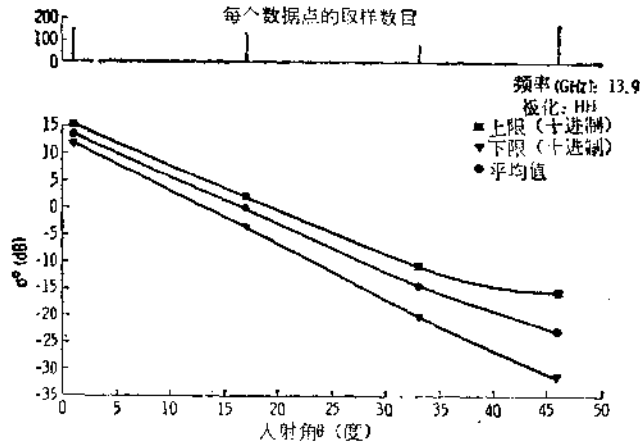


图 11.72 在夏季,天空实验室的星载散射计对海面进行观测,所得 σ^0 平均值和上、下限值随入射角的变化关系 (Moore 等,1975)

海面后向散射的有关变化关系同样也已经在 11-5.1 节叙述过,下面给出两个定量的例子,并用曲线来表示,它们均由天空实验室上星载的 13.9 GHz 散射计测得。图 11.72 (引自 Moore 等,1975)表示 HH 极化状态下后向散射系数的平均值 σ^0 , 上限值 σ_{10}^0 和

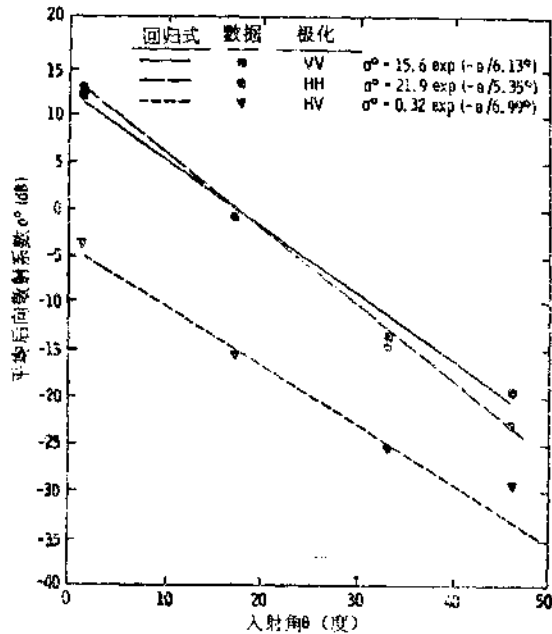


图 11.73 1973 年的夏季, 天空实验室的星载 13.9 GHz 散射计所测得的不同极化状态下的海面平均后向散射系数. 图示 σ^0 值随 θ 变化关系 (Moore 与 Fung, 1979)

下限值 σ_{00}^0 . 这组曲线是由直方图转换而来, 观测时间是在夏季, 目标是北大西洋和北太平洋的海面. σ^0 与 θ 的关系可用下列模型来拟合

$$\sigma^0(\theta) = \sigma^0(0)e^{-\theta/\theta_0} \quad (\text{m}^2\text{m}^{-2})$$

三种线极化状态下的 σ^0 值如图 11.73 所示 (引自 Moore 等, 1976), 在这三种极化状态下, 测得 e 折叠角 θ_0 (e -folding angle) 均处在 5.35° — 6.99° 之间较窄范围内变化. 为了与在夏季观测的图 11.73 数据相对比, 天空实验室在冬季也进行了观测, 包括在大风的条件下也取得了大量数据, 如图 11.74 所示, 测量是在 VV 极化状态下进行的, 0° — 15° 区域内 σ^0 随入射角的变化斜率明显地与 15° — 50° 区域内的斜率不同, 在这两个角度区域内 e 折叠角分别为 7.4° 与 18.1° . 看来, 总 (角度区域内的) 平均值对测定风速没有什么价值, 但是, 只要计及足够宽的风速变化范围, 它仍能给出可供散射计设计用的预估值.

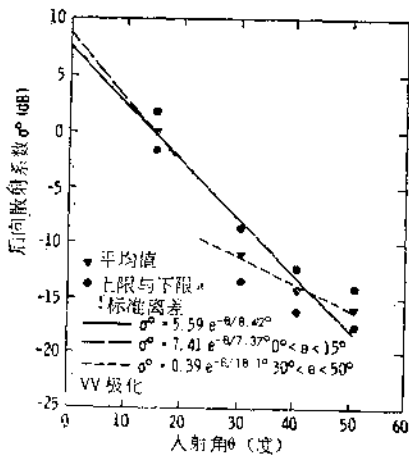


图 11.74 在冬季, 天空实验室的星载 13.9 GHz 散射计测得在 VV 极化状态下海面平均后向散射系数. 图示 σ^0 值与 θ 变化关系. 由于测量天线增益有变化, 因而 σ^0 的绝对电平是不准的 (Moore 与 Fung, 1979)

11-8 地面和海面辐射的一般特性

主动式雷达后向散射系数可以变化好几个数量级, 它取决于被测目标的类型, 以及散

射计本身的参数选择。被动式的辐射却与它不同，地面和水面的亮度温度的变化仅局限于较小的特定范围内。对于低端，如果不考虑自上入射到目标上的大气辐射，那么对完纯导体目标来说，其 $T_B = 0K$ 。对于高端，如果目标近似地处于热力学平衡状态下，那么目标的亮度温度就等于其实体温度，即 $T_B = T_s$ 。如果目标是一种介质，诸如土壤或水，那么它们辐射的主要贡献来自介质表面层， T_s 就是表面层的温度有效值，这在 4—9 节曾讨论过。

对地貌进行辐射测量时，入射角大多选择在天顶角 ($\theta = 0^\circ$) 与 60° 之间。在此范围内，大部分目标的亮度温度，在 H 极化状态下，它随 θ 值的增大而减小或者保持常值。在 V 极化状态下，它随 θ 值的增大而增大或者也保持常值。为了比较不同类型的地貌和海面辐射特性的变化范围，下面我们仅限于对天顶角观测的讨论。图 11.75 用柱条图形式

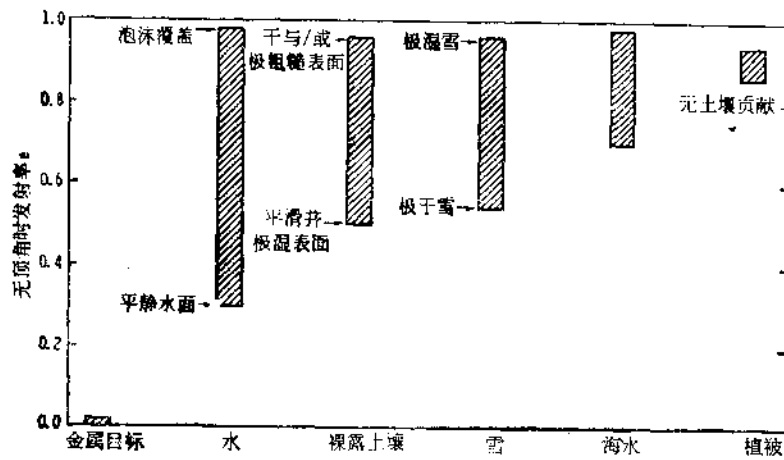


图 11.75 在天顶角状态下，各种类型目标的微波发射率变化范围

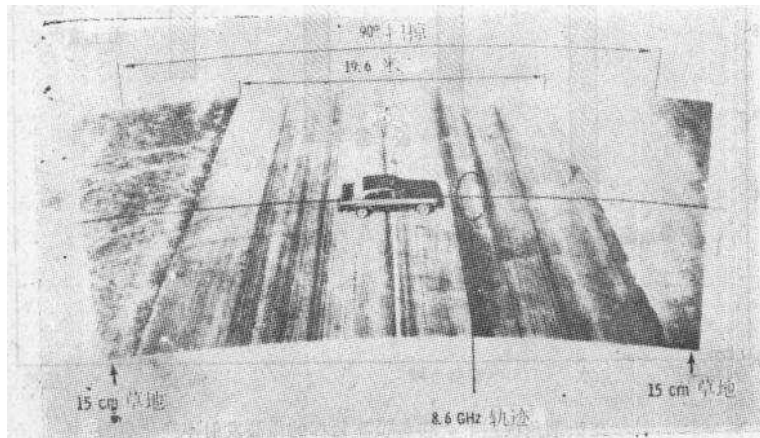
表示出每种目标发射率的变化范围。这些范围是根据有关文献中的理论模型和实验观测相组合而得。频率取在 1—100 GHz 范围，大多数数据是在 1—20 GHz 和 35 GHz (大气窗口频率) 上测得的。所示范围的一部分变化是由于频率变化所引起的，其他原因是因为目标状态的变化。例如，平静的海水发射率，从 1 GHz 的 0.27 左右可变化到 35 GHz 的 0.50 左右。但如果再考虑风的作用，即海面变成粗糙表面，而且海面上有一层泡沫和白帽状的东西，那么发射率能趋近于 1。

还有两点提请注意。第一，图 11.75 给出的范围只能认为是非常粗的参考范围，不可作为绝对极限，因为精确的极限还取决于频率。第二，图中所示的仅是发射率的极限范围，它不能用来对表观温度的相应范围作出估计。因为辐射计观测到的表观温度并不计及由大气辐射到目标并由目标反射的辐射量，也没有计及目标与辐射计之间的大气衰减特性和辐射特性。这一点对低发射率的目标(例如金属目标)来说尤为重要，尽管金属目标自身的发射率为零，但观测到的辐射温度的变化范围，可以从频率 1 GHz 时的 10 K 左右，变化到当频率取在某一大气吸收带附近时的 250 K 左右。当然，辐射计通常不会选择在大气吸收带内对地面进行观测，但即使取在 35 GHz 左右的大气窗口内，白金目标反射的天空辐射温度也可以达到 30 K 或更高些，它决定于气候条件。

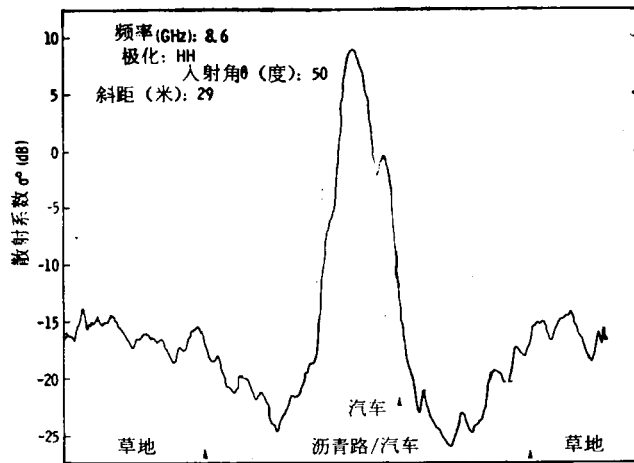
11-9 硬目标的后向散射

硬目标这个词通常指的是强散射体，它与面扩展目标是有区别的。属于强散射体范畴的有建筑物、桥梁、电力线铁塔、车辆以及各种人造结构物。这类目标的散射要用总雷达散射截面 σ 来描述，而不能用单位面积的面积量来表达。

由硬目标散射的雷达回波信号，通常(不总是)要比面扩展背景散射的回波信号强。其原因是多方面的。许多人造目标中含有金属构件，它们的高电导率使得人造目标具有良好的雷达散射特性。它们通常具有平板型表面(例如建筑物的墙)，或者具有光滑的圆弧表面(例如各类汽车)。许多平板型表面是铅垂的，因而它与地面(建筑物铺砌在上面)一起，形成角反射器。其他能形成角反射器的有：诸如窗框、门道和烟囱顶部的连接件等。有时，倾斜屋顶本身在适当的角度下也会给出近似的镜面回波。



(a)



(b)

图 11.76 (a) 受扫描的图象情景,图中椭圆弧线代表天线波束照射区; (b) 波束扫描上面这幅情景时录取的后向散射功率图 (Stiles 等,1979)

由于硬目标的散射方向图具有非常尖锐的方向性，因此它的回波随姿态角变化的起

伏要比典型的地面回波随姿态角变化起伏快而厉害得多。这样，一幢建筑物可能在一张雷达图象中呈现出很强的回波，但当稍微变化一下姿态角以后的另一张雷达图象中，可能回波很弱，因而不会出现。这种效应使得对包含有许多硬目标的区域进行图象解译工作时造成很大的困难。

大型硬目标，例如工业建筑和舰艇，它们常包含有多个散射中心，其结果可能使单个建筑物或舰艇似乎呈现为一群目标，而不是单个目标。对包含如此群目标的图象进行解译时，必须从不完善的信息中努力去辨认出目标的形状。采用频率捷变或全息 (panchromatic) 照射方法 (Moore 与 Thomann, 1971) 能改善图象的质量，它能将散射图象精密结构中的衰落现象平滑掉。但是由于平板型表面具有强的方向性，因而这种曾在 11-3 节中讨论过的方位基点效应 (cardinal-point effect) 只能利用多个方向来观测目标的办法才能消除之。

由于从硬目标散射来的回波经常出现近乎镜面的回波特性，因此，回波的动态范围比地面的，或者甚至比海面的动态范围都大得多。高分辨力的成象雷达经常可测得硬目标视在散射系数的动态范围高达 +40 dB，而在成象选用的入射角条件下，测得地貌目标散射系数 σ^0 最大值的动态只有 10 dB 的量级。因此，用对地貌测量已经调整好了的成象雷达来测硬目标时，经常会出现回波饱和现象。

用图解来举例说明。雷达天线波束扫掠如图 11.76 (a) 这样的一幅情景，其中有沥青马路，马路两侧是草，路中央停放着汽车，测量到的后向散射功率的轨迹如图 11.76 (b) 所示，图中纵坐标标的是 σ^0 (但严格地说， σ^0 只适用于草地和沥青马路)。测得草的平均 σ^0 值要比沥青的平均 σ^0 值约高 9 dB，而且由于汽车的存在，其后向散射方向图上对应的峰值比沥青马路的背景约高 35 dB。

习 题

11.1 设高度标杆 $\varepsilon_1(x)$ 具有一维随机表面，其均方根高度为 σ_1 ，相关长度为 l_1 。求具有下列高度标杆的第二个随机表面的均方根高度和相关长度：

(a) $\varepsilon_2(x) = 2\varepsilon_1(x)$?

(b) $\varepsilon_2(x) = \varepsilon_1(2x)$?

11.2 设一土壤表面的相对介电常数 $\varepsilon_r = 10 - j2$ ，并假定(11.20)式适用，

(a) 计算并绘出 $h' = 0$ 与 $h' = 0.25$ 时水平极化发射率 $\varepsilon_h(\theta)$ 随 θ 的变化关系；

(b) 绘出差量 $\Delta\varepsilon_h = \varepsilon_h(h' = 0.25) - \varepsilon_h(h' = 0)$ 随 θ 的变化关系。

11.3 某一给定表面的斜率分布函数为

$$p_s(\theta) = \exp(-\theta^2/\theta_0^2)$$

式中 $\theta_0 = 30^\circ$ ，选用几何光学模型。试确定当天线的有效孔径为 3 m，并相距 5 km 时，天线接收功率随角度的变化关系。

11.4 如表 11.2 所示的 6 块不同大小与不同方向布置的小面单元。可认为所有小面单元均处于垂直于入射面，因而在一个平面内仅有斜度量是重要的。其状态与图 11.17 相类似。所有小面单元均可认为是方形平板。求当入射角为 10° 、 30° 与 60° 时，雷达接收到的相对平均功率，假设相位是随机的 (提示：矩形平板体的 σ^0 计算，请参见第十章)。

11.5 表面的 Bragg 谐振分量在每一周期内均返回同样的功率，好象从一短路振子的最大再辐射方向得到的那样。试问，需要对多少个 Bragg 谐振分量周期的观测，才能得到与从每边长为 50λ 的平板的法向来的回波具有同样的幅度？(注意：短路振子再辐射的功率是匹配振子接收功率的 4 倍。平

板的后向散射的表达式请参见第十章)。

表 11.2

平板号	平板尺寸 (以波长为单位)	平板法向相对于垂线的夹角 ^a
1	4	10°
2	10	-30°
3	20	-10°
4	4	-20°
5	10	30°
6	20	20°

a 例如当入射角为 10° 时,波束正好垂直于第 3 号平板。

11.6 一个金属谐振体可等效于一个半波长的短路天线,它与雷达波射来的电场矢量夹角为 30°,并安置于与雷达波正交的平面内。当波长分别为 1 m、10 cm 和 1 cm 时,分别求不同波长的平行极化(收发同样极化)和交叉极化状态下的雷达散射截面 σ^0 ? 当雷达像素为 5 m × 5 m 时,其 σ^0 应多大才能给出上述的雷达散射截面?

11.7 设频率为 14.65 GHz 的水平极化,海面风速为 10 ms^{-1} ,入射角为 30°。试画出海面 σ^0 对方位角的变化关系。当海面风速为 20 ms^{-1} 时,重复上述计算,并作图。

11.8 假设海面波具有正弦波形状,周期为 40 m,峰高为 2m,其上叠加有海水张力波,并假设其在长波表面上为均匀分布。观测雷达的波长为 3 cm,入射角 45°,海面风速 10 ms^{-1} ,参照图 11-27,计算由于波的变化斜度所引起的 σ^0 调制值。 σ^0 正比于 $S(K)$,而 $K = 2k\sin\theta$,其中 K 是海水张力波的波数, k 是电磁波的波数。在本题中, σ^0 的绝对值是不重要的,因此调制值可用分贝来表示,即它相对于平静海面值的变化范围。

11.9 按 11-5.4 节所概括的步骤,用图 11.43 中所示的拟合数据来导出 16.6 GHz 时的 k_{em} 和 σ_{sm} 值。

11.10 设有一土壤表面,其相对介电常数 $\epsilon_r = 10 - i2$,有效粗糙度 $k' = 0.3$,实体温度 $T_s = 300\text{K}$,

(a) 画出水平极化下的亮度温度随入射角的变化关系;

(b) 在该土壤上面覆盖 2 m 高的植被,其衰减系数 $k_a = 0.1\text{N}_p\text{m}^{-1}$ 。试计算其水平极化下的亮度温度,并在 (a) 的同一张曲线图上,画出该亮度温度值随入射角的变化关系。

(c) 当 $k_a = 0.3\text{N}_p\text{m}^{-1}$ 时,重复 (b) 的计算,并作图。

第十二章 随机表面的散射和辐射导论

12-1 引言

在两种均匀介质平面的交界面上,平面波的反射与透射问题能精确地解出,这在第一卷的第二章中已阐述过。但当交界面为不规则面时,就不再存在精确的闭合解了。只有当交界面上散射单元的大小较入射波波长小得多或者大得多时,才有近似解析解。本章的目的是讨论某些通用的近似解,并使它与散射计和散射计的测量联系起来。由于自然界的大多数表面是不规则的,因此可以预料,这些近似解在许多应用中是有价值的。例如,在视距范围内通信时,接收端场强要受两者通信终端之间的表面散射特性所影响。又如,用雷达去识别海上或海面附近的目標时,必须要掌握海水表面的散射特性。类似的问题还有:如对流层传播的研究,对地球与其他星球的土壤含水量的遥感技术等等。

表面散射具有该表面再辐射的特性,因此有关天线辐射图形成的基本原理适用于估计散射图的一般形式(天线理论在第三章中已有详述)。回忆其要点是,将天线看成是一种相干器件。因此在随机表面的散射中,正是该表面的相关长度起到了天线长度的作用,即表面越平滑,再辐射(或散射)方向图就越具有定向性。直观地说,表面高程标准离差越大,代表表面越粗糙。因此可以预料,大的表面高程标准离差将产生更趋于无方向性的再辐射图。另一种直观地预计随机表面散射图的简便方法是选择表面均方根斜度这个参数作为随机表面粗糙程度的测定。表面均方根斜度等于表面高程标准离差除以表面相关长度。表面均方根斜度越大,也表明表面越粗糙。

虽然自然表面的散射还可能包含有边界面上下介质的不均匀性所造成的体散射贡献,但本章只讨论其面散射,涉及体散射的某些技术问题将在第十三章讨论。

本章将论述某些基本散射模型的理论发展以及它们的随机表面散射特性。如果读者只对这些模型的含义与性能感兴趣,且只需知道模型计算同实测值比较的一些结论,那末,可以直接阅读第 12-4.7, 12-5.5, 12-6, 12-7 和 12-8 各节。关于电磁波散射的更多定性描述,以及一些经验模型的讨论,请参阅第十一章。

在下面两节中,我们将简洁地给出用雷达测量散射系数的关系式,以及在理论模型研究中要用到的一些定量关系。它们的详细推导和论述请参阅第七章。

12-2 接收功率和散射系数

当一部雷达探测一个散射截面为 σ 的孤立目标时,其回波功率由下式给定 (Moore, 1970)

$$P_r = \frac{P_t}{4\pi R^2} G_t \sigma \frac{A_r}{4\pi R^2} \quad (12.1)$$

式中 P_t = 发射功率,

- G_t = 发射天线的功率增益,
- σ = 目标的雷达散射截面,
- R = 目标与雷达之间的距离,
- A_r = 接收天线口径 = $(G_r/4\pi)\lambda^2$,
- λ = 入射波长,
- G_r = 接收天线的功率增益.

对于象海面一类的扩展目标,上述雷达方程(与(7.7)式相同)并未充分表达,该式也不包括极化效应.为了将该方程推广到扩展目标,必须引进单位面积的平均雷达散射截面的概念,并用 σ^0 表示,称散射系数.

一个扩展目标,可以被看成由统计学上都相同的各增量目标聚集而成的,其散射截面为 $d\sigma$,于是(12.1)式可适用于每一增量目标,得

$$dP_r = \frac{P_t G_t G_r \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} d\sigma \quad (12.2)$$

特别要注意的是,各增量目标仅从统计意义上来说它们是相同的,因此只有对方程中所含的增量目标的 dP_r 和 $d\sigma$ 均取平均值时,(12.2)式才有意义.将增量散射截面重新写成为单位面积的平均散射截面 σ^0 与增量面积的实际大小 dS 的乘积,就得到

$$dP_r = \frac{P_t G_t G_r \lambda^2 \sigma^0}{(4\pi)^3 R^4} dS \quad (12.3)$$

这样,将(12.3)式在照射面积 A_0 上积分可得到回波的总平均功率为

$$P_r = \iint_{A_0} \frac{P_t G_t G_r \lambda^2 \sigma^0}{(4\pi)^3 R^4} dS \quad (12.4)$$

通常情况下, σ^0 是系统参数(如频率、极化和视角)和目标参数(如表面粗糙度和介电常数)的函数.为了明确表示极化效应,可以对 σ^0 与接收功率加注下标,一般的惯例是用第一个下标表示接收极化,第二个下标表示发射极化:

$$P_{pq} = \iint_{A_0} \frac{P_t G_t G_r \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma_{pq}^0 dS \quad (12.5)$$

电磁波与扩展目标之间相互作用的理论研究将涉及到目标的 σ_{pq}^0 值的推导.

12-3 从平均功率测量中求得散射系数

在满足远场计算条件下,在照射面积内(12.4)式中的 k 值基本是个常量,通常可化为如下近似式

$$P_r \approx \frac{P_t \lambda^4}{(4\pi)^3 R^4} \iint_{A_0} G_t G_r \sigma^0 dS \quad (12.6)$$

平均功率测量是用雷达散射截面已知的目标来进行定标的.举例来说,采用完纯导电平板,其回波功率为

$$P = \frac{P_t \lambda^2 G_{t0} G_{r0}}{(4\pi)^2 (2R)^2} \quad (12.7)$$

式中 G_{t0} , G_{r0} 分别是 G_t , G_r 的最大值.

取 P_r 与 P 的比值,得

$$\frac{P_r}{P} = \frac{I}{\pi R^2} \quad (12.8)$$

式中

$$I = \iint_{A_0} G_{in} G_{rn} \sigma^0 dS$$

G_{in} , G_{rn} 分别是 $\frac{G_t}{G_{t0}}$, $\frac{G_r}{G_{r0}}$, 称归一化的增益因子. 从(12.8)式可见,用 P 和 P_r 的测量来求得 σ^0 值时,必须知道天线方向图 and 距离, 然后进行反演计算. 特殊情况下,如果在天线波束宽度范围内 σ^0 值可以取为常量的话,则

$$\sigma^0 \approx \pi R^2 P_r / I_0 P \quad (12.9)$$

式中

$$I_0 = \iint_{A_0} G_{in} G_{rn} dS$$

当不规则表面的表面高程标准离差可与入射波长相比拟时,在 2° 至 3° 范围内, σ^0 随角度的变化量通常是较小的. 因此,当用窄波束天线时,由(12.9)式就能很好地估算出偏离垂直法向不同入射角的 σ^0 值. 而当法向入射情况下,只要表面高程标准离差小于入射波长的四分之一,就有可能在雷达回波中产生一个明显的相干量成分,该相干分量能使由于入射方向偏离法向的稍微变化而引起被测平均功率的很大波动,因此这时(12.9)式就不能用来估算 σ^0 值.

12-4 波浪形表面的散射

在许多有关面散射的理论中,基尔霍夫或物理光学的表述是用得最为广泛的 (Beckmann 和 Spizzichino, 1963). 这个理论适用于微波浪形 (gentle undulation) 表面. 与入射波长相比,这种表面的平均水平尺寸较大. 这时可以假设入射波好象射到与该点相切的一个无限平面上,因此,面上任何一点的总场强就可计算出来. 这样,第二章所讨论的平面边界面反射问题的结论在这里均适用. 这就是基尔霍夫方法的基本假设. 采用这种简化假设之后,要得到解析解仍是相当困难. 因此,为得到近似解析解,还需要有附加的简化假设. 本节将研究两种近似方法: (1) 对于表面高程标准离差值大的表面,应采用驻留相位近似法 (stationary-phase approximation) (Sancer, 1969; Wu 和 Fung, 1972); (2) 对于表面高程标准离差值中等或较小的表面,则采用场表达式中的标量近似法 (scalar approximation). 其他的近似计算方法请参见 Fung (1967), Kovalev 和 Pozdnyak (1961) 以及 Leader (1972) 等人的文章.

有关基尔霍夫散射模型有效性的准确定量判据在本节中也将提出来,但到目前为止该判据还仍然处于制定之中. 由 12-4.4, 12-4.5, 12-4.6 和 12-4.7 各节所给出的有效性判据均仅是以这些模型的现有了解知识为基础的. 而只有对模型有效性范围作更深入的研究之后,才能提出更准确的判据.

基尔霍夫方法的矢量表达式 (Sancer, 1968; Silver, 1947; Stratton, 1941; Tai, 1972)

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}_\perp &= \hat{\mathbf{n}}_1 \times (\mathbf{E}_\perp^i + \mathbf{E}_\perp^r) = \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}_\perp^i (1 + \mathbf{R}_\perp) \\ \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}_\perp &= \hat{\mathbf{n}}_1 \times (\mathbf{H}_\perp^i + \mathbf{H}_\perp^r) = \hat{\mathbf{n}}_1 \times [\hat{\mathbf{n}}_r \times \mathbf{E}_\perp^i + \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}_\perp^r R_\perp] / \eta_1 \\ &= -[(\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \mathbf{E}_\perp^i + (\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \mathbf{E}_\perp^r R_\perp] / \eta_1 \\ &= -(\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) (1 - R_\perp) \mathbf{E}_\perp^i / \eta_1\end{aligned}$$

式中 $\hat{\mathbf{n}}_r$ 是反射场方向的单位矢量, R_\perp 是水平极化的菲涅耳反射系数. 用类似的方法, 可以求出切向垂直极化场:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}_\parallel &= \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}_\parallel^i (1 + R_\parallel) \\ \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}_\parallel &= \eta_1 (\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \mathbf{H}_\parallel^i (1 - R_\parallel)\end{aligned}$$

式中 R_\parallel 是垂直极化的菲涅耳反射系数, 其值列于附录 12A 中.

将这里水平的和垂直的电磁切向场求和, 我们得到总切向电磁场为

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E} &= [(1 + R_\perp)(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \hat{\mathbf{t}}) - (1 - R_\parallel)(\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{d}})\hat{\mathbf{t}}] E_0 \quad (12.15) \\ \eta_1 (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}) &= -[(1 - R_\perp)(\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{t}})\hat{\mathbf{t}} + (1 + R_\parallel)(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \hat{\mathbf{t}})] E_0 \\ & \quad (12.16)\end{aligned}$$

由于界面切向场的连续性, 无论是介质 1 或介质 2 中的散射场都可以用 (12.15) 和 (12.16) 式来计算. 但是实际计算介质 2 中的散射场时, 如用介质 2 的参数来表示这些切向场会更方便些. 其式为

$$\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E} = [T_\perp (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{t}}) - T_\parallel \hat{\mathbf{t}} (\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{d}}) \eta_2 / \eta_1] E_0 \quad (12.17)$$

$$\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H} = -[T_\perp \hat{\mathbf{t}} (\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{t}}) + T_\parallel (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{d}}) \eta_2 / \eta_1] E_0 \quad (12.18)$$

式中 $\hat{\mathbf{n}}_2$ 是介质 2 中的表面法向单位矢量; $\hat{\mathbf{n}}_r$ 是透射场方向的单位矢量; η_2 是介质 2 的本质阻抗; T_\perp, T_\parallel 分别是水平极化和垂直极化的菲涅耳透射系数, $T_\perp = 1 + R_\perp, T_\parallel = 1 + R_\parallel$.

为求介质 1 中的散射场, 应将 (12.15) 式和 (12.16) 式代入 (12.10) 式. 如果需要求介质 2 中的散射场, 那末用 (12.17) 和 (12.18) 式来代替会更方便些.

12-4.2 介质 1 中的散射场(驻留相位近似法)

将 (12.15) 和 (12.16) 式代入 (12.10) 式, 介质 1 中的散射场为

$$\mathbf{E}^s = k \hat{\mathbf{n}}_1 \times \int [\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E} - \eta_1 \hat{\mathbf{n}}_1 \times (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H})] \exp[ik_1(\hat{\mathbf{n}}_r - \hat{\mathbf{n}}_i) \cdot \mathbf{r}'] dS' \quad (12.19)$$

在推导出 (12.19) 式时, 已经假设在照射面积内, 入射波的各相位因子 $\exp[-ik_1 \hat{\mathbf{n}}_i \cdot \mathbf{r}']$ 能合成起来. 方程 (12.19) 表示了用切平面(或基尔霍夫)近似法推导出的散射场表达式. 该式目前的表达式是面函数及其偏导数的复合函数, 如不加简化假设, 从 (12.19) 式仍是得不出分析解的. 在下面的讨论中提出一种特殊近似法, 称驻留相位近似法. 采用这种近似, 意味着只能沿着在表面上存在有镜面点的那些方向发生散射, 因而排除了在这里的绕射效应. 从 (12.19) 式的相位因子 Q 中推导出这一近似关系式, 即

$$Q = k_1(\hat{\mathbf{n}}_r - \hat{\mathbf{n}}_i) \cdot \mathbf{r}' \equiv q_x x' + q_y y' + q_z z'$$

其中

$$\hat{\mathbf{n}}_r = \hat{\mathbf{x}} \sin \theta_r \cos \phi_r + \hat{\mathbf{y}} \sin \theta_r \sin \phi_r + \hat{\mathbf{z}} \cos \theta_r$$

$$\hat{\mathbf{n}}_i = \hat{\mathbf{x}} \sin \theta_i \cos \phi_i + \hat{\mathbf{y}} \sin \theta_i \sin \phi_i - \hat{\mathbf{z}} \cos \theta_i$$

$$q_x = k_1(\sin \theta_r \cos \phi_r - \sin \theta_i \cos \phi_i)$$

$$q_y = k_1(\sin\theta_i \sin\phi_i - \sin\theta \sin\phi)$$

$$q_x = k_1(\cos\theta_i + \cos\theta)$$

如果某点的变化率为零,那末该点的相位 Q 被认为是稳态的,即

$$\frac{\partial Q}{\partial x'} = 0 = q_x + q_z \frac{\partial z'}{\partial x'}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial y'} = 0 = q_y + q_z \frac{\partial z'}{\partial y'}$$

因此,表面斜度的偏导数可以用相位分量来替代.

$$\frac{\partial z'}{\partial x'} = -\frac{q_x}{q_z} \quad (12.20)$$

$$\frac{\partial z'}{\partial y'} = -\frac{q_y}{q_z} \quad (12.21)$$

由于 $\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E}$ 和 $\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}$ 都是面导数的函数,所以采用了(12.20)和(12.21)式后即消除了它们对积分变量的依赖关系.这样,在驻留相位近似法条件下, \mathbf{E}' 的表达式可重新写成

$$\mathbf{E}' = K \hat{\mathbf{n}}_i \times [\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E} - \eta_i \hat{\mathbf{n}}_i \times (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H})] I_i \quad (12.22)$$

其中

$$I_i = \int \exp[jk_1(\hat{\mathbf{n}}_i - \hat{\mathbf{n}}_i) \cdot \mathbf{r}'] dS'$$

令 $\hat{\mathbf{v}}, \hat{\mathbf{h}}$ 分别为入射垂直波和水平波的单位极化矢量.令 $\hat{\mathbf{v}}_s, \hat{\mathbf{h}}_s$ 分别为散射波的相应单位极化矢量,并选择 $\hat{\mathbf{v}}_s$ 和 $\hat{\mathbf{h}}_s$, 使之与标准球坐标系中的 $\hat{\theta}$ 和 $\hat{\phi}$ 相一致.如此,

$$\hat{\mathbf{h}}_i = \hat{\phi} = -\hat{\mathbf{x}} \sin\phi_i + \hat{\mathbf{y}} \cos\phi_i$$

$$\hat{\mathbf{v}}_i = \hat{\theta} = \hat{\mathbf{h}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_i = \hat{\mathbf{x}} \cos\theta_i \cos\phi_i + \hat{\mathbf{y}} \cos\theta_i \sin\phi_i - \hat{\mathbf{z}} \sin\theta_i$$

由于 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 具有负的 z 分量,因而我们定义

$$\hat{\mathbf{h}} = -\hat{\mathbf{x}} \sin\phi + \hat{\mathbf{y}} \cos\phi$$

$$\hat{\mathbf{v}} = \hat{\mathbf{h}} \times \hat{\mathbf{n}}_i = -(\hat{\mathbf{x}} \cos\theta \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \cos\theta \sin\phi + \hat{\mathbf{z}} \sin\theta)$$

按照标准惯例,入射角 θ 是从负 z 轴算起(图 12.1).

当入射波为水平极化时,将(12.15)和(12.16)式中的 $\hat{\mathbf{a}}$ 置换为 $\hat{\mathbf{h}}$, 极化散射场和退极化散射场分别表示如下:

$$E'_{hh} = \hat{\mathbf{h}}_i \cdot \mathbf{E}'$$

$$= M_1 [R_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) + R_{\perp}(\hat{\mathbf{v}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \quad (12.23a)$$

$$\equiv KI_1 E_0 U_{hh} \quad (12.23b)$$

$$E'_{vv} = \hat{\mathbf{v}}_i \cdot \mathbf{E}'$$

$$= M_1 [R_{\parallel}(\hat{\mathbf{v}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - R_{\perp}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \quad (12.24a)$$

$$\equiv KI_1 E_0 U_{vv} \quad (12.24b)$$

式中 $M_1 = KI_1 E_0 q |q_2| / \{[(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i)^2 + (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i)^2] k_1 q_2\}$. 从(12.22)式演变到(12.23)和(12.24)式的推导过程见附录 12A. 当入射波为垂直极化波时,将 $\hat{\mathbf{h}}$ 与 $\hat{\mathbf{v}}$, $\hat{\mathbf{h}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{v}}_i$ 相互置换后,就可从(12.23)和(12.24)式得到相应的垂直极化下的散射场(极化和退极化)公式:

$$E'_{vv} = M_1 [R_{\parallel}(\hat{\mathbf{v}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) + R_{\perp}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \quad (12.25a)$$

$$\equiv KI_1 E_0 U_{vv} \quad (12.25b)$$

$$E'_{hv} = M_1 [R_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - R_{\perp}(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \quad (12.26a)$$

$$\equiv KI_1 E_0 U_{hv} \quad (12.26b)$$

12-4.3 介质 2 中的散射场(驻留相位近似法)

下层介质中散射场的计算十分类似于前节所阐述的上层介质中散射场的计算方法。将(12.17)和(12.18)式给出的切向场代入(12.10)式,求得散射场

$$\mathbf{E}' = K\hat{\mathbf{n}}_i \times \int [\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E} - \eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H})] \exp[i(k_2 \hat{\mathbf{n}}_2 - k_1 \hat{\mathbf{n}}_1) \cdot \mathbf{r}'] dS' \quad (12.27)$$

因为透射波的极化角 θ , 按照惯例应从负 z 轴算起(见图 12.1), 所以 $\hat{\boldsymbol{\nu}}$ 和 $\hat{\mathbf{n}}_2$ 重新定义如下, 而 $\hat{\mathbf{h}}_1$ 保持不变:

$$\hat{\boldsymbol{\nu}} = -(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta'_i \cos \phi_i + \hat{\mathbf{y}} \cos \theta'_i \sin \phi_i + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta'_i)$$

$$\hat{\mathbf{n}}_2 = \hat{\mathbf{x}} \sin \theta'_i \cos \phi_i + \hat{\mathbf{y}} \sin \theta'_i \sin \phi_i - \hat{\mathbf{z}} \cos \theta'_i$$

$$\hat{\mathbf{h}}_2 = \hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\boldsymbol{\nu}} = -\hat{\mathbf{x}} \sin \phi_i + \hat{\mathbf{y}} \cos \phi_i$$

仍利用驻留相位近似法来简化(10.27)式

$$Q = (k_2 \hat{\mathbf{n}}_2 - k_1 \hat{\mathbf{n}}_1) \cdot \mathbf{r}' = \bar{q}_x x' + \bar{q}_y y' + \bar{q}_z z'$$

式中

$$\bar{q}_x = k_2 \sin \theta'_i \cos \phi_i - k_1 \sin \theta \cos \phi$$

$$\bar{q}_y = k_2 \sin \theta'_i \sin \phi_i - k_1 \sin \theta \sin \phi$$

$$\bar{q}_z = -k_2 \cos \theta'_i + k_1 \cos \theta$$

表面斜度可用下式替代

$$\frac{\partial z'}{\partial x'} = -\frac{\bar{q}_x}{\bar{q}_z} \quad (12.28)$$

$$\frac{\partial z'}{\partial y'} = -\frac{\bar{q}_y}{\bar{q}_z} \quad (12.29)$$

如此替换后使 $\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E}$ 和 $\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H}$ 与积分变量无关, (12.27)式可写为

$$\mathbf{E}' = K\hat{\mathbf{n}}_i \times [\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E} - \eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H})] I_2 \quad (12.30)$$

$$I_2 = \int \exp[i(k_2 \hat{\mathbf{n}}_2 - k_1 \hat{\mathbf{n}}_1) \cdot \mathbf{r}'] dS'$$

不同极化入射波所对应的散射场, 其计算方法类似于上层介质中散射场的计算。计算的具体细节参见附录 12B, 所得结果如下:

$$E'_{hh} = -M_2 [T_{\perp}(\hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) + T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \eta_2 / \eta_1] \quad (12.31a)$$

$$\equiv KI_2 E_0 D_{hh} \quad (12.31b)$$

$$E'_{vh} = M_2 [T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - T_{\parallel}(\hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \eta_2 / \eta_1] \quad (12.32a)$$

$$\equiv KI_2 E_0 D_{vh} \quad (12.32b)$$

$$E'_{vv} = -M_2 [T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) + T_{\parallel}(\hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \eta_2 / \eta_1] \quad (12.33a)$$

$$\equiv KI_2 E_0 D_{vv} \quad (12.33b)$$

$$E'_{hv} = M_2 [T_{\perp}(\hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \eta_2 / \eta_1] \quad (12.34a)$$

$$\equiv KI_2 E_0 D_{hv} \quad (12.34b)$$

式中

$$\begin{aligned}
 M_2 &= 2K I_2 E_0 [k_2 - k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)] / (q D_2 \bar{D}_2), \\
 \bar{q}^2 &= \bar{q}_x^2 + \bar{q}_y^2 + \bar{q}_z^2 \\
 \bar{D}_2 &= \bar{q}_z D_2 / |\bar{q}_z| \\
 D_2 &= |\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_r|
 \end{aligned}$$

12-4.4 散射系数(大 $q_x \sigma$, $\bar{q}_z \sigma$ 值近似法, 即 $q_x^2 \sigma^2 > 10$, $\bar{q}_z^2 \sigma^2 > 10$)

在特定方向上扩展目标的散射系数被定义为: 该方向上产生相同散射功率密度的各向同性等效散射体的总散射功率, 与照射面积上总入射功率的比值。用数学式来表示, 散射系数可写为

$$\sigma_{pq}^0 = \frac{4\pi R^2 \text{Re}\{\langle |\mathbf{E}_{pq}^s|^2 \rangle / \eta_1^*\}}{A_0 \text{Re}\{|E_0|^2 / \eta_1^*\}}, \quad (12.35)$$

式中 A_0 是照射面积, R 是从观测点到 A_0 中心的距离; $\text{Re}\{\}$ 是实部算子, $\langle \rangle$ 是集平均符号; $*$ 是复数共轭符号。对于介质 1 中的情况, 有 $\eta_1 = \eta_1$; 对于介质 2 中的情况, 有 $\eta_2 = \eta_2$ 。为了简化起见, 在以下讨论中假设介质 1 和介质 2 都是无损耗的。

为了计算不同极化状态下的 σ_{pq}^0 值, 必须算出 $|I_1|^2$ 和 $|I_2|^2$ 的集平均。由于两个积分式相类似, 因此只要对具有表面高程为高斯分布的随机表面, 写出其 $\langle |I_1|^2 \rangle$ 的计算值就足够了。

$$p(x) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp(-x^2/2\sigma^2)$$

式中 σ^2 是表面高程的方差, 我们有

$$\langle |I_1|^2 \rangle = \iint \langle \exp[jk_1(\hat{\mathbf{n}}_i - \hat{\mathbf{n}}_r) \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r}'')] \rangle dS' dS'' \quad (12.36)$$

如图 12.1 所示的直角坐标系写出(12.36)表达式, 由于

$$dS' = dx' dy' / (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{z}}) = q dx' dy' / |q_x|$$

因此

$$\begin{aligned}
 \langle |I_1|^2 \rangle &= \frac{q^2}{q_x^2} \iiint \exp[jq_x(x' - x'') + jq_y(y' - y'')] \\
 &\quad \times \langle \exp[jq_z(z(x', y') - z(x'', y''))] \rangle dx' dy' dx'' dy'' \quad (12.37)
 \end{aligned}$$

(12.37) 式中的因子 $\langle \dots \rangle$ 被认为是 $z(x', y')$ 和 $z(x'', y'')$ 的联合特征函数。假设 $z(x, y)$ 是平稳高斯随机过程, 其平均值为零, 高程方差为 σ^2 , 相关系数为 ρ , 则特征函数为

$$\langle \dots \rangle = \exp[-q_z^2 \sigma^2 (1 - \rho)]$$

随机过程的相关系数是其空间变量的函数。对平稳过程来说, 它只取决于差变量, 即 $u = x' - x''$, $v = y' - y''$ 。假设照射面积为 $2L \times 2L$, 用差变量来替代后, (12.37) 式演变为

$$\langle |I_1|^2 \rangle = \frac{q^2}{q_x^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L \int_{-L-x''}^L \int_{-L-y''}^L \exp[jq_x u + jq_y v - q_z^2 \sigma^2 (1 - \rho)] du dv dx'' dy'' \quad (12.38)$$

互换积分的次序可对上式进行简化, 并得如下等式:

$$\int_{-L}^L \int_{-L-x''}^L e^{jq_x u} f(u) du dx'' = \int_{-2L}^{2L} (2L - |u|) f(u) e^{jq_x u} du$$

利用该等式, (12.38)式可写成

$$\begin{aligned} \langle |I_1|^2 \rangle = & \frac{q^2}{q_x^2} \int_{-2L}^{2L} \int_{-2L}^{2L} (2L - |u|)(2L - |v|) e^{iq_x u + iq_y v} \\ & \times \exp[-q_x^2 \sigma^2 (1 - \rho)] du dv \end{aligned} \quad (12.39)$$

再进一步的简化则需要附加假设条件。通常采用的两种假设条件是: (1) 表面粗糙度是各向同性的; (2) $(q_x \sigma)^2$ 应足够大, 以使 u 和 v 都为小量时, $(q_x \sigma)^2$ 对(12.39)式积分值有显著的贡献。然后, 利用 ρ 值在零点附近以泰勒级数展开, 取其前两项作为近似值。在这种情况下, 把 u, v 变换成极坐标 r, ϕ 更为方便。与 $2L$ 相比, 可忽略 $|u|$ 及 $|v|$, 然后对 ϕ 求积分, (12.39)式可化为

$$\begin{aligned} \langle |I_1|^2 \rangle = & \frac{2\pi q^2}{q_x^2} (2L)^2 \int_0^{2L} J_0(r[q_x^2 + q_y^2]^{1/2}) \\ & \times \exp[-q_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)| r^2/2] r dr \end{aligned} \quad (12.40)$$

其中 $J_0(\)$ 是零阶贝塞尔函数, $\rho''(0)$ 是在原点处 ρ 的二阶微商, $(2L)^2$ 是照射面积 A_0 。请注意, (12.40)式中的 $\sigma^2 |\rho''(0)|$ 代表了均方表面斜度(附录 12F)。由于在 r 为大值情况下, (12.40)式的被积函数可以忽略不计, 因此如果将积分上限延伸到无穷, 也不会产生明显的误差。积分范围变化后, 求得(12.40)式的积分结果为

$$\langle |I_1|^2 \rangle = \frac{2\pi A_0 q^2}{q_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)|} \exp\left[-\frac{q_x^2 + q_y^2}{2q_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)|}\right] \quad (12.41)$$

$\langle |I_1|^2 \rangle$ 也可用(12.41)的形式给出, 只需将 \bar{q}_x, \bar{q}_y 和 \bar{q}_z 来代替 q_x, q_y 和 q_z 。将(12.41)式代入到介质 1 的散射场表达式的乘积中, 得到

$$\langle \mathbf{E}_{p,q}^* \cdot \mathbf{E}_{p,q} \rangle = |KE_0 U_{pq}|^2 \langle |I_1|^2 \rangle = \frac{|k_1 E_0 U_{pq}|^2}{(4\pi R_0)^2} \langle |I_1|^2 \rangle \quad (12.42)$$

再将(12.42)代入(12.35)式, 得到在介质 1 中反射时的双基地反射系数:

$$\sigma_{p,q}^r = \frac{(k_1 q |U_{pq}|)^2}{2q_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)|} \exp\left[-\frac{q_x^2 + q_y^2}{2q_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)|}\right] \quad (12.43)$$

类似地, 在介质 2 中透射时双基地散射系数为

$$\sigma_{p,q}^t = \frac{(\eta_1/\eta_2)(k_2 \bar{q} |D_{pq}|)^2}{2\bar{q}_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)|} \exp\left[-\frac{\bar{q}_x^2 + \bar{q}_y^2}{2\bar{q}_x^2 \sigma^2 |\rho''(0)|}\right] \quad (12.44)$$

在 $\sigma_{p,q}^r$ 和 $\sigma_{p,q}^t$ 式的推导过程中, 已经忽略了阴影和多路径散射的影响。其结果, 散射场中的总能量并不等于入射的总能量。但是如将这两种影响都包含到(12.43)和(12.44)式中去, 那末可以证明, 它们是能量守恒的 (Fung 和 Eom, 1979)。

在面散射中, 最使人感兴趣的是后向散射, 因为单基地雷达测量就属于这种类型。这就是说, 其 $\theta = \theta_i$, $\phi_i = \pi$ 和 $\phi = 0$ 。在入射平面内, $\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i$ 和 $\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i$ 为零。由(12.43)式推导出后向散射系数为

$$\sigma_{p,q}^r(\theta) = \frac{|R_{pp}(0)|^2 e - (\tan^2 \theta / 2\sigma^2 |\rho''(0)|)}{2\sigma^2 |\rho''(0)| \cos^4 \theta} \quad (12.45)$$

$$\sigma_{p,q}^t(\theta) = 0 \quad (12.46)$$

式中 $R_{pp}(0)$ 是法向入射时的菲涅耳反射系数。由于忽略了多路径散射, 因此退极化散射系数 $\sigma_{p,q}^r(\theta)$ 为零 (Fung 和 Eom, 1979)。对后向散射的方向来说, 多路径散射并不

重要。由于菲涅耳系数是在法向入射时计算出来的，所以垂直极化和水平极化之间也没有什么区别。重要的是，(12.45)式只对于表面高程标准离差值大的表面才有效，因此虽然表面斜度可以取得较小，可是表面本身决不会近似于平面。由(12.45)式给出的散射系数只是表面斜度的函数，而与表面相关函数的形状无关。这是因为假设 $(q_z\sigma)^2$ 为大值而得到的。随着 $(q_z\sigma)^2$ 值的逐渐减小，表面相关系数的形状逐渐显示出它的重要作用。众所周知，当 $(q_z\sigma)^2$ 比 1 小得多时，后向散射系数将与表面相关值的傅里叶变换值成正比。散射特性的变化可用相干和非相干散射参量来描述。当 $(q_z\sigma)^2$ 值较大时，也即(12.45)式为有效情况时，散射纯粹是非相干的；随着 $(q_z\sigma)^2$ 值逐渐减小，某些相干性质的散射能量开始出现，当 $(q_z\sigma)^2$ 变为零的极限情况下，得到纯粹的相干反射能量。为了研究这种状态和这种过渡状态的性能，当 $(q_z\sigma)^2$ 为小值时，对切向场需要作不同的近似法，这将在后两节中进行讨论。

12-4.5 介质 1 中的散射系数(表面均方根斜度小于 0.25 时的标量近似法)

当采用基尔霍夫近似法时，要求表面粗糙度的水平向尺寸大于一个入射波长，但对表面的标准离差值没有限制。为方便起见，我们在前面几节里作了表面标准离差大值的假设，并且导出了(12.45)式的结果，它表示了纯的非相干散射的状况。这个结果，对于 $(q_z\sigma)^2$ 小于 4 左右的表面是不适用的，因为这种表面会同时产生相干和非相干两种散射。为了研究这类表面，我们将表面局限于小斜度情况。具体地说，我们假定：(1) 在本地坐标系单位矢量 (\hat{t}, \hat{d}) 中所有的斜率项可忽略；(2) 本地表面的法向为 $\hat{n}_i \approx -\hat{x}Z_x - \hat{y}Z_y + \hat{z}$ ，其中 Z_x, Z_y 表示 x 与 y 方向的表面斜度。这两个假定条件使前面几节所讨论的基尔霍夫方法的矢量公式退化为极化散射下的标量公式，这些标量公式由 Beckmann 和 Spizzichino 于 1963 年论述的。由于这些假定是以基尔霍夫方法变换到标量公式作为依据的，而不是以任何数学原理为基础的，因此我们将这种近似法称为标量近似法。它提供了重大的数学上的简化，同时保留了极化散射中的所有主要项。在这种近似下，基本的散射场表达式可以重新写成如下形式：

$$E'_{pq} = KE_0 \int \bar{U}_{pq} EX dS' \quad (12.47)$$

式中

$$EX = \exp[jk_i(\hat{n}_i - \hat{n}_t) \cdot \mathbf{r}']$$

\bar{U}_{pq} 由附录 12C 给定。

为了求出 $\langle \mathbf{E}' \cdot \mathbf{E}'^* \rangle$ ，以计算散射系数，我们需求出积分的集平均值。

$$I = \iint \langle \bar{U}_{pq} \bar{U}_{pq}^* \exp[jk_i(\hat{n}_i - \hat{n}_t) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \rangle dS dS'$$

由于所有 \bar{U}_{pq} 值均为如下表达形式(见附录 12C)

$$\bar{U}_{pq} = a_0 + a_1 Z_x + a_2 Z_y \quad (12.48)$$

式中 a_i 是与极化有关的系数，称其为极化系数。我们将 $\bar{U}_{pq} \bar{U}_{pq}^*$ 近似到一阶斜度项来表达：

$$\bar{U}_{pq} \bar{U}_{pq}^* \approx a_0 a_0^* + a_0 a_1^* Z_x' + a_0^* a_1 Z_x + a_0 a_2^* Z_y' + a_0^* a_2 Z_y \quad (12.49)$$

(12.49)式第一项的积分类似于12-4.4节中的 $\langle |I_i|^2 \rangle$ 积分。这样，仿照(12.39)式，可得

第一项的集平均为

$$I_0 = |a_0|^2 \int_{-2L}^{2L} \int_{-2L}^{2L} (2L - |u|)(2L - |v|) e^{iq_x u + iq_y v} \times \exp[-q_z^2 \sigma^2 (1 - \rho)] du dv \quad (12.50)$$

注意, (12.39) 式中的因子 $(q/q_x)^2$ 已令其等于 1, 因此与 1 相比, 表面斜度的二次幂也已被忽略。而在 (12.50) 式中, $q_z^2 \sigma^2$ 已经规定为小值, 故可用一级数来表示因子 $\exp(q_z^2 \sigma^2 \rho)$, 如下式:

$$\exp(q_z^2 \sigma^2 \rho) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2 \rho)^n}{n!}$$

方程式 (12.50) 也变成一级数表达式

$$I_0 = |a_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2)^n}{n!} \times \int_{-2L}^{2L} \int_{-2L}^{2L} \rho^n (2L - |u|)(2L - |v|) e^{iq_x u + iq_y v} du dv \quad (12.51)$$

式中 $n=0$ 项代表了相干散射的效应, 在附录 12D 中推导得出, 该相干散射系数可表示为

$$\sigma_{pq_0}^r = \pi k_1^2 |a_0|^2 \delta(q_x) \delta(q_y) e^{-q_z^2 \sigma^2} \quad (12.52)$$

它表明, 只有当 $q_z \sigma$ 值较小时, 相干散射项才是显著的。(12.51) 式级数的其余各项均代表了非相干散射。由于 u 与 v 值均受表面相关长度所限制, 而且照射面积的线性尺寸要比相关长度大得多, 在此条件下可对 (12.51) 式中 $n \geq 1$ 的级数项进行近似, (12.51) 式简化为

$$I_0 \simeq |a_0|^2 A_0 \exp(-q_z^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2)^n}{n!} \times \iint_{-\infty}^{\infty} \rho^n \exp[iq_x u + iq_y v] du dv \quad (12.53)$$

式中 $A_0 = (2L)^2$ 为受照射面积。对各向同性的高斯粗糙表面来说, 设其相关长度为 l , 高斯相关系数为 $\rho = \exp(-\xi^2/l^2)$, (12.53) 式中的积分项可推导为

$$\iint_{-\infty}^{\infty} e^{-n\xi^2/l^2 + iq_x u + iq_y v} du dv = \frac{\pi l^2}{n} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4n}\right] \quad (12.54)$$

显然, 如果表面的相关函数选择其他形式的函数, 那末这个积分的解也就不同 (附录 12L)。将 (12.53) 和 (12.54) 式代入到散射系数表达式中的 $\langle |E'|^2 \rangle$ 因子项中, 可得到 $|a_0|^2$ 项中非相干部分的散射系数

$$\sigma_{pq_n}^r = (|a_0| k_1 l / 2)^2 \exp(-q_z^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2)^n}{(n!n)} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4n}\right] \quad (12.55a)$$

如果表面相关系数是未知量, $\sigma_{pq_n}^r$ 可改写为

$$\sigma_{pq_n}^r = \frac{k_1^2 |a_0|^2}{4\pi} \exp(-q_z^2 \sigma^2) \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2)^n}{n!} \iint_{-\infty}^{\infty} \rho^n \exp[iq_x u + iq_y v] du dv \quad (12.55b)$$

总散射系数中的附加项均来自(12.49)式中的各斜度项。从附录 12E 得知,集平均值满足如下等式:

$$\langle Z_r \exp[iq_x(z - z')] \rangle = \langle Z'_r \exp[iq_x(z - z')] \rangle$$

因此,在 x 方向上各斜度项的积分值可化为

$$\begin{aligned} I_{11} &= \iint \langle (a_0 a_1^* Z'_x + a_0^* a_1 Z_x) \exp[ik_1(\hat{\mathbf{n}} - \hat{\mathbf{n}}_i) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \rangle dS dS' \\ &= -j2q_x \sigma^2 \operatorname{Re}\{a_0 a_1^*\} \iint_{-L}^L (2L - |u|)(2L - |v|) \frac{\partial \rho}{\partial u} \\ &\quad \times \exp[iq_x u + iq_y v - q_x^2 \sigma^2 (1 - \rho(u, v))] du dv \\ &\simeq -j2A_0 q_x \sigma^2 \operatorname{Re}\{a_0 a_1^*\} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \cos \alpha \frac{d\rho}{d\xi} \\ &\quad \times \exp[iq_x \xi \cos \alpha + iq_y \xi \sin \alpha - q_x^2 \sigma^2 (1 - \rho)] \xi d\xi d\alpha \\ &= 4\pi A_0 q_x \sigma^2 \operatorname{Re}\{a_0 a_1^*\} \int_0^\infty \frac{d\rho}{d\xi} q_x (q_x^2 + q_y^2)^{-1/2} \\ &\quad \times J_1(\sqrt{q_x^2 + q_y^2} \xi) \exp[-q_x^2 \sigma^2 (1 - \rho)] \xi d\xi, \end{aligned} \quad (12.56)$$

式中 $J_1(\)$ 为一阶贝塞尔函数。仍假设 $\rho = \exp(-\xi^2/l^2)$, 并仍采用(12.51)式所用的级数表达式,可以算出(12.56)式中的积分值,并最后化得

$$\begin{aligned} I_{11} &= -2\pi A_0 q_x q_z (\sigma l)^2 \operatorname{Re}\{a_0 a_1^*\} e^{-q_x^2 \sigma^2} \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_x^2 \sigma^2)^n}{n!(n+1)} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4(n+1)}\right] \\ &= -2\pi A_0 q_x q_z (\sigma l)^2 \operatorname{Re}\{a_0 a_1^*\} \exp(-q_x^2 \sigma^2) \\ &\quad \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_x^2 \sigma^2)^{n-1}}{n!n} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4n}\right] \end{aligned} \quad (12.57a)$$

同样地,可以证明(12.49)式中沿 y 方向上各斜度项的积分值为

$$\begin{aligned} I_{12} &= -2\pi A_0 q_y q_z (\sigma l)^2 \operatorname{Re}\{a_0 a_1^*\} \exp(-q_x^2 \sigma^2) \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_x^2 \sigma^2)^n}{n!(n+1)} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4(n+1)}\right] \end{aligned} \quad (12.57b)^\dagger$$

将(12.57a)式和(12.57b)式组合起来,得到由表面斜度引起的散射系数项为

$$\begin{aligned} \sigma_{pqz}^r &= -(k_1 \sigma l)^2 (q_z/2) \exp(-q_x^2 \sigma^2) \operatorname{Re}\{a_0 (q_x a_1^* + q_y a_1^*)\} \\ &\quad \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_x^2 \sigma^2)^{n-1}}{n!n} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4n}\right] \end{aligned} \quad (12.58a)$$

如果表面相关函数为未知量,则 σ_{pqz}^r 可写为

$$\sigma_{pqz}^r = -\frac{jk_1^2 \sigma^3 q_z}{2\pi} e^{-q_x^2 \sigma^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_x^2 \sigma^2)^n}{n!}$$

† 原文此式的和(12.57a)式的求和项中指数项的幅值为 $\frac{(q_x^2 \sigma^2)^n}{n!(n+1)}$, 有误,现已改正。——译者注

$$\times \iint_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \left\{ a_0 \left(a_1^* \frac{\partial \rho}{\partial u} + a_2^* \frac{\partial \rho}{\partial v} \right) \right\} \rho^* e^{iq_x u + iq_y v} du dv \quad (12.58b)$$

由标量近似法所导出的完整散射系数值应是(12.52), (12.55)和(12.58)式的总和:

$$\sigma_{pq}^* = \sigma_{pq_0}^* + \sigma_{pq_1}^* + \sigma_{pq_2}^* \quad (12.59)$$

在 σ_{pq}^* 中出现的 a_i ($i = 0, 1, 2$) 值称极化系数, 它在附录 12C 中已导出. 值得指出的是, 由于(12.52)式中的 δ 函数的作用, 故当 $p \neq q$ 时, 相干散射系数就为零值. 而 $q_{x,y,z}$ 各值均在 12-4.2 节中已给出.

为了查阅方便, 引用附录 12C 中的 (12C.1) 至 (12C.8) 公式, 将极化系数概括如下:

HH 场:

$$\begin{aligned} a_0 &= -R_{L0}(\cos\theta + \cos\theta_s)\cos(\phi_s - \phi) \\ a_1 &= a\cos\phi \\ a_2 &= a\sin\phi \\ a &= R_{L0}[\sin\theta_s - \sin\theta\cos(\phi_s - \phi)] - R_{L1}(\cos\theta_s + \cos\theta)\cos(\phi_s - \phi) \end{aligned}$$

VH 场:

$$\begin{aligned} a_0 &= -R_{L0}(1 + \cos\theta\cos\theta_s)\sin(\phi_s - \phi) \\ a_1 &= a\cos\phi \\ a_2 &= a\sin\phi \\ a &= [-R_{L0}\sin\theta\cos\theta_s - R_{L1}(1 + \cos\theta\cos\theta_s)]\sin(\phi_s - \phi) \end{aligned}$$

VV 场:

$$\begin{aligned} a_0 &= R_{H0}(\cos\theta + \cos\theta_s)\cos(\phi_s - \phi) \\ a_1 &= a\cos\phi \\ a_2 &= a\sin\phi \\ a &= R_{H1}(\cos\theta_s + \cos\theta)\cos(\phi_s - \phi) - R_{H0}[\sin\theta_s - \sin\theta\cos(\phi_s - \phi)] \end{aligned}$$

HV 场: 其系数与 VH 场相同, 只需将式中的 R_{L0} 和 R_{L1} 分别用 R_{H0} 和 R_{H1} 来替换.

而在后向散射情况下, 其 $\theta = \theta_s$, $\phi_s = \pi$, $\phi = 0$, 因此(12.55a)式和 (12.58a) 式分别退化为

$$\sigma_{ppn}^* = (|R_{pp}|k_{1l}\cos\theta)^2 e^{-K_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_0^n}{n!n} \exp\left[-\frac{(k_{1l}\sin\theta)^2}{n}\right] \quad (12.60)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ppl}^* &= 8\sin\theta(k_{1l}\cos\theta)^2 e^{-K_0} [|R_{pp}|^2 \sin\theta + \operatorname{Re}\{R_{pp}R_{pp}^*\} \cos\theta] \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_0^{n-1}}{n!n} \exp\left[-\frac{(k_{1l}\sin\theta)^2}{n}\right] \quad (12.61) \end{aligned}$$

式中 $K_0 = 4k_{1l}^2 \sigma^2 \cos^2\theta$, $R_{pp} = R_{L0}$ 或 R_{H0} , 以及 $R_{ppl} = R_{L1}$ 或 R_{H1} , 选哪一个取决于极化状态. 而 R_{pp} 和 R_{ppl} 的简明表达式见附录 12C.

从 (12.60) 和 (12.61) 两式可以看出, 当 $k_{1l}\sigma$ 趋于零时, 这些非相干分量也趋近于零. 因此, 对于平坦表面, 只剩下相干分量, 其总强度由非涅耳功率反射系数给定(附录 12D).

有关表面相关函数的各种选择参见附录 12L.

12-4.6 介质 2 中的散射系数(表面均方根斜度小于 0.25 时的标量近似法)

透射区介质中散射系数的计算方法与上节所述的相同, 其散射场表达式的形式也类似于(12.47)式, 为

$$E'_{pq} = KE_0 \int \bar{D}_{pq} \exp[j(k_2 \hat{\mathbf{n}}_i - k_1 \hat{\mathbf{n}}_i) \cdot \mathbf{r}'] dS' \quad (12.62)$$

式中 \bar{D}_{pq} 由附录 12C 给定, \bar{D}_{pq} 与表面斜度的关系也类似于(12.48)式, 为

$$\bar{D}_{pq} = b_0 + b_1 Z_x + b_2 Z_y \quad (12.63)$$

因此, 在数学分析方法上与上节相同. 差别只在于各系数的具体内容不同. 完整的散射系数表达式类似于(12.59)式, 可写为

$$\sigma'_{pq} = \sigma'_{pqe} + \sigma'_{pqa} + \sigma'_{pqi} \quad (12.64)$$

式中

$$\sigma'_{pqe} = \pi k_2^2 (\eta_1 / \eta_2) |b_0|^2 \delta(\bar{q}_x) \delta(\bar{q}_y) e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2} \quad (12.65)$$

$$\begin{aligned} \sigma'_{pqa} &= \frac{k_2^2 |b_0|^2 \eta_1}{4\pi\eta_2} e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\bar{q}_z^2 \sigma^2)^n}{n!} \iint_{-\infty}^{\infty} \rho'' \exp[j\bar{q}_x u + j\bar{q}_y v] dudv \\ &= \left(\frac{|b_0| k_2 l}{2} \right)^2 \frac{\eta_1}{\eta_2} e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\bar{q}_z^2 \sigma^2)^n}{n! n} \exp \left[-\frac{(\bar{q}_x^2 + \bar{q}_y^2) l^2}{4n} \right] \end{aligned} \quad (12.66)$$

$$\begin{aligned} \sigma'_{pqi} &= -\frac{jk_2^2 \sigma^2 \bar{q}_z \eta_1}{2\pi\eta_2} e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\bar{q}_z^2 \sigma^2)^n}{n!} \iint_{-\infty}^{\infty} \text{Re} \left\{ b_0 \left(b_1^* \frac{\partial \rho}{\partial u} + b_2^* \frac{\partial \rho}{\partial v} \right) \right. \\ &\quad \times \rho^n e^{-j\bar{q}_x u + j\bar{q}_y v} dudv \\ &= -\left(k_2 \sigma l \right)^2 \frac{\bar{q}_z \eta_1}{2\eta_2} \exp(-\bar{q}_z^2 \sigma^2) \text{Re} \{ b_0 (\bar{q}_x b_1^* + \bar{q}_y b_2^*) \} \\ &\quad \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\bar{q}_z^2 \sigma^2)^{n-1}}{n! n} \exp \left[-\frac{(\bar{q}_x^2 + \bar{q}_y^2) l^2}{4n} \right] \end{aligned} \quad (12.67)$$

也与上节一样, 在(12.66)和(12.67)式中, 已经假设表面相关函数为高斯型, $\bar{q}_{x,y,z}$ 各量已在 12-4.3 节中给出. 利用附录 12C 中的 (12C-13) 至 (12C-16) 式, 极化系数 b_i 概括如下:

HH 场:

$$\begin{aligned} b_0 &= -T_{\perp 0} (\cos \theta_i' + \cos \theta_t) \cos(\phi_i - \phi) \\ b_1 &= b \cos \phi \\ b_2 &= b \sin \phi \\ b &= -T_{\perp 1} (\cos \theta_i' + \cos \theta_t) \cos(\phi_i - \phi) - T_{\perp 0} [\sin \theta_i' + \sin \theta_t \cos(\phi_i - \phi)] \end{aligned}$$

VH 场:

$$\begin{aligned} b_0 &= -T_{\perp 0} [1 + \cos \theta_i' \cos \theta_t] \sin(\phi_i - \phi) \\ b_1 &= b \cos \phi \\ b_2 &= b \sin \phi \\ b &= -[T_{\perp 0} \sin \theta_t \cos \theta_i' + T_{\perp 1} (1 + \cos \theta_i' \cos \theta_t)] \sin(\phi_i - \phi) \end{aligned}$$

VV 场:

$$\begin{aligned}
 b_0 &= -T_{H0}(\eta_2/\eta_1)(\cos\theta'_i + \cos\theta_i)\cos(\phi_s - \phi) \\
 b_1 &= b\cos\phi \\
 b_2 &= b\sin\phi \\
 b &= -T_{H1}(\eta_2/\eta_1)(\cos\theta'_i + \cos\theta_i)\cos(\phi_s - \phi) \\
 &\quad -T_{H0}(\eta_2/\eta_1)[\sin\theta'_i + \sin\theta_i\cos(\phi_s - \phi)]
 \end{aligned}$$

HV 场:

$$\begin{aligned}
 b_0 &= T_{H0}(\eta_2/\eta_1)(1 + \cos\theta'_i \cos\theta_i)\sin(\phi_s - \phi) \\
 b_1 &= b\cos\phi \\
 b_2 &= b\sin\phi \\
 b &= (\eta_2/\eta_1)[T_{H0}\cos\theta'_i \sin\theta_i + T_{H1}(1 + \cos\theta'_i \cos\theta_i)]\sin(\phi_s - \phi)
 \end{aligned}$$

12-4.7 基尔霍夫散射模式

基尔霍夫法的基本假设是：在表面的任何一点都产生平面界面的反射。也就是说，在某一局部区域，将表面界面看成是一个斜面。因此，用统计学来研究表面特性时，对水平方向上粗糙度要求是，其相关长度 l 必须大于电磁波波长。而对垂直方向上粗糙度要求是，其表面高程的标准偏差值 σ 必须足够小，以使平均曲率半径大于电磁波波长。平均曲率半径的近似表达式见附录 12F 中的推导。上述限制要求的数学表达式为

$$k_l l > 6 \quad (12.68)$$

$$l^2 > 2.76\sigma\lambda \quad (12.69)$$

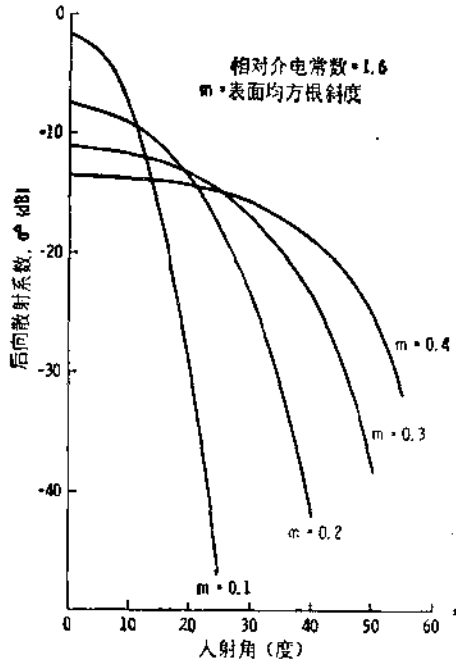


图 12.2 按(12.45)式算出的后向散射系数

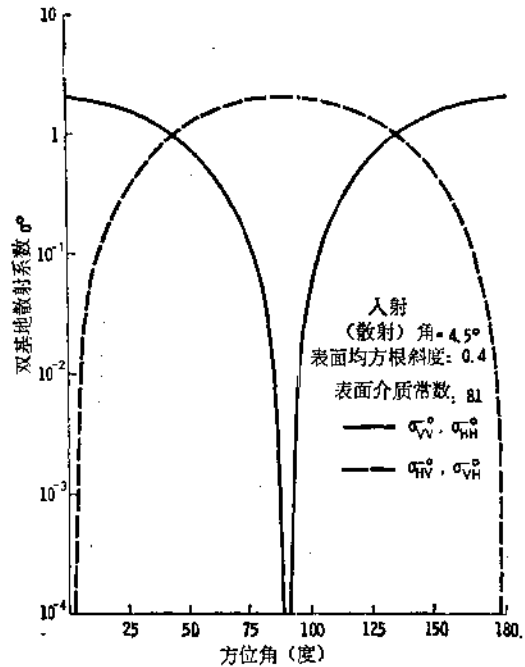


图 12.3 入射和散射角均等于 (a) 4.5° , (b) 22.5° 和 (c) 49.5° 时,按(12.43)式算出的双基散射系数, (a) $\theta = \theta_s = 4.5^\circ$

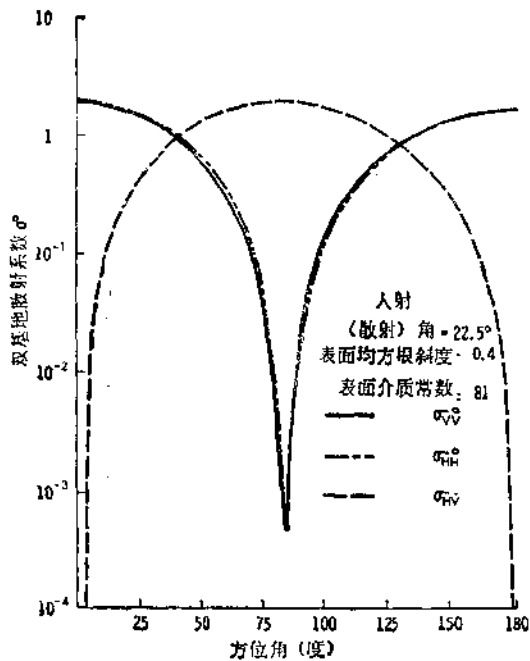


图 12.3 (续)
(b) $\theta = \theta_s = 22.5^\circ$

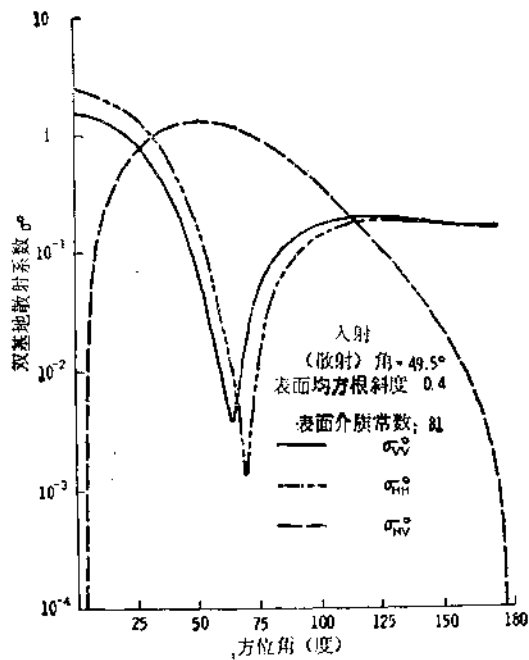


图 12.3 (续)
(c) $\theta = \theta_s = 49.5^\circ$

式中 k_1 是波数, λ 是电磁波波长。需指出的是, 表面高程的标准离差应小于相关长度, 但是它可以与电磁波波长相比拟, 甚至可大于电磁波波长。这意思是说, 如果相关长度较大, 大到足以容纳一个可允许的平均曲率半径时, 那末大的标准离差值仍是可以容许的。这些都是基尔霍夫近似法所要求的条件。而 12-4.4 节至 12-4.6 节中在导出散射模式时又增加了一些附加的近似条件。

为使由 (12.43) 和 (12.44) 式给出的散射模式有效, 除了应满足 (12.68) 和 (12.69) 式条件外, 还要求满足 $(q_{zs}\sigma)^2 > 10$ 和 $(\bar{q}_{zs}\sigma)^2 > 10$ 条件。要求 $(q_{zs}\sigma)^2 > 10$, 相当于要求 $k_1\sigma > 2.0$, 即 σ 应大于三分之一波长。另一个要求 $(\bar{q}_{zs}\sigma)^2 > 10$ 取决于表面介电常数和 $k_1\sigma$ 值。这些模式中并不包含多路径散射和遮挡效应。而对于均方根斜度大的表面来说, 多路径散射是显著的, 因此对于均方根斜度大的表面或者大入射角情况下, 需要修改这些模式 (Fung 和 Eom, 1979)。当上述各条件有效时, 表面散射纯粹是非相干分量, 并且与表面相关函数的具体形式无关, 这时模式中唯一涉及表面的参数仅是表面均方根斜度这一参数。图 12.2 表示的是按 (12.45) 式算出的后向散射系数与入射角之间的函数关系。正如我们所期望的, 当表面均方根斜度增大时, 后向散射曲线随入射角增大而跌落得比较缓慢。由于忽略了多路径散射, 故在后向散射中不出现退极化效应。而当按 (12.43) 式研究双基地情况时, 极化散射和交叉极化散射都存在。双基地散射系数与方位角[†]的函数关系曲线见图 12.3, 其中入射角和散射极化角取相同值, 而方位角零值即对应于前向散射。由图

[†] 按这里方位角 (azimuth angle) 的含义, 它与惯用的双基地角应互为补角。——译者注

可见，交叉极化散射的峰值和极化散射的下陷点均随散射极化角(也即入射角)的增大而朝着前向散射方向移动。

当 $q_1\sigma$ 并不足够大，但表面均方根斜度小于 0.25 时，我们仍希望由(12.59)和(12.64)式给出的散射模式是正确有效的，在这种情况下，散射中包含了相干和非相干分量。而当讨论后向散射时，由于仅当法向入射时才出现相干分量，因此用图表示后向散射的角度特性时，只存在(12.59)式中的非相干分量，它由(12.60)与(12.61)两式来确定，画成曲线如图 12.4 所示。图上所有曲线选取的表面均方根斜度都相同， $k_1\sigma$ 选择从 0.5 到 1.5。正如所预料的， $k_1\sigma = 1.5$ 的曲线非常接近由(12.45)式所给定的同样表面斜度的驻留相位模式。当大入射角时，水平极化和垂直极化曲线之间的分叉是由于布儒斯特角(Brewster-angle)效应所引起的。因此可以预料，当具有大介电常数的表面以及 $k_1\sigma$ 与 k_1l 为大值时，这两种近似法之间是吻合得相当好。还可以预料，当介电常数小时， R_{\perp} 和 R_{\parallel} 项将单调地跌落，在 R_{\perp} 和 R_{\parallel} 变化速率很大的区域内，这些线性近似条件就不满足了。在入射角的某些范围内就是这种情况(例如，在布儒斯特角附近或接近擦地入射时的情况)。

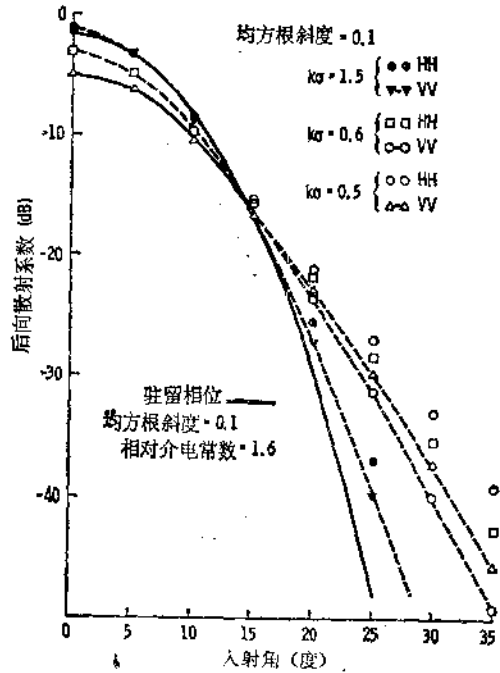


图 12.4 由(12.45)式给出的驻留相位解与由(12.60)和(12.61)给出的标准近似法的结果相比较

基尔霍夫模式适用条件
 $k_1l > 6, P > 2.76\sigma\lambda$

驻留相位近似法适用条件	标准近似法适用条件
$(q_1\sigma)^2 > 10$ $(\bar{q}_1\sigma)^2 > 10$	均方根斜度 < 0.25

12-5 微粗糙表面的散射

前节所述，基尔霍夫法所适用的表面，其水平方向上的粗糙标尺度和平均曲率半径均要求大于一个电磁波波长。当表面标准离差和相关长度两者均小于波长时，必须采用其他的方法。有一种经典的方法就是小扰动法，它要求表面标准离差小于电磁波波长的 5% 左右。必须强调的是，这里的表面标准离差指的，仅是在给定电磁波波长下引起散射的那些表面频率成分的计算合成。这一点很重要，否则如果将所有表面的频率成分都包含在计算的标准离差中时，肯定会得到显著不同的值。除对标准离差有要求外，表面平均斜度应该与波数和表面标准离差之积有同一数量级。上述两个条件用数学表达即为

$$k\sigma_1 < 0.3 \quad (12.70)$$

$$\sqrt{2} \sigma_1 / l < 0.3 \quad (12.71)$$

应当指出,对扰动法来说,不存在很精确的有效性条件。不同的研究工作者在研究各种特定的表面时,可以得出一些不同条件 (Fung 等, 1974; Jiracck, 1973; Lentz, 1974)。这里(12.70)和(12.71)式所给出的条件也只能作为本节散射模式推导时的一种准则。

12-5.1 散射问题的公式

假定有一水平极化平面波入射到微粗糙界面上,如图 12.5 所示,并假定界面可用随机函数 $z(x, y)$ 来描述,它可进行傅里叶变换,即

$$z(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} Z(k_x, k_y) \exp(jk_x x + jk_y y) dk_x dk_y$$

$$Z(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} z(x, y) \exp(-jk_x x - jk_y y) dx dy$$

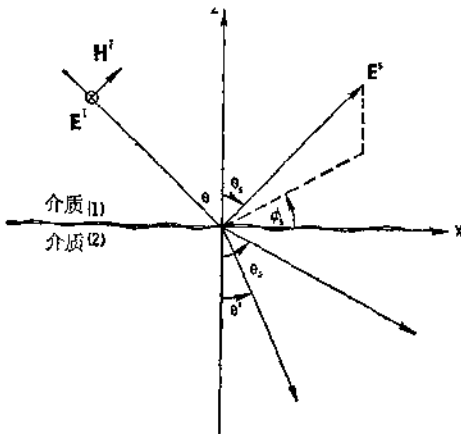


图 12.5 表面散射问题的几何图

研究散射问题的目的是计算在介质 1 和介质 2 中的一阶散射场和散射系数。在整个计算中,时间因子 $e^{j\omega t}$ 均被省略。正如附录 12G 所指出的,在各向同性半球空间中的散射场可以用多个幅度未知的平面波叠加来表示。为简单起见,假设介质 1 和介质 2 中的散射场是从界面传出的。入射场取水平极化平面波,在 xz 平面内传播。于是,介质 1 中的总电场是人射场加上相干和非相干散射场之和。

$$E_x = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} U_x(k_x, k_y) f dk_x dk_y \quad (12.72a)$$

$$E_y = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} U_y(k_x, k_y) f dk_x dk_y + e^{-jk_x z \sin \theta} (e^{-jk_z z \cos \theta} + R_{\perp} e^{-jk_z z \cos \theta}) \quad (12.72b)$$

$$E_z = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} U_z(k_x, k_y) f dk_x dk_y \quad (12.72c)$$

式中

$$f = \exp(jk_x x + jk_y y + jk_z z)$$

$$k_x = (k^2 - k_z^2 - k_y^2)^{1/2}$$

k = 介质 1 中的波数

R_{\perp} = 水平极化波的非涅耳反射系数

$$= \mu_r (k \cos \theta - k' \cos \theta') / (\mu_r k \cos \theta + k' \cos \theta')$$

$$= [\mu_r \cos \theta - (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}] / [\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r \sin^2 \theta)^{1/2}]$$

$$k'_z = (k'^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}$$

$k' =$ 介质 2 中的波数 $= k(\mu_r \epsilon_r)^{1/2}$

$\mu_r =$ 介质 2 对介质 1 的相对导磁率

$\epsilon_r =$ 介质 2 对介质 1 的相对介电常数

类似地, 介质 2 中的总电场应是相干透射场与非相干散射场的总和

$$E'_x = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} D_x(k_x, k_y) g dk_x dk_y \quad (12.73a)$$

$$E'_y = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} D_y(k_x, k_y) g dk_x dk_y + T_{\perp} \exp(-jk'_x \sin \theta' + jk'_z \cos \theta') \quad (12.73b)$$

$$E'_z = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} D_z(k_x, k_y) g dk_x dk_y \quad (12.73c)$$

式中

$$g = \exp(jk_x x + jk_y y + jk_z z)$$

$$T_{\perp} = 1 + R_{\perp} = \frac{2\mu_r k \cos \theta}{\mu_r k \cos \theta + k' \cos \theta'}$$

$$= \frac{2\mu_r \cos \theta}{\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}}$$

根据斯涅耳 (Snell) 定律 $k' \sin \theta' = k \sin \theta$ 。在上述公式中, 除非对相干反射项与相干透射项修正并计入到散射场能量中, 否则能量并不守恒。这一点是可以近似地实现的, 方法是 R_{\perp} 乘上 $\exp(-q_z^2 \sigma^2/2)$, T_{\perp} 乘上 $\exp(-\bar{q}_z^2 \sigma^2/2)$, 参见附录 12D。也可以用修正菲涅耳系数来取代 R_{\perp} (Rice, 1951; Wu 和 Fung, 1973)。但为了简化起见, 在下面几节里我们不研究 R_{\perp} 和 T_{\perp} 的修正量。方程式(12.72)和(12.73)提供了求解散射问题的一般形式, 其中场强的幅度是待求的。

12-5.2 场强幅度的确定

(12.72)和(12.73)式中的未知场强幅度可以通过边界条件和散度关系式来确定。令 \hat{n} 为不规则边界的单位法向矢量。于是边界条件可以写成

$$\hat{n} \times (\mathbf{E} - \mathbf{E}') = \hat{n} \times \Delta \mathbf{E} = 0$$

及

$$\hat{n} \times (\mathbf{H} - \mathbf{H}') = \hat{n} \times \Delta \mathbf{H} = 0$$

或

$$\Delta E_y + \frac{\partial z}{\partial y} \Delta E_x = 0 \quad (12.74a)$$

$$\Delta E_x + \frac{\partial z}{\partial x} \Delta E_z = 0 \quad (12.74b)$$

及

$$\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial z} - \frac{\partial \Delta E'_x}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial y} \left(\frac{\partial \Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial \Delta E'_x}{\partial y} \right) = 0 \quad (12.75a)$$

$$\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial y} - \frac{\partial \Delta E'_y}{\partial z} + \frac{\partial z}{\partial x} \left(\frac{\partial \Delta E'_y}{\partial x} - \frac{\partial \Delta E'_x}{\partial y} \right) = 0 \quad (12.75b)$$

式中

$$\Delta E'_x = E_x - E'_x / \mu_r$$

$$\Delta E'_y = E_y - E'_y / \mu_r$$

$$\Delta E'_z = E_z - E'_z / \mu_r$$

将(12.72)和(12.73)式代入 $\nabla \cdot E = 0$ 式中,得

$$k_x U_x = k_x U_x + k_y U_y \quad (12.76a)$$

$$k'_x D_x = -(k_x D_x + k_y D_y) \quad (12.76b)$$

由(12.74)至(12.76)六个关系式能解出六个未知量 U_x, U_y, U_z 和 D_x, D_y, D_z 。为了引用边界条件,场强计算应该在边界 $z = z(x, y)$ 上进行。由于我们假设 kz 是小量,因此所有包含 kz 的指数项均可展开成泰勒级数。此外,将场强幅度展开成扰动级数,例如 $U_x = U_{x1} + U_{x2} + U_{x3} + \dots$ 。于是,在表面边界上,可以写出前两阶表达式:

$$E_x = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} [U_{x1} + U_{x2} + \dots] [1 - jk_z z - \dots] e^{jk_x x + ik_y y} dk_x dk_y$$

$$E'_x = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} [D_{x1} + D_{x2} + \dots] [1 - jk'_z z - \dots] e^{jk_x x + ik_y y} dk_x dk_y$$

因此,

$$\begin{aligned} \Delta E_x = & \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} [U_{x1} - D_{x1} + U_{x2} - D_{x2} - jz(k_x U_{x1} + k'_x D_{x1}) + \dots] \\ & \times \exp(jk_x x + ik_y y) dk_x dk_y \end{aligned} \quad (12.77)$$

类似地,

$$\begin{aligned} \Delta E_y = & \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} [U_{y1} - D_{y1} + U_{y2} - D_{y2} - jz(k_x U_{y1} + k'_x D_{y1}) + \dots] \\ & \times \exp(jk_x x + ik_y y) dk_x dk_y + \Delta S \end{aligned} \quad (12.78)$$

式中

$$\begin{aligned} \Delta S = & \{jk_z(1 - R_{\perp}) \cos\theta - jk'_z T_{\perp} \cos\theta' \\ & + T_{\perp}(k'^2 \cos^2\theta' - k^2 \cos^2\theta)z^2/2\} e^{-ik_x \sin\theta} \\ = & [jk'_z \cos\theta'(1/\mu_r - 1)T_{\perp} \\ & + (T_{\perp}z^2/2)(k'^2 - k^2)] e^{-ik_x \sin\theta} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta E_z = & \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} [U_{z1} - D_{z1} + U_{z2} - D_{z2} - jz(k_x U_{z1} + k'_x D_{z1}) + \dots] \\ & \times \exp(jk_x x + ik_y y) dk_x dk_y \end{aligned} \quad (12.79)$$

由(12.77)至(12.79)式,可以算出电场强度的一阶偏微商为

$$\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial z} = -\frac{j}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \left(k_x U_{z1} + \frac{k'_x D_{z1}}{\mu_r} \right) e^{jk_x x + ik_y y} dk_x dk_y \quad (12.80)$$

$$\frac{\partial \Delta E'_x}{\partial y} = \frac{j}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} k_y \left(U_{x1} - \frac{D_{x1}}{\mu_r} \right) e^{jk_x x + ik_y y} dk_x dk_y \quad (12.81)$$

$$\frac{\partial \Delta E_y}{\partial x} = \frac{j}{2\pi} \iint k_x \left(U_{y1} - \frac{D_{y1}}{\mu_r} \right) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y - jk \sin \theta (1 - 1/\mu_r) T_{\perp} e^{-ik_x \sin \theta} \quad (12.82)$$

$$\frac{\partial \Delta E'_y}{\partial z} = \frac{-j}{2\pi} \iint \left(k_x U_{y1} + \frac{k'_x D_{y1}}{\mu_r} \right) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y + [T_{\perp} (k'^2 \cos^2 \theta' / \mu_r - k^2 \cos^2 \theta)] e^{-ik_x \sin \theta} \quad (12.83)$$

$$\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial x} = \frac{j}{2\pi} \iint k_x \left(U_{z1} - \frac{D_{z1}}{\mu_r} \right) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y \quad (12.84)$$

$$\frac{\partial \Delta E'_z}{\partial y} = \frac{j}{2\pi} \iint k_y \left(U_{z1} - \frac{D_{z1}}{\mu_r} \right) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y \quad (12.85)$$

将(12.77)式代入(12.74b)式,其中表面斜度取一阶幅度,从一阶项我们得到

$$\frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} (U_{z1} - D_{z1}) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y = 0$$

上述方程的傅里叶变换得

$$U_{z1} = D_{z1} \quad (12.86)$$

相类似地将(12.78)代入(12.74a)式,并用 $z(x, y)$ 的傅里叶变换来替代 $z(x, y)$, 我们得

$$\frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[U_{y1} - D_{y1} + jk' \cos \theta' \left(\frac{1}{\mu_r} - 1 \right) T_{\perp} Z(k_x, k_y) e^{-ik_x \sin \theta} \right. \\ \left. \times e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y = 0 \right.$$

或

$$U_{y1} = D_{y1} - jk' \cos \theta' (1/\mu_r - 1) T_{\perp} Z(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (12.87)$$

将(12.80), (12.81), (12.82), (12.84)代入(12.75a)式,将(12.81), (12.82), (12.83), (12.85)代入(12.75b)式,可得到两个关于场强幅度的进一步简化的关系式。由(12.75a)式化简得

$$\frac{j}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[k_x U_{z1} + \frac{k'_x D_{z1}}{\mu_r} + k_x \left(U_{z1} - \frac{D_{z1}}{\mu_r} \right) \right. \\ \left. + jk_y k \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r} \right) T_{\perp} Z(k_x, k_y) e^{-ik_x \sin \theta} \right] e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y = 0$$

或

$$k_x \left(U_{z1} - \frac{D_{z1}}{\mu_r} \right) + k_x U_{z1} + \frac{k'_x D_{z1}}{\mu_r} \\ + jk_y k \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r} \right) T_{\perp} Z(k_x + k \sin \theta, k_y) = 0 \quad (12.88)$$

由(12.75b)式化简得

$$\frac{j}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[k_y \left(U_{z1} - \frac{D_{z1}}{\mu_r} \right) + k_y D_{y1} + \frac{k'_y D_{y1}}{\mu_r} \right. \\ \left. + jT_{\perp} \left(\frac{k'^2 \cos^2 \theta'}{\mu_r} - k^2 \cos^2 \theta \right) Z(k_x, k_y) e^{-ik_x \sin \theta} \right]$$

$$-jk_x k \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right) T_{\perp} Z(k_x, k_y) e^{-jk_x \sin \theta} \Big] \\ \times e^{jk_x x + jk_y y} dk_x dk_y = 0$$

或

$$k_y \left(U_{x1} - \frac{D_{z1}}{\mu_r} \right) + k_x U_{y1} + \frac{k'_x D_{y1}}{\mu_r} \\ + jT_{\perp} \left[\frac{k'^2 \cos^2 \theta'}{\mu_r} - k^2 \cos^2 \theta - (k_x + k \sin \theta) k \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right) \right] \\ \times Z(k_x + k \sin \theta, k_y) = 0 \quad (12.89)$$

方程(12.76), (12.86), (12.87), (12.88)和(12.89)组成六个代数式,其中含有六个未知幅度量,概括如下:

$$U_{x1} = D_{x1} \\ U_{y1} = D_{y1} - \alpha \\ k_x(U_{x1} - D_{x1}/\mu_r) + k_x U_{x1} + k'_x D_{x1}/\mu_r + \beta_1 = 0 \\ k_y(U_{x1} - D_{x1}/\mu_r) + k_x U_{y1} + k'_x D_{y1}/\mu_r + \beta_2 = 0 \\ k_x U_{x1} = k_x U_{x1} + k_y U_{y1} \\ k'_x U_{x1} = -(k_x D_{x1} + k_y D_{y1})$$

式中

$$\alpha = jk' \cos \theta' \left(\frac{1}{\mu_r} - 1 \right) T_{\perp} Z \\ \beta_1 = jkk_y \sin \theta (1 - 1/\mu_r) T_{\perp} Z \\ \beta_2 = jT_{\perp} \left[\frac{k'^2 \cos^2 \theta'}{\mu_r} - k^2 \cos^2 \theta - (k_x + k \sin \theta) k \sin \theta \left(1 - \frac{1}{\mu_r}\right) \right] Z \\ Z = Z(k_x + k \sin \theta, k_y)$$

最后得到上述方程组的解为

$$DU_{x1} = k_x k_y (ak'_x - k_x) \alpha - \mu_r (k_x k'_x + ak_y^2) \beta_1 + a \mu_r k_x k_y \beta_2 \quad (12.90)$$

$$DU_{y1} = -(ak_x^2 k'_x + k_x k_x^2 + k_y^2 k_x) \alpha + a \mu_r k_x k_y \beta_1 - \mu_r (k_x k'_x + ak_x^2) \beta_2 \quad (12.91)$$

式中

$$D = (k_x^2 + k_y^2) (k_x + \mu_r k'_x) + k_x k'_x (\mu_r k_x + k'_x) \\ a = \frac{\mu_r k'_x + k_x}{\mu_r k_x + k'_x}$$

只要求出 U_{x1} 和 U_{y1} , 通过它们其他几个场强的幅值就可很容易地求出来了。

12-5.3 极化幅度

为了求出水平-水平极化和垂直-水平交叉极化下的散射场的场强幅度,我们将垂直和水平极化散射波的单位极化矢量分别选定为标准球坐标系的单位坐标矢量 $\hat{\theta}$ 和 $\hat{\phi}$ (见图 12.5):

$$\hat{\theta} = \hat{x} \cos \theta, \cos \phi, + \hat{y} \cos \theta, \sin \phi, - \hat{z} \sin \theta, \quad (12.92)$$

$$\hat{\phi} = -\hat{x} \sin \phi, + \hat{y} \cos \phi, \quad (12.93)$$

这样,介质 1 中的水平极化散射场为

$$E'_{hh} = \hat{\phi} \cdot \mathbf{E}' = \frac{1}{2\pi} \iint [U_{y1} \cos \phi_s - U_{x1} \sin \phi_s] f dk_x dk_y \quad (12.94)$$

在附录 12H 中可见,散射系数可改用如 (12.94) 式那种散射场的积分表达式来表示,式中 $k_x = -k \sin \theta_s \cos \phi_s$, 及 $k_y = -k \sin \theta_s \sin \phi_s$. 为此,进一步简化上式:

$$\begin{aligned} & U_{y1} \cos \phi_s - U_{x1} \sin \phi_s \\ &= - \{ [(ak_x^2 k'_z + k_x k'_z + k_z^2 k_x) \cos \phi_s + k_x k_y (ak'_z - k_z) \sin \phi_s] \alpha \\ & \quad - \mu_r [ak_x k_y \cos \phi_s + (ak_z^2 + k_z k'_z) \sin \phi_s] \beta_1 \\ & \quad + \mu_r [(ak_x^2 + k_x k'_z) \cos \phi_s + ak_x k_y \sin \phi_s] \beta_2 \} / D \\ &= \{ -k k'_z \cos \phi_s \alpha + \mu_r \sin \phi_s \beta_1 - \mu_r \cos \phi_s \beta_2 \} \frac{\mu_r \cdot k^2 (k'_z + \epsilon_r \cos \theta_s)}{(\mu_r \cos \theta_s + k'_z) D} \end{aligned} \quad (12.95)$$

式中

$$\begin{aligned} \alpha &= -j T_{\perp} k' \cos \theta' (1 - 1/\mu_r) Z \\ \beta_1 &= -jk^2 T_{\perp} (1 - 1/\mu_r) \sin \theta \sin \theta_s \sin \phi_s Z \\ \beta_2 &= jk^2 T_{\perp} [(\epsilon_r - 1) + (1 - 1/\mu_r) \sin \theta \sin \theta_s \cos \phi_s] Z \\ D &= k^3 \mu_r (k'_z + \epsilon_r \cos \theta_s) \\ k'_z &= (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2} \\ k' \cos \theta' &= k (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2} \\ T_{\perp} &= \frac{2 \mu_r \cos \theta}{\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}} \end{aligned}$$

对 (12.95) 式再进一步简化可得

$$U_{y1} \cos \phi_s - U_{x1} \sin \phi_s = j2k \cos \theta \alpha_{hh} Z \quad (12.96a)$$

式中

$$\begin{aligned} \alpha_{hh} &= \{ [k'_z (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2} \cos \phi_s - \mu_r \sin \theta \sin \theta_s] (\mu_r - 1) \\ & \quad - \mu_r^2 (\epsilon_r - 1) \cos \phi_s \} (\mu_r \cos \theta_s + k'_z)^{-1} \\ & \quad \times [\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta_s)^{1/2}]^{-1} \end{aligned} \quad (12.96b)$$

在 (12.96) 式中, α_{hh} 定义为水平-水平极化下的极化幅度系数。可证明,进行类似计算后,交叉极化幅度系数也可写成相类似的形式

$$\begin{aligned} E'_{vh} &= \hat{\theta}_s \cdot \mathbf{E}' \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint [U_{x1} \cos \theta_s \cos \phi_s + U_{y1} \cos \theta_s \sin \phi_s - U_{z1} \sin \theta_s] f dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint \left[\left(\cos \theta_s \cos \phi_s - \frac{k_x}{k_z} \sin \theta_s \right) U_{x1} \right. \\ & \quad \left. + \left(\cos \theta_s \sin \phi_s - \frac{k_y}{k_z} \sin \theta_s \right) U_{y1} \right] f dk_x dk_y \\ &= \frac{1}{2\pi} \iint \frac{U_{x1} \cos \phi_s + U_{y1} \sin \phi_s}{\cos \theta_s} f dk_x dk_y \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} \frac{U_{x1} \cos \phi_s + U_{y1} \sin \phi_s}{\cos \theta_s} &= - \frac{k^2 \mu_r [k \epsilon_r \sin \phi_s \alpha + k_z (\beta \cos \phi_s + \beta_1 \sin \phi_s)]}{D} \\ &= j2k \cos \theta \alpha_{vh} Z \end{aligned} \quad (12.97a)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{vh} = & \{(\mu_r - 1)\varepsilon_r(\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2} - \mu_r(\varepsilon_r - 1)k'_z\} \\ & \times (k'_z + \varepsilon_r \cos\theta_r)^{-1} \\ & \times [\mu_r \cos\theta + (\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2}]^{-1} \sin\phi_s \end{aligned} \quad (12.97b)$$

方程式(12.96)和(12.97)提供了水平极化下的两种极化幅度。考虑到存在有对偶性,因此垂直极化下的极化幅度系数可由 μ_r 和 ε_r 互换的方法来求出。正如第二章所述的对偶性质,用 \mathbf{H} 代替 \mathbf{E} , 用 $-\mathbf{E}$ 替换 \mathbf{H} , 所得极化系数也改为涉及磁场而不是对电场的, 因此

$$\begin{aligned} \alpha_{hv} = & [\mu_r(\varepsilon_r - 1)(\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2} - \varepsilon_r(\mu_r - 1)k'_z] \sin\phi_s \\ & \times (k'_z + \mu_r \cos\theta_r)^{-1} [\varepsilon_r \cos\theta + (\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2}]^{-1} \end{aligned} \quad (12.98)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{vv} = & \{[k'_z(\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2} \cos\phi_s - \varepsilon_r \sin\theta \sin\theta_s] \\ & \times (\varepsilon_r - 1) - \varepsilon_r^2(\mu_r - 1) \cos\phi_s\} \\ & \times (\varepsilon_r \cos\theta_s + k'_z)^{-1} [\varepsilon_r \cos\theta + (\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2}]^{-1} \end{aligned} \quad (12.99)$$

下面将阐述在透射介质中的相应极化幅度, 存在如下的关系式:

$$\begin{aligned} D_{x1} &= U_{x1} \\ D_{y1} &= U_{y1} + \alpha \\ D_{z1} &= -(k_x D_{x1} + k_y D_{y1})/k'_z \\ k_x &= -k' \sin\theta_s \cos\phi_s \\ k_y &= -k' \sin\theta_s \sin\phi_s \\ k'_z &= k' \cos\theta_s \\ k_x &= (k^2 - k'^2 \sin^2\theta_s)^{1/2} \end{aligned}$$

在下层介质中, 习惯上是由从负 z 轴起始来度量极化角。水平极化下的单位极化矢量仍与(12.92)式有相同的形式, 只是 $\hat{\theta}_s$ 变为

$$\hat{\theta}_s = -(\hat{x} \cos\theta_s \cos\phi_s + \hat{y} \cos\theta_s \sin\phi_s + \hat{z} \sin\theta_s) \quad (12.100)$$

在介质 2 中水平极化散射场场强为

$$\mathbf{E}'_{hh} = \hat{\phi}_s \cdot \bar{\mathbf{E}}' = \frac{1}{2\pi} \iint [D_{y1} \cos\phi_s - D_{x1} \sin\phi_s] g d k_x d k_y \quad (12.101)$$

其中幅度项进一步化简为

$$\begin{aligned} D_{y1} \cos\phi_s - D_{x1} \sin\phi_s &= U_{y1} \cos\phi_s - U_{x1} \sin\phi_s + \alpha \cos\phi_s \\ &= \left\{ \alpha k_x \cos\phi_s + \frac{\beta_1 \sin\phi_s - \beta_2 \cos\phi_s}{k} \right\} \left(k_x + \frac{\eta_1 \cos\theta_s}{\eta_2} \right) \\ &= j2k\alpha'_{hh} \cos\theta Z \end{aligned} \quad (12.102a)$$

式中

$$\begin{aligned} \alpha'_{hh} &= -\{(\mu_r - 1)[k_x \cos\phi_s(\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2} + (\mu_r\varepsilon_r)^{1/2} \sin\theta \sin\theta_s] \\ & \quad + \mu_r(\varepsilon_r - 1) \cos\phi_s\} \left(k_x + \frac{\cos\theta_s}{\eta_r} \right)^{-1} \\ & \quad \times [\mu_r \cos\theta + (\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2}]^{-1} \\ k_x &= (1 - \mu_r\varepsilon_r \sin^2\theta_s)^{1/2} \\ \eta_r &= (\mu_r/\varepsilon_r)^{1/2} \\ \alpha &= -jk(1 - 1/\mu_r)T_{\perp}(\mu_r\varepsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2}Z \\ \beta_1 &= -jk^2(1 - 1/\mu_r)T_{\perp}\sqrt{\mu_r\varepsilon_r} \sin\theta \sin\theta_s \sin\phi_s Z \end{aligned}$$

$$\beta_z = jk^2 T_{\perp} [\epsilon_r - 1 + (1 - 1/\mu_r) \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \sin \theta \sin \theta_r \cos \phi_r] Z \quad (12.102b)$$

请注意,在介质2中推导(12.102)式时,其中的 D 与 α 值应为

$$a = \frac{k_z + \mu_r (\mu_r \epsilon_r)^{1/2} \cos \theta_r}{\mu_r [k_z + (\cos \theta_r) / \eta_r]}$$

$$D = k^3 \mu_r \epsilon_r (k_z + \eta_r \cos \theta_r).$$

用相类似的方法可求出交叉极化的透射场场强,即

$$E'_{\theta} = \hat{\theta}_r \cdot \mathbf{E}'$$

$$= \frac{-1}{2\pi} \iint [D_{x1} \cos \theta_r \cos \phi_r + D_{y1} \cos \theta_r \sin \phi_r + D_{z1} \sin \theta_r] g d k_x d k_y$$

$$= \frac{-1}{2\pi \cos \theta_r} \iint [U_{x1} \cos \phi_r + U_{y1} \sin \phi_r + \alpha \sin \phi_r] g d k_x d k_y \quad (12.103)$$

(12.103) 式中的透射场场强幅度还可进一步化简为

$$\frac{U_{x1} \cos \phi_r + (U_{y1} + \alpha) \sin \phi_r}{\cos \theta_r}$$

$$= k^2 \mu_r [\alpha \epsilon_r \eta_r k \sin \phi_r - k_z \sqrt{\mu_r \epsilon_r} (\beta_1 \cos \phi_r + \beta_2 \sin \phi_r)] / D$$

$$= -k j T_{\perp} \sin \phi_r \frac{Z [(1 - 1/\mu_r) (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2} + k_z (\epsilon_r - 1)] \eta_r}{k_z + \eta_r \cos \theta_r}$$

$$= -j 2 k \cos \theta \alpha'_{\theta} Z \quad (12.104a)$$

式中

$$\alpha'_{\theta} = [(\mu_r - 1) (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2} + \mu_r (\epsilon_r - 1) k_z] \sin \phi_r$$

$$\times \eta_r (k_z + \eta_r \cos \theta_r)^{-1} [\mu_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^{-1} \quad (12.104b)$$

一旦水平极化的场强幅度系数求出,利用电磁场的对偶特性, μ_r 与 ϵ_r 互换,并用 \mathbf{H} 替换 \mathbf{E} 后,就可求出垂直极化状态下的结果。它们是

$$\alpha'_{\nu} = -\{(\epsilon_r - 1) [k_z \cos \phi_r (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2} + (\mu_r \epsilon_r)^{1/2} \sin \theta \sin \theta_r]$$

$$+ \epsilon_r (\mu_r - 1) \cos \phi_r\}$$

$$\times (k_z + \eta_r \cos \theta_r)^{-1} [\epsilon_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^{-1} \quad (12.105)$$

$$\alpha'_{\theta\nu} = [(\epsilon_r - 1) (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2} + \epsilon_r (\mu_r - 1) k_z] \sin \phi_r$$

$$\times \frac{1}{\eta_r} \left(k_z + \frac{\cos \theta_r}{\eta_r} \right)^{-1} [\epsilon_r \cos \theta + (\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^{-1} \quad (12.106)$$

12-5.4 散射系数

在附录12H中,散射系数是由散射场强幅度平方的集平均来表达的。在附录12I中,该集平均显然是用上节推导出来的极化幅度系数来表示的。本节将对入射介质中的和透射介质中的散射系数进行综述。无论是水平极化还是垂直极化入射波,射向稍不规则的表面时,在入射介质中的一阶双基地散射系数是(Cosgriff等,1959)

$$\sigma'_{pq} = 8 |k^2 \sigma_r \cos \theta \cos \theta_r \alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (12.107)$$

式中

$$W(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \rho(u, v) \exp[-jk_x u - jk_y v] du dv$$

$\rho(u, v)$ = 表面相关系数

$$k_x = -k \sin \theta, \cos \phi,$$

$$k_y = -k \sin \theta, \sin \phi,$$

式中的 α_{pq} 是由(12.96)至(12.99)式给定的.

在透射介质中,对于水平极化的入射波有

$$\sigma'_{pq} = 8 |k k' \sigma_1 \cos \theta \cos \theta \alpha'_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) / \eta_r \quad (12.108)$$

式中 k' 是透射介质中的波数, $\eta_r = (\mu_r / \epsilon_r)^{1/2}$, $k_x = -k' \sin \theta, \cos \phi_r$, $k_y = -k' \sin \theta, \sin \phi_r$, α'_{pq} 由(12.102)和(12.104)式给定. 而当垂直极化波入射时,将引用由(12.105)和(12.106)式给定的 α'_{pq} 值. 由于这些极化系数是对磁场而不是对电场的,因此应将(12.108)式再乘以 η_r^2 , 从而得出垂直极化入射波的透射介质中的散射系数为

$$\sigma'_{pq} = 8 \eta_r |k k' \sigma_1 \cos \theta \cos \theta \alpha'_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (12.109)$$

当 $\mu_r = 1$ 时,导出如下的微粗糙表面的后向散射特性. 这时,以 $\theta = \theta_r$ 和 $\phi_r = \pi$ 代入(12.107)式得

$$\sigma'_{pq} = 8 k'^2 \sigma_1^2 \cos^4 \theta |\alpha'_{pq}|^2 W(2k \sin \theta, 0) \quad (12.110)$$

式中

$$\alpha_{hh} = R_{\perp},$$

$$\alpha_{vv} = (\epsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta)}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}$$

$$\alpha_{hv} = \alpha_{vh} = 0$$

$W(2k \sin \theta, 0)$ 是表面相关系数的傅里叶变换,因此称它为归一化粗糙度频谱. 它的自变量应是表面的空间波数 \bar{k} , 在这特殊条件下, \bar{k} 与电磁波波数有如下关系式:

$$\bar{k} = 2k \sin \theta \quad (12.111)$$

这意味着,在一阶近似下,微粗糙表面的后向散射仅仅取决于表面粗糙度频谱中的个别频率分量. 该频率分量的空间波长为 Λ , 它与电磁波波长 λ 有如下关系式

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (12.112)$$

由(12.112)式可见,影响后向散射的表面分量,它随入射波长和入射角而变化. 因此,如果用单一入射角和单一频率来测定表面,是不可能获得完整的表面粗糙度特性的.

如果对 12-5.2 节中所述的方法取到二阶项,则后向散射方向上的交叉极化项将不等于零 (Fung, 1968; Valenzuela, 1967). 因此二阶后向散射系数应为 (Valenzuela, 1967)

$$\begin{aligned} \sigma'_{vh} = \sigma'_{hv} = & \left[\pi k^2 \sigma_1^2 \cos^2 \theta \frac{[(\epsilon_r - 1)(R_{\parallel} - R_{\perp})]^2}{2} \right] \\ & \times \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{u^2 v^2}{|D_0|^2} W(u - k \sin \theta, v) W(u + k \sin \theta, v) du dv \quad (12.113) \end{aligned}$$

式中

$$D_0 = k'_x + \epsilon_r k_x$$

$$k_x = (k'^2 - u^2 - v^2)^{1/2}$$

$$k'_x = (k'^2 - u^2 - v^2)^{1/2}$$

R_{\parallel} 和 R_{\perp} 分别是垂直极化和水平极化下的菲涅耳反射系数.

12-5.5 小扰动模式

有一粗糙表面,其表面高程标准离差比入射波长小得多(5%或更小),而且其平均表面斜度可与表面标准离差与波数之积相比拟,或者小于表面标准离差与波数之积。在这种情况下,前一节导出的从(12.107)至(12.109)式的散射系数公式仍可适用。本节将用图来

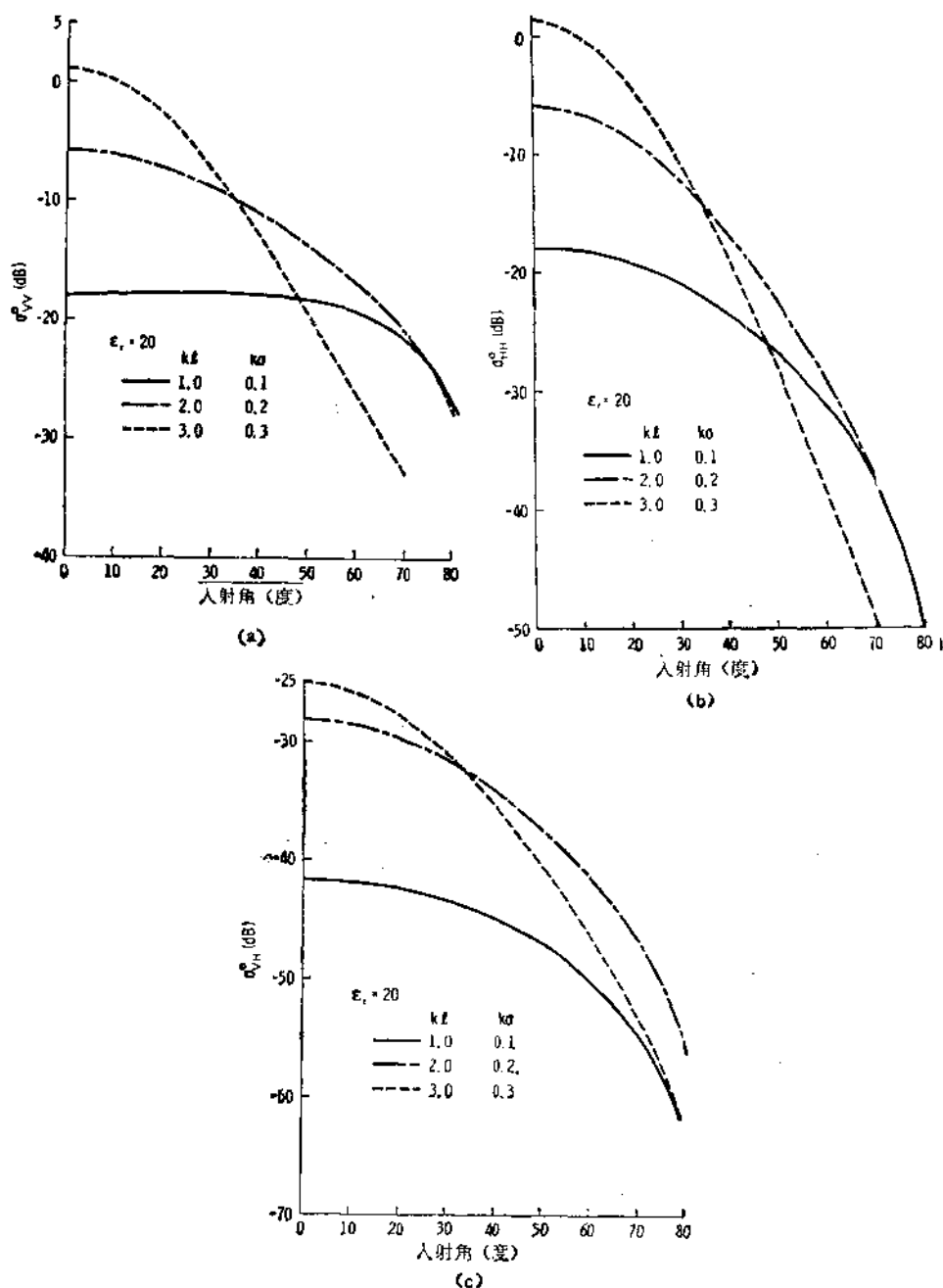


图12.6 表面参数对微粗糙表面后向散射系数的影响
(a) VV极化; (b) HH极化; (c) VH极化

描绘(12.110)和(12.113)式给出的后向散射这一特定的且很重要的情况。我们假定,表面相关系数具有高斯型 $\exp(-\xi^2/l^2)$, 其相应的各向同性粗糙度频谱为

$$W(2k \sin \theta) = \frac{1}{2} l^2 \exp[-(kl \sin \theta)^2]. \quad (12.114)$$

图 12.6 (a), (b), (c) 所示的曲线分别对应于垂直极化, 水平极化和交叉极化三种情况, 图中标出了 kl 和 $k\sigma$ 参数变化对 σ_{pq}^0 值的影响。正如(12.110)和(12.113)式所示, $k\sigma_1$ 只能引起散射系数大小的变化, 而 kl 既影响它的大小又影响它随角度变化的趋势。当 kl 值较大时, 不但会使接近垂直入射下的 σ_{pq}^0 值增大, 而且使散射系数随入射角的增大而迅速

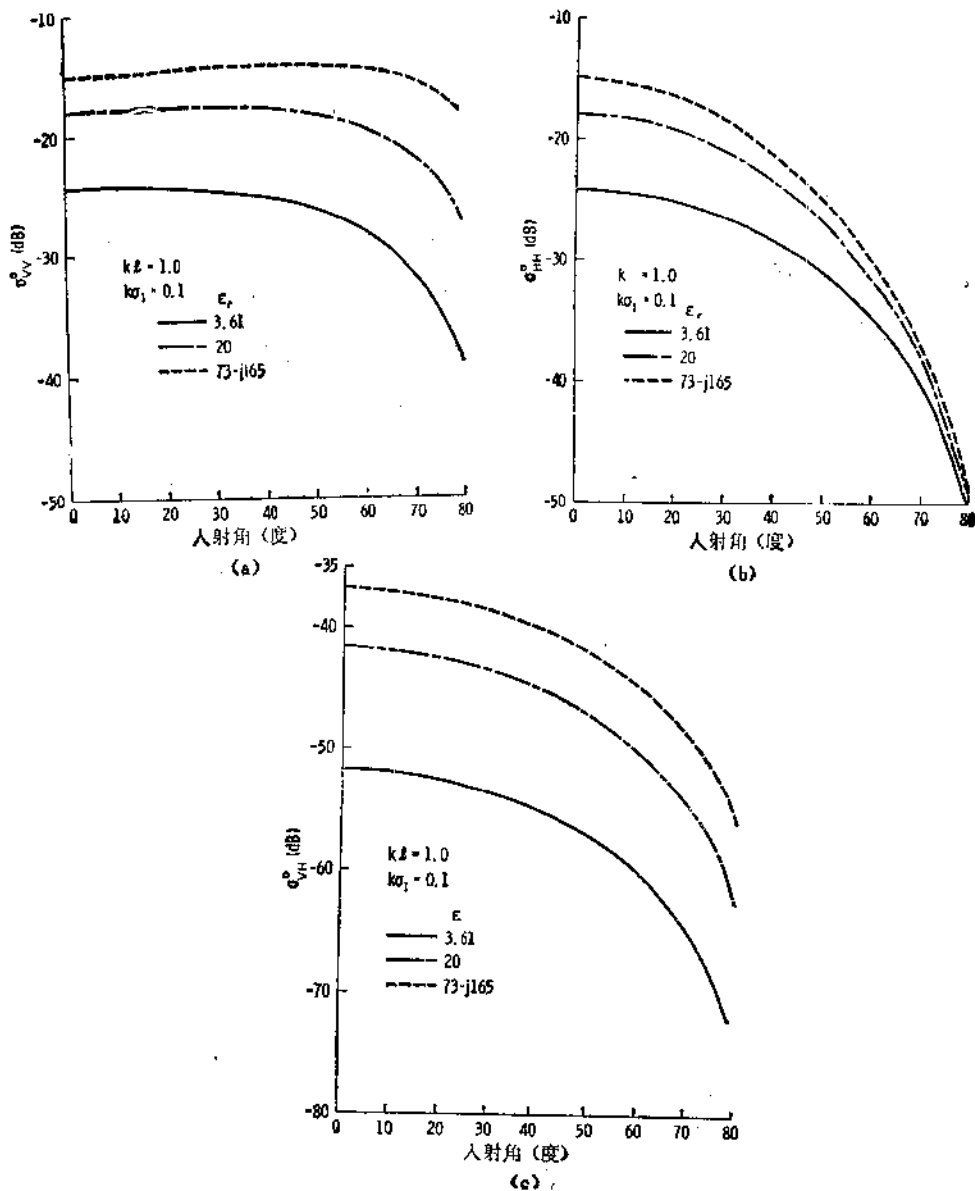


图 12.7 表面介电常数对微粗糙表面后向散射系数的影响
(a) VV 极化; (b) HH 极化; (c) VH 极化

地下降。再从极化效应来比较, σ_{hh}^v 值似乎随角度增大而下降的趋势比 σ_{vh}^v 要快, 而 σ_{vh}^v 又比 σ_{vv}^v 要跌落得快些。还需注意的是, 在法向入射情况下, 交叉极化散射系数 σ_{vh}^v 的绝对值要比 σ_{pp}^v (VV 或 HH) 均小得多, 因为它是由二阶项产生的。图 12.7 (a), (b), (c) 表示了表面介电常数变化时的影响。由图可见, 介电常数的增大, 不仅使 σ_{vv}^v 值增大, 而且还影响到散射系数随角度变化的快慢趋势。其影响各不相同, 对 σ_{vv}^v 来说, ϵ_r 越大, 随角度变化越慢; 对 σ_{hh}^v 来说, ϵ_r 越大, 随角度变化越快; 对 σ_{vh}^v 来说, 只是幅值的变化, 基本不改变曲线下降速度。

这里叙述的散射模式和基尔霍夫模式的明显差别在于: 其水平方向上的粗糙度因子 kl 可小于 6, 这意味着允许表面相关长度在小于一个波长的范围内变化, 不必象基尔霍夫模式所要求的那样局部地平坦。当 $kl > 6$ 和 $k\sigma_l$ 为小值时, 这两种散射模式的估值应当是一致的。特别是当用标量近似法时, 基尔霍夫模式的后散射系数公式在形式上正巧与水平极化的一阶扰动模式的后向散射系数相同, 这是由于假设 $\mu_r = 1$ 的缘故。因此在这种特殊情况下, 不管 kl 值的大小如何, 这两种模式在数学上是等同的。但是在垂直极化情况下, (12.110) 式给出的 α_{vv} 在后向散射情况下可重写为如下形式:

$$\alpha_{vv} = - \left[R_H + T_H^2 \frac{(\epsilon_r - 1) \tan^2 \theta}{2\epsilon_r} \right]$$

此式表明, 在 α_{vv} 中有一附加项, 它正比例于透射系数, 而在相应的基尔霍夫模式中却没有这一项。因此对垂直极化波来说, 这两种散射模式存在着明显的不同。根据电磁场的对偶特性可以导出: 如果介质的 $\epsilon_r = 1$ 而 $\mu_r \neq 1$, 那末这附加项也将在 α_{hh} 中出现。

$$\frac{\text{小扰动模式适用条件}}{k\sigma_l < 0.3, \text{均方根斜度} < 0.3}$$

12-6 倾斜扰动平面的后向散射

在 12-4 和 12-5 节中研究了两种特殊类型的粗糙表面。通俗地讲, 上述的表面粗糙度必须比入射波长大, 或者小。然而, 自然界中存在的表面, 可以同时包含有各种比例的粗糙度。某些表面可能是一种粗糙度的连续分布, 而不是这两种截然不同的平均粗糙度。对这种粗糙度连续分布的表面目前还没有一种简单的方法来处理。但是, 假设一种双尺度 (“two-scale”) 表面, 它被模化为只有两种粗糙度的平均值, 一种比入射波长大, 另一种比入射波长小, 对这种“双尺度”表面问题处理的简单近似方法是可能存在的。图 12.8 表示了这种类型的表面。直观地来看, 当近法向(约为 $0^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$) 入射时, 这种表面的散射特性受大尺度粗糙度所支配, 而当为大入射角(约 $\theta \geq 30^\circ$) 入射时, 散射受小尺度粗糙度的支配。这种小尺度粗糙度是按照表面大尺度粗糙度的斜度分布来倾斜的。因此, 在近垂直入射时, 只要引用修正的非涅耳反射系数 (Rice, 1951; Wu 和 Fung, 1973), 就可应用基尔霍夫模式, 对此就没有必要再作进一步的讨论。而当为大入射角时, 为了计算出这种倾斜效应 (tilting effect), 需引进一个表示微粗糙表面散射的本地坐标系, 另外一个则是双尺度问题的坐标系。于是, 这两个问题可以依靠坐标变换来简单地建立关系。

为了用数学的语言来表达上述有关倾斜的观点, 我们假设粗糙度的两种尺度是两个

独立的平稳随机过程。令 $z(x, y)$ 代表大尺度粗糙度函数, Z_x 和 Z_y 分别代表它们沿 x 和 y 方向的导数。不加撇的坐标系为基准坐标系, 加撇的坐标系为本地坐标系。 $z(x, y)$ 的单位法向矢量是

$$\hat{\mathbf{n}} = (-\hat{\mathbf{x}}Z_x - \hat{\mathbf{y}}Z_y + \hat{\mathbf{z}})D_0$$

式中

$$D_0 = (1 + Z_x^2 + Z_y^2)^{1/2}$$

令人射平面波位于 xz 平面内, 传播方向为 (见图 12.8)

$$\hat{\mathbf{n}}_i = \hat{\mathbf{x}} \sin \theta - \hat{\mathbf{z}} \cos \theta$$

本地单位坐标矢量定义为

$$\hat{\mathbf{z}}' = \hat{\mathbf{n}} \quad (12.115a)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{y}}' &= (\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{n}}_i) / |\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{n}}_i| \\ &= [\hat{\mathbf{x}}Z_y \cos \theta + \hat{\mathbf{y}}(\sin \theta - Z_x \cos \theta) + \hat{\mathbf{z}}Z_y \sin \theta] D_1 \end{aligned} \quad (12.115b)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}}' &= \hat{\mathbf{y}}' \times \hat{\mathbf{z}}' \\ &= [\hat{\mathbf{x}}(\sin \theta - Z_x \cos \theta + Z_y^2 \sin \theta) - \hat{\mathbf{y}}(Z_y \cos \theta + Z_x Z_y \sin \theta) \\ &\quad + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \sin \theta - Z_x^2 \cos \theta - Z_y^2 \cos \theta)] D_0 D_1 \end{aligned} \quad (12.115c)$$

式中

$$D_1 = [Z_y^2 + (\sin \theta - Z_x \cos \theta)^2]^{-1/2}$$

上式中可见, 当表面斜度为零时, 本地坐标系与基准坐标系相一致。

用类似于上述入射波的方法, 在本地坐标系与基准坐标系中的单位水平极化矢量 $\hat{\mathbf{h}}'$, $\hat{\mathbf{h}}$ 和垂直极化矢量 $\hat{\mathbf{v}}'$, $\hat{\mathbf{v}}$ 分别被定义为

$$\hat{\mathbf{h}}' = \hat{\mathbf{y}}', \quad \hat{\mathbf{v}}' = -(\hat{\mathbf{x}}' \cos \theta' + \hat{\mathbf{z}}' \sin \theta') \quad (12.116)$$

$$\hat{\mathbf{h}} = \hat{\mathbf{y}}, \quad \hat{\mathbf{v}} = -(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta) \quad (12.117)$$

式中 θ' 是本地入射角(图12.8)。一般情况下, 一个水平极化入射波 \mathbf{E}_0 在本地坐标系中可看成为一个水平和一个垂直入射波, 表达为

$$E_{h'} = (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) E_0 \quad (12.118a)$$

$$E_{v'} = (\hat{\mathbf{v}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) E_0 \quad (12.118b)$$

对于后向散射, 不需要附加极化矢量。由(12.118)式入射波产生的本地散射场与12-5.5节所述的问题是相一致的。为简单明了起见, 我们用散射矩阵来表示那节中所得的结果

$$\begin{bmatrix} E_{v'h'} \\ E_{h'h'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v'v'} & S_{v'h'} \\ S_{h'v'} & S_{h'h'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{v'} \\ E_{h'} \end{bmatrix} \quad (12.119)$$

式中 $S_{p'q'}$ 是单位入射场的散射场。欲求基准坐标系中的散射场, 只需将 $E_{v'}$ 和 $E_{h'}$ 变换到基准坐标系中就可得到

$$\begin{bmatrix} E_{vh} \\ E_{hh} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{v}}' & \hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{h}}' \\ \hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{v}}' & \hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{v'h'} \\ E_{h'h'} \end{bmatrix} \quad (12.120)$$

将(12.119)和(12.118)代入(12.120)式, 即得

$$E_{vh} = \{(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{v}}')^2 S_{v'v'} + 2(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}') S_{h'v'} (\hat{\mathbf{v}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) + (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 S_{h'h'}\} E_0 \quad (12.121)$$

$$E_{hh} = \{(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{v}}') S_{v'v'} (\hat{\mathbf{v}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) + (\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{h}}') S_{h'v'} (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}})$$

$$+ [(\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}')(\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) + (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}')(\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}})] S_{h'v'} E_0. \quad (12.122)$$

在(12.121)和(12.122)式推导中,我们引用了这样一个事实,即根据互易性,在后向散射情况下, $S_{vh'} = S_{h'v'}$. 另外,如果只研究一阶散射场,则 $S_{h'h'} = 0$. 一般来说,二阶散射场的忽略,对极化散射来说仍是一种很好的近似. 由(12.121)式得 $|E_{hh}^s|^2$ 的集平均为

$$\langle |E_{hh}^s|^2 \rangle = [\langle (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\psi}')^2 |S_{v'v'}|^2 \rangle + \langle (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 |S_{h'h'}|^2 \rangle + 2\langle (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\psi}')^2 \text{Re}\{S_{v'v'} S_{h'h'}^*\} \rangle] |E_0|^2 \quad (12.123)$$

由于我们假定小尺度粗糙度和大尺度粗糙度是各自独立地产生的,因此(12.123)式的集平均应分别由两个独立平均运算所产生,一个对应于小尺度粗糙度,另一个对应于大尺度. 由附录 12H 可知,(12.123)式可以用小尺度粗糙度的散射系数来表示并重新写成:

$$\sigma_{HH}^s(\theta) = \langle (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\psi}')^2 \sigma_{v'v'}^s(\theta') \rangle + \langle (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 \sigma_{hh}^s(\theta') \rangle + \langle (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\psi}')^2 \sigma_{hhv'v'}^s(\theta') \rangle \quad (12.124)$$

式中的集平均仅对大尺度粗糙度求的. 其中

$$\begin{aligned} \sigma_{hhv'v'}^s(\theta') &= 16k^4 \sigma_1^2 \cos^2 \theta' \\ &\times \text{Re} \left\{ R_{\perp}^*(\theta') \frac{(\epsilon_r - 1)[\sin^2 \theta' - \epsilon_r(1 + \sin^2 \theta)']} {[\epsilon_r \cos \theta' + (\epsilon_r - \sin^2 \theta')^{1/2}]^2} \right\} \\ &\times W(2k \sin \theta', 0) \end{aligned} \quad (12.125)$$

$$\sigma_{hh}^s(\theta') = 8k^4 \sigma_1^2 \cos^4 \theta' |R_{\perp}(\theta')|^2 W(2k \sin \theta', 0) \quad (12.126)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{v'v'}^s(\theta') &= 8k^4 \sigma_1^2 \cos^4 \theta' \\ &\times |(\epsilon_r - 1)[\sin^2 \theta' - \epsilon_r(1 + \sin^2 \theta)'] \\ &\times [\epsilon_r \cos \theta' + (\epsilon_r - \sin^2 \theta')^{1/2}]^{-2}|^2 W(2k \sin \theta', 0) \end{aligned} \quad (12.127)$$

式中 $\cos \theta' = -(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) = (\cos \theta + Z_r \cos \theta) D_0$. 在(12.125), (12.126)和(12.127)式中的 σ_1^2 是小尺度粗糙度的方差. (12.126)和(12.127)式是本地入射角 θ' 的函数,并不是入射角 θ 的函数,此外,它们与(12.110)式给出的形式是相同的. (12.125)式是一项附加的散射系数. 它由本地垂直与水平散射物之乘积所产生. 正如人们所能预料到的,(12.124)式中起主要支配作用的是第二项. 为简化起见,在许多实用中将其他两项忽略了.

在研究后向散射的交叉极化量时, $S_{h'v'}$ 的二阶场必须保留. 如果 $S_{v'v'}$ 和 $S_{h'h'}$ 中只保留一阶场分量,那末 $S_{h'v'}$ 与这些一阶场之间没有耦合. 在这样选择的条件下, $|E_{vh}^s|^2$ 的集平均值可从(12.122)式计算得到.

$$\begin{aligned} \langle |E_{vh}^s|^2 \rangle &\simeq [\langle (\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}')^2 (\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}})^2 |S_{v'v'}|^2 \rangle + \langle (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}})^2 |S_{h'h'}|^2 \rangle \\ &+ 2\langle (\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}') (\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}') (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) \text{Re}\{S_{v'v'} S_{h'h'}^*\} \rangle \\ &+ \langle [(\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}') (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) + (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}') (\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}})]^2 |S_{h'v'}|^2 \rangle] |E_0|^2 \end{aligned} \quad (12.128)$$

利用附录 12H 给出的关系,变换成散射系数表达式,则(12.128)式成为

$$\begin{aligned} \sigma_{vH}^s(\theta) &= \langle (\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}')^2 (\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}})^2 \sigma_{v'v'}^s(\theta') \rangle \\ &+ \langle (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}')^2 (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}})^2 \sigma_{hh}^s(\theta') \rangle \\ &+ \langle (\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}') (\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}') (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) \sigma_{hhv'v'}^s(\theta') \rangle \\ &+ \langle [(\hat{\psi} \cdot \hat{\psi}') (\hat{\mathbf{h}}' \cdot \hat{\mathbf{h}}) + (\hat{\psi} \cdot \hat{\mathbf{h}}') (\hat{\psi}' \cdot \hat{\mathbf{h}})]^2 \sigma_{v'h}^s(\theta') \rangle \end{aligned} \quad (12.129)$$

上式的最后一项是主要项. 特别是对于各向同性的粗糙表面的情况来说,这时前面两项趋近于同第三项相抵消. 式中 $\sigma_{hh}^s(\theta')$ 值由(12.113)式给定,只需用 θ' 代替 θ 即可.

当入射波为垂直极化波时,不必重新计算象(12.129)式那样的散射系数,只需根据互

易性

$$\sigma_{VV}^r(\theta) = \sigma_{HH}^r(\theta) \quad (12.130)$$

$\sigma_{VV}^r(\theta)$ 也可以从(12.124)式得到,即用 $\hat{\phi}$ 取代 \hat{h} .

$$\begin{aligned} \sigma_{VV}^r(\theta) = & \langle (\hat{\phi} \cdot \hat{\phi}')^2 \sigma_{\phi\phi}^r(\theta') \rangle + \langle (\hat{\phi} \cdot \hat{h}')^2 \sigma_{hh}^r(\theta') \rangle \\ & + \langle (\hat{\phi} \cdot \hat{h}')^2 (\hat{\phi} \cdot \hat{\phi}')^2 \sigma_{\phi h}^r(\theta') \rangle \end{aligned} \quad (12.131)$$

上式中主要项则是第一项.当(12.124), (12.129)和(12.130)式中对大尺度粗糙度求集平均时,需要一个关于表面斜度 Z_x 与 Z_y 的概率密度函数.由于入射发生在 xz 平面内, Z_y 的积分极限由 $-\infty$ 到 ∞ ,而 Z_x 的积分极限从 $-\cot\theta$ 到 ∞ ,为避免照射到倾斜面的背面去,上述积分限制是必要的.

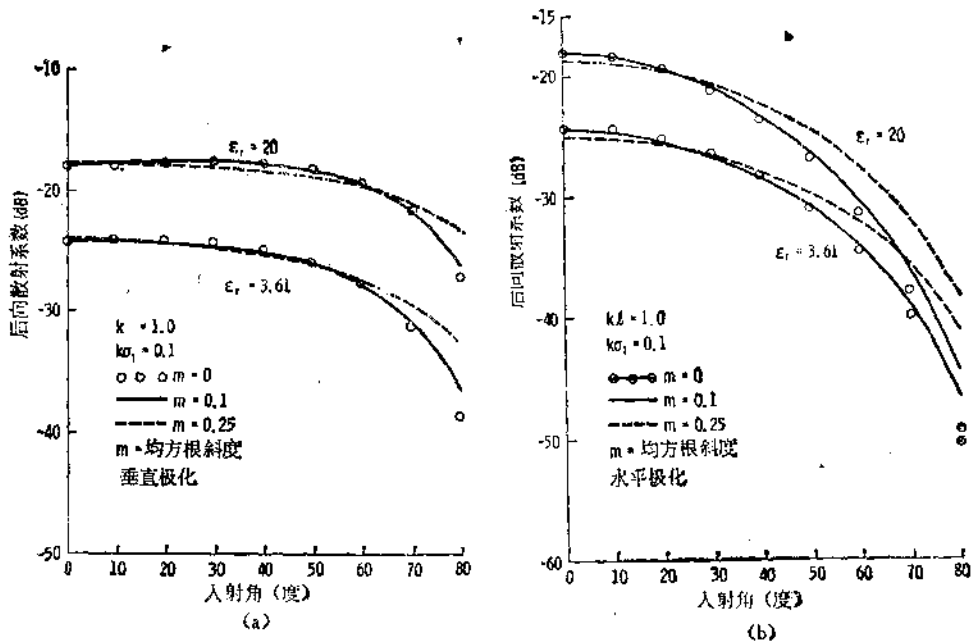


图 12.9 微粗糙表面后向散射的倾斜效应
(a) VV 极化; (b) HH 极化

用曲线来解释倾斜效应,在图 12.9 (a) 和 (b) 中,画出了后向散射系数曲线,假定斜度是服从高斯型概率分布.

$$p(Z_x, Z_y) = (2\pi\sigma^2)^{-1} \exp \left[\frac{-Z_x^2 - Z_y^2}{2\sigma^2} \right] \quad (12.132)$$

则相应的粗糙度频谱为(12.114)形式.由图可见,随着入射角的增大,倾斜效应越来越显著.而该效应对水平极化影响又比垂直极化大些.对于小介电常数的垂直极化和大介电常数的水平极化,倾斜效应也相对明显些.由于水平极化散射系数的角度特性曲线在较小介电常数时曲线较平坦,而垂直极化散射系数的情况正好相反,因此引起了不同极化下变化趋势的反方向.最后要说明的是:图 12.9 中 $m=0$ 的情况代表无倾斜下的小扰动表面状态.

12-7 不规则表面的反射率、透射率和发射率

随机表面的反射率 Γ 是代表了从表面散射入射能量的总平均的那部分。它是入射角的函数,用双基地散射系数来表达 Γ 为

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi \cos\theta} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left[\sigma'_{pp}(\theta, \theta_s, \phi_s - \phi) + \sigma'_{qq}(\theta, \theta_s, \phi_s - \phi) \right] \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \quad (12.133)$$

约束条件是本地入射角的余弦必须为正值。这个要求对于粗糙表面的界面是必要的,为的是避免照射到任何散射小面单元的后背去。随机表面的透射率 Υ 也用同样的方法来定义,只需将 σ'_{pp} 与 σ'_{qq} 分别代替(12.133)式中的 σ'_{pp} 与 σ'_{qq} 。相类似,它也要求本地透射角的余弦为正值。对无损耗介质来说,当满足能量守恒时,应有

$$\Gamma + \Upsilon = 1 \quad (12.134)$$

这样,我们可以由 Γ 来计算 Υ ,反过来也一样。另外,如果双基地系数是用前节导出的近似表达式时,那末能量守恒仅是近似地满足。为消除混淆,有必要阐述一下 Γ 与 Υ 是如何计算的。

表12.1 能量守恒特性的比较

(当 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 7.0$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1\sigma = 0.8$, $k_1l = 7.0$, $m = \sqrt{2}(\sigma/l) = 0.1616$ 吋)

入射角 (度)	驻留相位近似法		标量近似法	
	S_p	S_h	S_p	S_h
1	1.000	1.000	0.9780	0.9780
10	1.000	1.000	0.9781	0.9777
20	1.000	1.000	0.9781	0.9769
30	1.000	1.000	0.9775	0.9750
40	1.000	1.000	0.9768	0.9702
50	1.000	1.000	0.9762	0.9620
60	0.998	0.984	0.9779	0.9652
70	0.989	0.964	0.9758	1.008
80	0.978	0.961	0.9380	1.055
85	0.996	1.000	0.8127	0.9336

对于基尔霍夫散射模式,则用(12.133)式来计算 Γ 系数,也用同样方法来计算 Υ ,则 Γ 与 Υ 的总和表示该散射模式的能量守恒特性。表 12.1—12.4 列出了一系列计算结果,其中 Γ 和 Υ 的总和值已乘上了由 Smith (1967) 推导出的遮蔽函数(见附录 12K)。由于 Smith 遮蔽函数仅是表面斜度的函数,因此并不适用于标量近似法,这或许就是为什么在大入射角状态下,标量近似法的结果不如驻留相位法的那样理想的原因。然而,为简单起见,对这两种基尔霍夫散射模式选用了相同的遮蔽函数。表中的符号 S_p ($p = v$ 或 h) 代表已乘上 Smith 遮蔽函数后的 Γ 与 Υ 值的总和。一般 S_p 不等于 S_h , 这事实表明,在单一种散射极化情况下,垂直极化与水平极化所包含的能量是不同的。由于介电常数不同而引起的能量守恒特性的变化,通过比较表 12.1 与表 12.2 就可以得到,而斜率变化的影响则可以从表 12.2 与表 12.3 的比较中得到。从较稠密介质到较稀疏介质的入射情况,则

由表 12.4 可以看到。

表12.2 能量守恒特性的比较

(当 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1.6$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1\sigma = 0.8$, $k_1l = 7.0$, $m = \sqrt{2}(\sigma/l) = 0.1616$ 时)

入射角 (度)	驻留相位法		标量近似法	
	S_v	S_h	S_v	S_h
1	0.996	0.996	0.9939	0.9939
10	0.999	0.999	0.9932	0.9931
20	1.000	1.000	0.9909	0.9907
30	1.000	1.000	0.9865	0.9860
40	1.000	1.000	0.9792	0.9782
50	1.000	0.999	0.9693	0.9673
60	0.997	0.993	0.9588	0.9579
70	0.984	0.977	0.9514	0.9628
80	0.974	0.969	0.9331	0.9725
85	0.999	1.000	0.8260	0.8674

表12.3 能量守恒特性的比较

(当 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1.6$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1\sigma = 1.23$, $k_1l = 7.0$, $m = \sqrt{2}(\sigma/l) = 0.2485$ 时)

入射角 (度)	驻留相位法		标量近似法	
	S_v	S_h	S_v	S_h
1	0.994	0.994	0.9859	0.9859
10	1.000	1.000	0.9841	0.9840
20	0.999	0.999	0.9782	0.9772
30	0.999	0.999	0.9673	0.9662
40	0.999	0.999	0.9504	0.9485
50	0.996	0.991	0.9284	0.9254
60	0.985	0.980	0.9042	0.9026
70	0.979	0.972	0.8733	0.8931
80	0.981	0.978	0.8171	0.8902
85	0.999	0.999	0.7306	0.8024

第四章中曾指出,在热平衡的条件下,一种介质的发射率与该介质的吸收率相等。因此,任何有限层的能量平衡方程式应为

$$(\text{层反射率}) + (\text{穿过层的透射率}) + (\text{发射率}) = 1$$

如果层是无损耗的,那末发射率为零;如果层是有损耗的,则发射率可按下式计算

$$\text{发射率} = 1 - \Gamma - \gamma \quad (12.135)$$

当上述有损耗层延伸到半空间时,这时没有透射穿过该层,因此

$$\text{发射率} = 1 - \Gamma \quad (12.136)$$

当我们谈到无损耗半空间时会产生一个混淆的情况,即(12.136)式可得出非零值,但“无损耗”这个词的意思是发射率为零。这个混淆是来自这样一个原因,即无损耗半空间是非实际的,“无损耗”词本身是一种理想化的概念。纯无损耗介质是不存在的。当忽略单位长度损耗时,(12.136)式可用于计算半空间的发射率。

表12.4 能量守恒特性的比较

(当 $\epsilon_2/\epsilon_1 = \frac{1}{7}$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1\sigma = 0.8$, $k_1l = 7.0$, $m = \sqrt{2}(\sigma/l) = 0.16162$ 时)

入射角 (度)	驻留相位法		标量近似法	
	S_v	S_h	S_v	S_h
1	1.000	1.000	0.9809	0.9809
10	1.000	1.000	0.9615	0.9607
20	1.004	1.000	0.8819	0.9168
30	0.998	0.999	0.9510	0.9510
40	0.994	0.997	0.9421	0.9421
50	0.993	0.993	0.9288	0.9288
60	0.976	0.976	0.9484	0.9484
70	0.951	0.951	1.0329	1.0329
80	0.983	0.983	1.1022	1.1022
85	0.998	0.998	0.9653	0.9653

用 (12.136) 和 (12.133) 式计算不规则界面的半空间发射率, 其结果如图 12.10 所示。该不规则界面是由驻留相位近似下的基尔霍夫表面散射模型确定的。图中还画出了交界面为平面的情况。图中指出, 无论是垂直极化还是水平极化, 粗糙交界面会引起发射率随入射角 θ 的缓慢变化。对两种极化来说, 在小入射角时, 发射率均随入射角增大而略有增大。比较图 12.10 (a) 与 12.10 (b) 还可看到, 在大表面介电常数时, 发射率随角度增大而增加量似乎更大些, 但是在小入射角处, 大表面介电常数时的发射率绝对值却是较

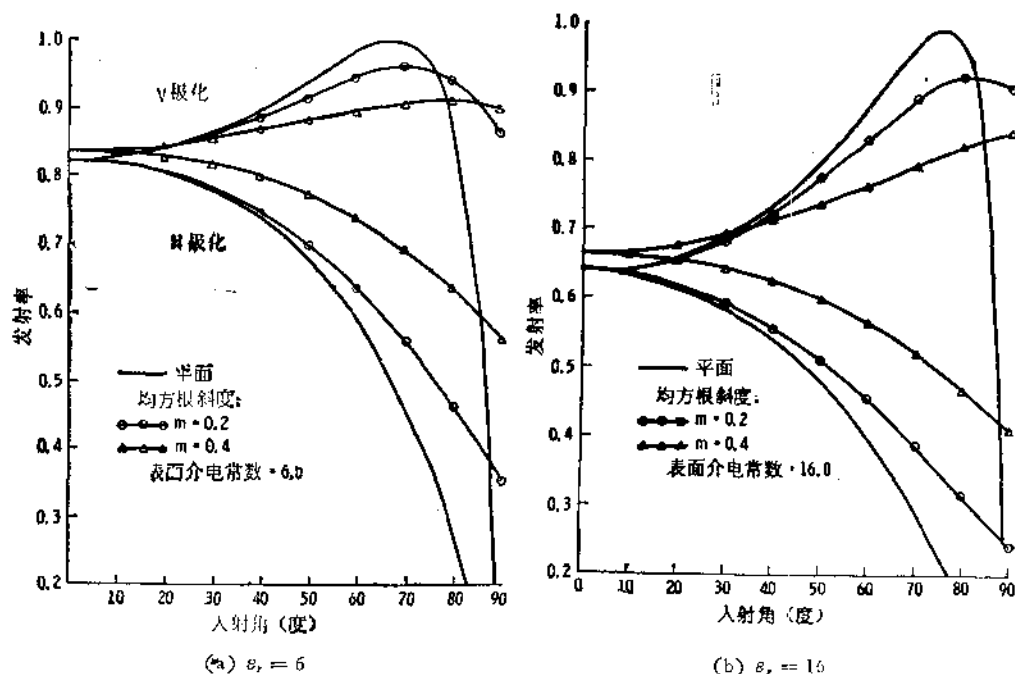


图 12.10 当表面相对介电常数是 (a) 6 和 (b) 16 时, 表面粗糙度对发射率的影响。

† 原文这里和图 12.10 标注均写为顶角 (Nadir), 意思仍是入射角。——译者注

小的(如图 12.10 (b) 所示), 更多的讨论请参见 Fung 和 Chen (1981) 所述。

12-8 测试比较

本节中, 将用各种曲线来直观地比较第 12-4, 12-5 和 12-6 各节中所讨论的三种类型的散射模式。这些模式只是不规则表面中的几种特定类型。一般来说, 它们并不一一对应于自然界所存在的表面。因此, 只有当满足模式假设条件的特制表面时才能证实它的有效性。另一方面, 至于谈到散射, 那么只有对不规则表面散射响应具有决定性作用的那些频率分量才要求它们满足模式的假设条件。因此, 某些自然界的表面看来似乎违背了所有这些模式的理论假设, 然而其所产生的散射回波的角度变化特性和绝对值, 一般地说, 与这些理论模式之一倒是是一致的。因而, 真正合理地应用某一散射模式, 还需详情地知道其表面的相关特性或表面粗糙度的频谱特性。而对 12-4.4 节讨论的极限情况下, 只需知道均方根斜度即可。下面在 12-8.1 节中将对已知表面特性的一些人造随机表面进行比较与讨论, 然后在 12-8.2 节将对天然表面的测试结果进行比较与讨论。

12-8.1 人造表面

1973 年, 堪萨斯大学遥感实验室对一些已知特性的人造随机表面, 在 25 GHz 频率下进行了一系列的后向散射测量 (Axline, 1975)。其目的是为了证实随机表面只要满足这些模式的假设条件, 则不论是基尔霍夫散射模式, 还是小扰动散射模式确实都是有效的。另外, 既满足小扰动假设条件的小尺度粗糙度, 又满足基尔霍夫假设条件的大尺度粗糙度所共同组成的随机表面也已加工制造出来了, 并且对它的测试结果与倾斜扰动表面散射模式进行了比较。

基尔霍夫随机表面是用圆头锤子敲打一块铝板的两面而制造出来的。取几个表面剖面, 求得表面高程的概率密度函数近似为高斯分布, 还可以计算出表面相关函数, 如图 12.11 所示。求得表面高程标准离差为 2.24 mm, 相关长度为 23.4 mm, 以及均方根斜度为

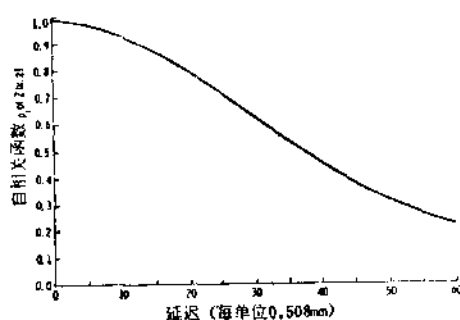


图 12.11 大尺度变量 $Z(x, y)$ 的自相关函数 ρ_L

0.123。用 25 GHz 对其测试, 图 12.12 表示了测试结果和按(12.45)式的计算值之间的比较。理论计算值始终比测试值约低 1 dB, 这是由于表面参数的估值和测试误差两种因

素所造成的。

满足小扰动假设的表面是用猎枪爆破一张薄铝板的两面而制造出来的，同上述相类似，取其表面剖面，计算统计参数，求得表面高程标准离差为 0.85 mm，相关长度为 6.2 mm，以及均方根斜度为 0.34。表面高程标准离差和均方根斜度两者均略大于小扰动模式所要求的条件。相关函数的形状如图 12.13 所示。计算得到的各相关点 ρ_s 与由函数

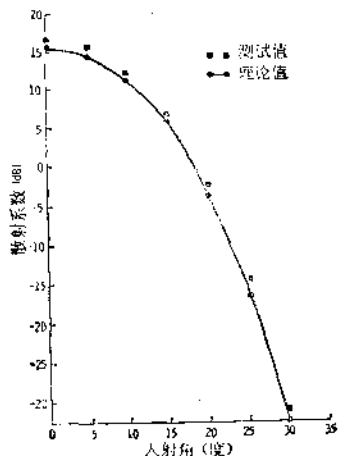


图 12.12 基尔霍夫表面 (VV, HH) 散射系数
测试值与(12.45)式计算值的比较

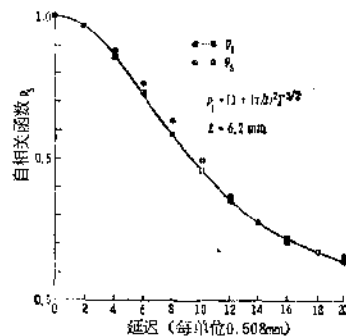


图 12.13 微粗糙表面
的自相关函数

$\rho_s = [1 + (\xi/6.2)^2]^{-3/2}$ 算出的曲线之间吻合得很好。 ρ_s 函数的傅里叶变换[†]是粗糙度频谱

$$W_s(k) = (6.2)^2 \exp(-6.2|k|)$$

将 $W_s(k)$ 代入 (12.110) 式后，可估算出该随机表面的后向散射系数，图 12.14 画出了计算曲线，并与实测值进行了比较。由图可见，水平极化散射计算值与实测值的符合程度较之垂直极化的情况好，对该散射模式来说，这很可能是由于该制板的表面斜度有点过大了，而垂直极化的散射受表面斜度参数影响更灵敏些，因而它与实测值的吻合程度就差些。

将上述两种随机表面的制造成形的过程综合在一块铝板上，可制成双尺度的随机粗糙表面。由表面剖面取样算得的统计参数表明：双尺度的特征参数一般也都符合前两节所述的数值，因而双尺度模式可以采用上述同样的参数。为简化起见，Axline (1975) 只对 (12.124) 和 (12.131) 式中起支配地位的几项进行了计算，并与测试值作了比较，比较结果表示于图 12.15 中。曲线表明，入射角小于 20° 时，可用 (12.45) 式给定的散射模式。由 (12.124) 和 (12.131) 式得的计算值可延伸到 20° ，然后它与 (12.45) 式导出的曲线相连接，形成平滑曲线。这里计算值与实测值之间的误差产生的原因与图 12.12 和图 12.14 所述的误差原因是相类似的。

12-8.2 天然表面

无论是从物理属性或是从几何属性来说，自然界存在的大多数表面都是不均匀的，只

[†] 原文误为贝塞尔变换。——译者注

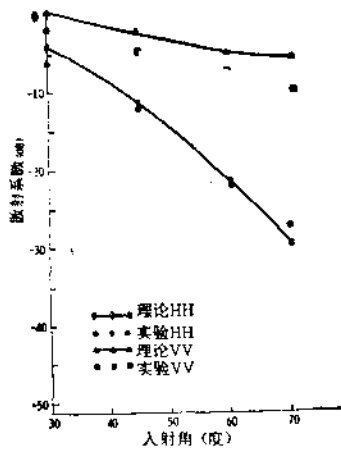


图 12.14 微粗糙表面散射系数实测值与由(12.110)式计算值的比较

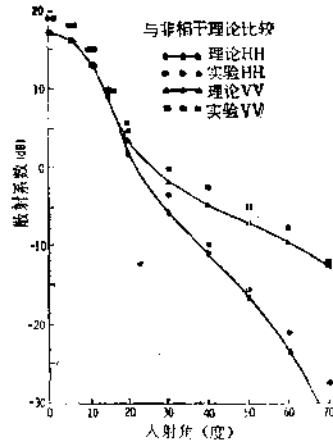


图 12.15 双尺度粗糙表面散射系数实测值与由(12.124),(12.131)式计算值的比较

包含一种尺度粗糙度的只是极少数 (Long, 1975)。因此, 在比较其效应时必须意识到, 数据是从统计意义上近似均匀的区域采集的, 并且在工作波长下, 介电常数被认为是常值。在这两个条件下, 决定性的作用是表面散射, 并可假设一个或几个平稳随机过程来描绘粗糙表面。此外, 自然界的陆地表面没有植物的是很少的。这意思是说, 一般情况下都存在体散射与面散射效应, 而只有在忽略了来自植物或其他不均匀物的体散射贡献的情况下, 人们才能应用纯表面散射的模式。

本节中将来自海面 and 裸露土壤表面散射与发射进行比较和讨论。对同一种表面, 选择相同的表面参数, 既要进行有源测量, 又要进行无源测量。

对海面同时进行无源测量和有源测量的早期想法是由 Wu 和 Fung (1972) 提出的。他们将几何光学模式 ((12.43) 式) 用于近乎镜面方向的散射中, 并将倾斜平面模式 (第 12-6 节) 用于远离镜面方向的散射中。这种双尺度散射模式, Semyonov (1966) 也有过论述。在垂直入射的 25° 之内, 这个模式与后向散射实测值并不能很好地吻合, 但在大入射角情况下, 却能吻合得很好。这意思是说, 在似乎镜面方向上, 几何光学模式对于海面散射来说并不是很精确的, 因而 Fung 和 Eom (1981) 采用了标量近似 (第 12-4.5 节) 下的基尔霍夫模式来解释陆地和海面的近垂直向的后向散射。为便于参考, 将标量近似下基尔霍夫表面散射模式再扼要地叙述如下。双基地散射系数 σ'_{pq} 包括一个相干散射项, 一个非相干散射项和一个表面斜度散射项。

$$\sigma'_{pq} = \sigma'_c + \sigma'_{pqn} + \sigma'_{pqz} \quad (12.137)$$

式中

$$\sigma'_c = \pi k^2 |a_0|^2 \delta(q_x) \delta(q_y) e^{-q_z^2 \sigma^2}$$

$$\sigma'_{pqn} = \frac{k^2 |a_0|^2}{4\pi} \exp(-q_z^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2)^n}{n!} \iint_{-\infty}^{\infty} \rho^n \exp[jq_x u + jq_y v] du dv$$

$$\sigma'_{pqz} = \frac{-jk^2 \sigma^2 q_z}{2\pi} \exp(-q_z^2 \sigma^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_z^2 \sigma^2)^n}{n!}$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \left[a_0 \left(a_1^* \frac{\partial \rho}{\partial u} + a_2^* \frac{\partial \rho}{\partial v} \right) \right] \rho^\sigma e^{i q_x u + i q_y v} du dv$$

$\delta(\)$ 是 Dirac δ 函数; k 是空气中波数; ρ, q 表示极化状态是垂直还是水平; $a_1 = a \cos \phi, a_2 = a \sin \phi$; $*$ 表示复数共轭; σ 的第一个下标表示散射波极化, 第二个下标表示入射波极化.

HH-极化场:

$$\begin{aligned} a_0 &= -R_{\perp 0}(\cos \theta + \cos \theta_s) \cos(\phi_s - \phi), \\ a &= R_{\perp 0}[\sin \theta_s - \sin \theta \cos(\phi_s - \phi)] - R_{\perp 1}(\cos \theta_s + \cos \theta) \cos(\phi_s - \phi), \end{aligned}$$

VH-极化场:

$$\begin{aligned} a_0 &= -R_{\perp 0}(1 + \cos \theta \cos \theta_s) \sin(\phi_s - \phi) \\ a &= [-R_{\perp 0} \sin \theta \cos \theta_s - R_{\perp 1}(1 + \cos \theta \cos \theta_s)] \sin(\phi_s - \phi) \end{aligned}$$

VV 极化场:

$$\begin{aligned} a_0 &= R_{\parallel 0}(\cos \theta + \cos \theta_s) \cos(\phi_s - \phi) \\ a &= R_{\parallel 1}(\cos \theta_s + \cos \theta) \cos(\phi_s - \phi) - R_{\parallel 0}[\sin \theta_s - \sin \theta \cos(\phi_s - \phi)] \end{aligned}$$

HV-极化场: 除了用 $R_{\parallel 0}, R_{\parallel 1}$ 分别代替 $R_{\perp 0}, R_{\perp 1}$ 以外, 其他系数及表达式均与 VH 极化场相同.

上面各式中的 $R_{\perp 0}, R_{\perp 1}, R_{\parallel 0}$ 与 $R_{\parallel 1}$ 分别为

$$\begin{aligned} R_{\perp 0} &= (\eta_2 \cos \theta - \eta_1 \cos \theta_s) / (\eta_2 \cos \theta + \eta_1 \cos \theta_s) \\ R_{\perp 1} &= -R_{\perp 0}(\eta_2 \sin \theta + \eta_1 \sin \theta_s) / (\eta_2 \cos \theta + \eta_1 \cos \theta_s) \\ R_{\parallel 0} &= (\eta_1 \cos \theta - \eta_2 \cos \theta_s) / (\eta_1 \cos \theta + \eta_2 \cos \theta_s) \\ R_{\parallel 1} &= -[\eta_1 \sin \theta - \eta_2 \sin \theta_s - R_{\parallel 0}(\eta_1 \sin \theta + \eta_2 \sin \theta_s)] \cdot (\eta_1 \cos \theta + \eta_2 \cos \theta_s)^{-1} \end{aligned}$$

$R_{\perp \parallel 0}$ 是水平极化或垂直极化的菲涅耳反射系数; θ, ϕ 表示入射波的两维方向角; θ_s, ϕ_s 表示散射波的两维方向角; $q_x = k(\sin \theta_s \cos \phi_s - \sin \theta \cos \phi)$; $q_y = k(\sin \theta_s \sin \phi_s - \sin \theta \sin \phi)$; $q_z = k(\cos \theta_s + \cos \theta)$; σ^2 是表面高程的方差; ρ 是表面相关函数, 本节中取为 $\rho(\xi) = \exp[-\xi^2 / (l^4 + L^2 \xi^2)^{0.5}]$; $\xi^2 = u^2 + v^2$. 表面等效相关长度是 $L_e = \{[L^2 + (L^4 + 4l^4)^{0.5}] / 2\}^{1/2}$. 选取这种相关函数来描述双尺度粗糙度模式的特性, 其中典型的大尺度用 L 表示, 小尺度用 l 表示. 它还需要具有可微分并可近似于高斯或指数形函数的特性. 介质 1 和 2 的本质阻抗是 η_1 和 η_2 .

亮度温度 T_B 是由发射率乘上实体温度 T_p 计算出来的.

$$T_B = e T_p \quad (12.138)$$

式中 $e = 1 - \Gamma$, 而反射系数 Γ 由下式给定:

$$\Gamma = \frac{1}{4\pi \cos \theta} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} [\sigma_{\rho\rho}^2 + \sigma_{q\rho}^2] \sin \theta_s d\theta_s d\phi_s \quad (12.139)$$

海洋的散射和辐射

图 12.16 (a) 和 (b) 中, 将实测值与理论计算值作了比较. 实测值取自 Wu 和 Fung (1972), 测试频率为 8.91 GHz, 风速为 14—16 节[†]. 理论计算值取自: 对于小入射角, 用

[†] 1 节为 1 哩/小时. ——译者注

(12.45) 式驻留相位法模式(单一表面理论);对于大入射角,用倾斜扰动平面模式(组合表面理论). 图 12.16 中实线代表驻留相位模式, 虚线代表组合表面模式. 正如 12-6 节中所指出的, 当处理双尺度粗糙表面时, 驻留相位模式的非涅耳反射系数应该修正; 12-5.1 节也提到, 如果用双尺度粗糙度表面来处理时, 应引入加权因子. 当风速较大, 23—26 节风速时的后向散射系数如图 12-17 (a) 与 (b) 所示, 通过这些曲线比较可见, 除了邻近垂直入射区域以外, 实测与理论计算似乎得到了相当好的吻合.

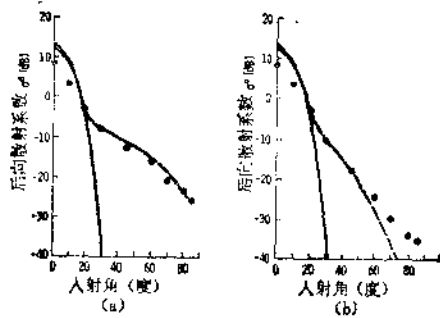


图 12.16 实测与理论计算的后向散射系数的比较, 实测数据用点表示, 取自 Daley 等(1971), 测试频率 8.91GHz, 风速 14—16 节; 理论计算: 实线为 $m=0.10$, 用单一表面理论; 虚线为 $m=0.10$, $k\sigma_1=0.13$, $k_l=2.0$, $\epsilon_r=48.3-j34.9$ 用组合表面理论 (m = 均方根斜度)
(a) VV 极化; (b) HH 极化

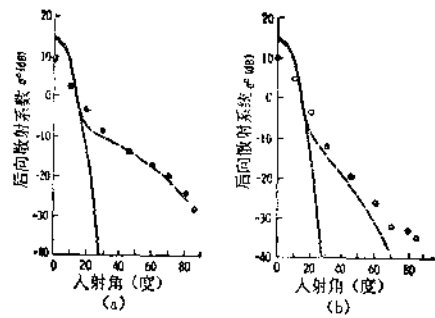


图 12.17 实测与理论计算的后向散射系数的比较, 实测数据用圆点表示, 取自 Daley 等(1971), 测试频率 8.91GHz, 风速 23—25 节; 理论计算: 实线为 $m=0.12$, 用单一表面理论; 虚线为 $m=0.12$, $k\sigma_1=0.13$, $k_l=2.0$, $\epsilon_r=48.3-j34.9$, 用组合表面理论 (m = 均方根斜度)
(a) VV 极化; (b) HH 极化

图 12.18 表示了不平静粗糙海面亮度温度(发射率和表面温度之乘积)与人射角之间的关系. 用图 12.16 和图 12.17 所选择的双尺度粗糙度表面模式, 从(12.136)式可折算出

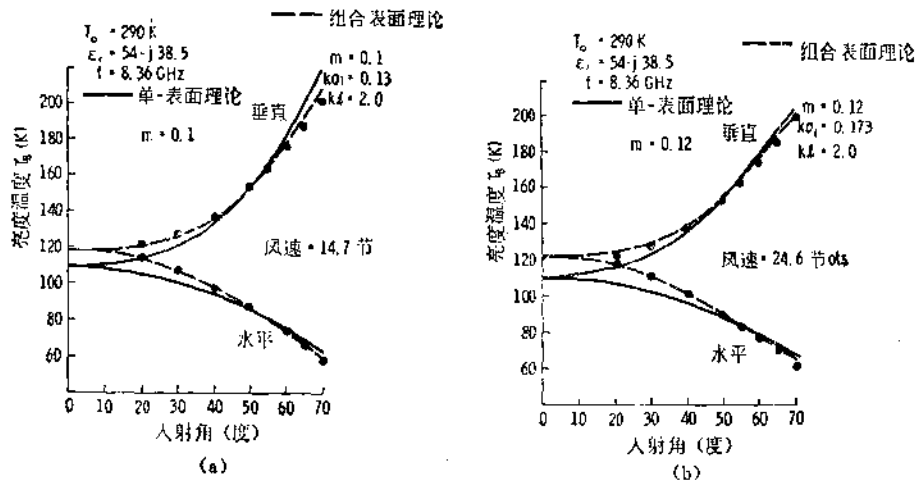


图 12.18 8.36 GHz 时不同极化, 不同风速下的海面发射特性, 用亮度温度来表示.
圆点: Hollinger (1971) 实测数据.
实线: 单一表面理论计算, 虚线: 组合表面理论计算
(a) 风速=14.7 节; (b) 风速=24.6 节

表面发射率，其结果如图 12.18 虚线表示。当采用驻留相位近似下的基尔霍夫散射模式时，也用(12.136)式折算出表面发射率，其结果如图 12.18 中实线所示。图中表明，表面发射对于小尺度表面粗糙度较为灵敏。图 12.18 中圆点表示由 Hollinger (在 Wu 和 Fung 文中引用, 1972) 提供的实测数据。图 12.18 (a) 和 (b) 表示两种不同的海面风速条件。(b) 对应的是较大风速下的海面(较粗糙表面)，图 12.18 (b) 得到较高的亮度温度，这意味着，较粗糙的表面能得到较大的表面发射率。

为与小入射角的这些数据吻合得更好，用标量近似法算得的 (12.137) 与 (12.138) 式的散射和辐射模式已被 Fung 和 Eom (1981) 所采用。它们的计算值与实测的后向散射数据的比较见图 12.19, 图中还标出了几何光学模式的估值，供作比较。图中指出，对不同模式，其散射系数随入射角的变化曲线有明显的不同。图 12.20 表示了这里算得的辐射数据与 Hollinger 实测的比较，正如所料，在大入射角时，理论与实际吻合得并不好。综合图 12.16 至 12.20 所示的结果启示我们：由标量近似法的基尔霍夫模式和倾斜平面模式两者组合而成的双尺度模式，在许多应用中证明是行之有效的。

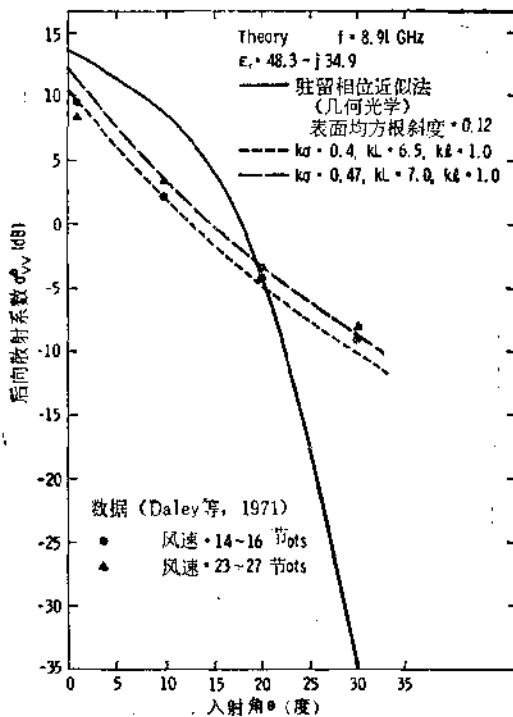


图 12.19 8.91 GHz 时,不同风速条件下,海面后向散射的实测值与理论值的比较 (Fung 和 Eom, 1981)

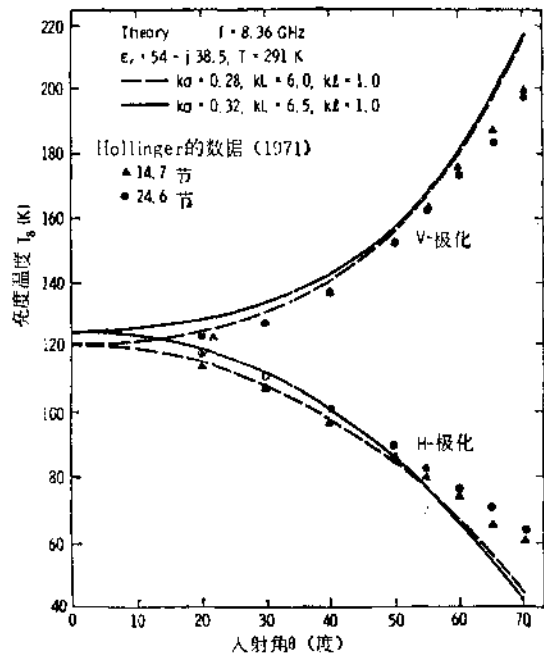
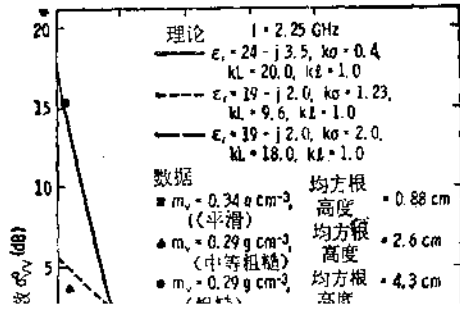
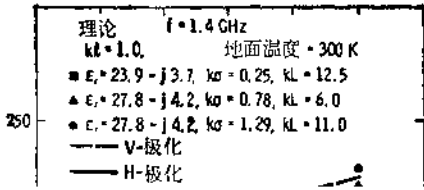


图 12.20 8.36 GHz 时,不同风速条件下,海面辐射的实测值与理论值的比较 (Fung 和 Eom, 1981)

裸露土壤的散射和辐射

图 12.21 表示了不同裸露土壤表面辐射的实测与理论值之间的比较。图中的“点”表示的是已知表面高程离差的三种裸露土壤表面，在 1.4 GHz 频率测试得到的辐射数据(折算到亮度温度)。虚实线所表示的是由(12.139)和(12.138)模式算得的理论值。表面水分



有源的散射特性测量,还测了含水量(见图 12.22)。这样,模式的未知量只是相关长度。为了减少拟合数据时的参数数目,设 k_l 为 1,只需待定 kL 值,一旦 L 值被确定,就用同样的 L 值去计算散射系数,并与图 12.22 相应的有源散射测量值作比较。可以看出,由(12.137)与(12.138)算得的估计值和实测值之间的吻合程度是令人满意的。还需指出,在无源的辐射测量比较中,需要(12.137)式中的相干分量,而对有源的后向散射情况来说,图 12.22 中并不表示出这一点。

Ulaby 等(1978)在 1.1 GHz 频率点上,对已知均方根高程的各种裸露土壤表面做过有源的散射测量,但是没有做过这些表面的无源辐射测量。为了表明由(12.137)式算出的后向散射系数与实测是吻合的,我们在图 12.23 中对理论计算值和实测值之间也作了比较。这里,也还是仅选择表面相关长度作为对数据拟合的参数。

习 题

- 12.1 推导本章中给出的 $\hat{a}_1 \times H_{11}$ 和 $\hat{a}_1 \times E_{11}$ 方程式。
- 12.2 证明 $\hat{a}_1 \times E + \hat{a}_2 \times E = 0$
- 12.3 证明 $\hat{a}_1 \times H + \hat{a}_2 \times H = 0$
- 12.4 在本章中,将单位矢量 \hat{e} 与 \hat{b} 相互置换后,即可由(12.23a)导出(12.25a)式。现请直接由(12.22)式推导出(12.25a)式。
- 12.5 与第 12.4 题相类似,直接从(12.22)式推导出(12.26a)式。
- 12.6 证明下列积分等式:

$$\int_{-L}^L \int_{-L-x}^{L-x} f(u) du dx = \int_{-L}^L (2L - |u|) f(u) du$$
- 12.7 用与推导(12.41)式相类似的方法推导 $\langle |r_z|^2 \rangle$ 式。
- 12.8 由(12.43)式详细推导出(12.45)式。
- 12.9 由(12.51)式的 $n=0$ 项详细推导出(12.52)式。
- 12.10 证明由(12.53)式可推导出(12.55a)式。
- 12.11 用与推导(12.57a)式相类似的方法,证明(12.49)式中沿 y 方向上各斜度项的积分值为(12.57b)式。
- 12.12 由(12.55a)式详细推导出(12.60)式。
- 12.13 由(12.58a)式详细推导出(12.61)式。
- 12.14 利用附录 12C 公式,证明 a_0 与 a_1 表达式。
- 12.15 利用附录 12C 公式,证明 b_0 与 b_1 表达式。
- 12.16 假设表面均方根斜度 m 与 σ, l 的关系式为 $m = \sqrt{2} \sigma/l$, 再假设 $m = 0.2$, $\epsilon_2/\epsilon_1 = 25$, $\mu_2/\mu_1 = 1$ 和 $k_1 \sigma = 0.5, 1.5, 2.5$, 计算并比较由(12.45)和(12.60)加(12.61)式得到的结果,再画出后向散射 $\sigma_{11}^b(\theta)$ 随 θ 角变化的曲线。
- 12.17 假设 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 9$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, 均方根斜度 $m = 0.2$, 和 $\phi = \phi_s = 0$ 。对下列情况:(a) $k_1 \sigma = 2.5$, (b) $k_1 \sigma = 5$, 试按(12.64)式和(12.44)式分别计算(a), (b)两种情况的散射系数,并比较它们的结果,再画出 $\sigma_{11}^b(\theta)$ 随 θ 角变化的曲线。
- 12.18 假设 $\phi = \phi_s = 0$, 均方根斜度 $m = 0.15$, $\epsilon_2/\epsilon_1 = 9$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1 \sigma = 0.5, 1.5, 2.5$ 。按(12.43)式和(12.59)式分别计算,并比较其计算结果,再画出 $\sigma_{11}^b(\theta)$ 随 θ 角变化的曲线。
- 12.19 由(12.75a)式推导出(12.83)式。
- 12.20 由(12.75b)式推导出(12.89)式。
- 12.21 试由(12.76a), (12.76b), (12.86)——(12.89)等六个方程式推导出(12.90)式。

- 12.22 试由 (12.76a), (12.76b), (12.85)–(12.89) 等六个方程式推导出(12.91)式。
 12.23 由(12.95)式推导出 (12.95b) 式。
 12.24 从计算 $(U_{x1}\cos\phi_r + U_{y1}\sin\phi_r)/\cos\theta$, 表达式中推导出 (12.97b) 式。
 12.25 从计算 $D_{y1}\cos\phi_r - D_{x1}\sin\phi_r$, 表达式中推导出 (12.102b) 式。
 12.26 由(12.103)式场强幅度推导出 (12.104b) 式。
 12.27 试由(12.107)式推导出(12.110)式。并写出 (12.110) 式含有的 $\alpha_{hh}(\theta)$ 和 $\alpha_{vv}(\theta)$ 的表达式。
 12.28 假设 $\phi = 0$, $\phi_r = 0$, π ; $\epsilon_2/\epsilon_1 = 9$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k\sigma = 0.2$, $k_1l = 1, 2$; 当归一化的粗糙度频谱由(12.114)式给定时, 计算并画出(12.108)和(12.109)式对 θ 的关系曲线。

12.29 试证明(12.110)式中的 α_{vv} 系数能写成如下表达式:

$$\alpha_{vv} = - \left[R_p + \frac{r_p^2(\epsilon_2 - 1)\tan^2\theta}{2\epsilon_2} \right]$$

- 12.30 引用第 12-5 节中的散射场表达式, 试证明(12.125)表达式是正确的。
 12.31 计算并证明图 12.9 曲线是正确的。
 12.32 假设 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1.6$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1\sigma = 1.23$, $k_1l = 7.0$ 且入射角分别为 $1^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ 和 70° , 试计算各种情况下的基尔霍夫随机粗糙表面的反射率。
 12.33 在与第 12.32 题同样的假设条件下, 试计算各种情况下的基尔霍夫随机粗糙表面的透射率。

12.34 从一完纯导体的一维随机表面测得的后向散射系数 σ° 如表 12p.1 所示, 表面的标准偏差为 1 cm, 表面相关系数的近似表达式为

$$\rho(\xi) = \frac{(0.99)^{\xi^2}}{0.9724} - \frac{(0.7)^{\xi^2}}{35.24}, \quad \xi \geq 0$$

式中 ξ 为距离, 单位为 cm, 表面高程呈零均值的高斯分布, 其斜度概率密度函数的表达式为

$$p(s) = (2\pi\sigma_s^2)^{-1/2} \exp(-s^2/2\sigma_s^2)$$

式中 σ_s^2 由剖面取样计算得到, $\sigma_s^2 = 0.2227$ 。

表 12 P.1

θ°	$\lambda(\text{cm})$			
	0.5	1.0	4.5	9.5
0	3.64	4.50	6.48	10.57
5	3.54	4.14	5.15	6.24
10	3.59	3.45	3.83	2.50
15	3.60	2.87	2.50	1.23
20	3.24	2.51	1.61	0.81
25	2.83	2.20	1.15	0.66
30	2.21	1.72	0.84	0.52
35	1.56	1.22	0.56	0.36
40	1.18	0.87	0.41	0.247
45	0.74	0.62	0.33	0.182

试问上述测试数据能否用基尔霍夫表面散射模式来解释? 试对上述数据进行拟合, 并求出 $k\sigma$ 和 k_1l 值。
 $k\sigma$ 和 k_1l 是否是该表面和频率的真值, 而不能用任意值去拟合测试数据。

12.35 图 12.14 所示的数据是取自一人造的完纯导体的粗糙表面。如果你随意地选择表面参数特性, 你能得到近似拟合这些数据的结果吗? 作为最佳拟合时, $k\sigma$ 和 k_1l 应选多大? 假设表面相关函数如第 12-8.1 节所给定, 试画出这些数据的最佳拟合图形。

12.36 图 12.15 所示的数据是取自一人造的完纯导体双尺度粗糙表面。试求在最佳拟合的情况下, 双尺度粗糙度的表面参数是多少? 并给定最佳拟合的表达式。你是否认为求得的表面参数是合理的, 且具有可实现性?

12.37 图 12.16 所示的对实测数据的理论拟合是假设表面相关呈高斯型, 且用驻留相位近似法。你能否选择不同的参数和方法得到更好的拟合? 如行, 则写出理论表达式和表面参数, 并用曲线表示。

12.38 与习题 12.37 相同的要求, 处理图 12.17 所示的数据。

12.39 用在第 12.37 题中得到的散射模式和表面参数去计算亮度温度。你也能得到如图 12.18(a) 所示的良好拟合吗? 请将你的结果画出曲线来。

12.40 用在第 12.38 题中得到的散射模式和表面参数计算亮度温度。你也能得到如图 12.18 (b) 所示的良好拟合吗? 请将结果画出曲线来。

附录 12A 在上层介质中散射场公式 推导 [$(q_z \sigma^2) > 10$ 近似条件]

由(12.22), \mathbf{E}' 的矢量特性可表征为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_e &\equiv \mathbf{E}'/KI_1 \\ &= \hat{\mathbf{n}}_r \times [\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E} - \eta_1 \hat{\mathbf{n}}_i \times (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H})] \\ &= \hat{\mathbf{n}}_r \times (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E}) + (\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}) - [\hat{\mathbf{n}}_r \cdot (\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H})] \hat{\mathbf{n}}_r \end{aligned}$$

表征不同极化状态的极化因子为

$$\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \mathbf{E}'_e = \hat{\mathbf{v}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E}) + \hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}) \quad (12A.1)$$

$$\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \mathbf{E}'_e = \hat{\mathbf{v}}_r \cdot (\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}) - \hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E}) \quad (12A.2)$$

在驻留相位近似条件下, $\hat{\mathbf{n}}_i, \hat{\mathbf{t}}, \hat{\mathbf{d}}$ 可用传播矢量 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_r$ 来表达, 具体如下:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{n}}_i &= \frac{-\hat{\mathbf{x}}Z_x - \hat{\mathbf{y}}Z_y + \hat{\mathbf{z}}}{(1 + Z_x^2 + Z_y^2)^{1/2}} = \frac{(\hat{\mathbf{x}}q_x + \hat{\mathbf{y}}q_y + \hat{\mathbf{z}}q_z)|q_z|}{q_z q} \\ &= \frac{k_1(\hat{\mathbf{n}}_r - \hat{\mathbf{n}}_i)|q_z|}{q_z q} \end{aligned}$$

其中 $q^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = 2k_1^2[1 - (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{t}} &= \frac{\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_r}{|\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_r|} = \frac{(\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_r)|q_z|}{q_z D_1} \\ &= \frac{[\hat{\mathbf{x}}q_y \cos \theta - \hat{\mathbf{y}}(q_x \cos \theta + q_z \sin \theta) + \hat{\mathbf{z}}q_y \sin \theta]|q_z|}{q_z k_1^2 D_1} \end{aligned}$$

其中 $D_1 = |\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_r| = [(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_r)^2 + (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_r)^2]^{1/2}$ 以及

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{d}} &= \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}} = [(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)\hat{\mathbf{n}}_r - \hat{\mathbf{n}}_i]|q_z|/(q_z D_1) \\ &= \frac{-[\hat{\mathbf{x}} \cos \theta (q_x \cos \theta + q_z \sin \theta) + \hat{\mathbf{y}}q_y + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta (q_x \cos \theta + q_z \sin \theta)]|q_z|}{q_z k_1^2 D_1} \end{aligned}$$

利用这些以 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_r$ 表示的本地坐标矢量, 其它所有矢量积也能用 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_r$ 来表示:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}} &= (\hat{\mathbf{n}}_i + \hat{\mathbf{n}}_r)[1 - (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]k_1/(qD_1) \\ \hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r &= -k_1[1 - (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]|q_z|/(q_z q) = -q|q_z|/(2k_1 q_z) \\ &= -\cos \theta_1 \end{aligned}$$

(本地入射角的余弦)

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}} &= (\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}} &= -(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{t}} &= -(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}} &= (\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}} &= -(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{d}} &= (\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{d}} &= -(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) / \bar{D}_1 \\
\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{d}} &= (\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) / \bar{D}_1
\end{aligned}$$

其中 $\bar{D}_1 = q_r D_1 / |q_r|$, 且

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{v}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}}) &= (\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)[1 - (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]k_i / (qD_1) \\
&= (\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)q / (2k_i D_1), \\
\hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}}) &= (\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)[1 - (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]k_i / (qD_1) \\
&= (\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)q / (2k_i D_1).
\end{aligned}$$

上述 (12A.1) 与 (12A.2) 矢量恒等式, 也能用 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_r$ 表达. 对于水平极化入射波

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{v}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E}) &= [(1 + R_\perp)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}}) \\
&\quad - (1 - R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}})]E_0 \\
&= \frac{qE_0}{2k_i D_1 \bar{D}_1} \{ (1 + R_\perp)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \\
&\quad - (1 - R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \} \quad (12A.3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\eta_i \hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}) &= -[(1 - R_\perp)(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}}) \\
&\quad + (1 + R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}})]E_0 \\
&= \frac{qE_0}{2k_i D_1 \bar{D}_1} \{ -(1 - R_\perp)(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \\
&\quad + (1 + R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \} \quad (12A.4)
\end{aligned}$$

由 (12A.3) 与 (12A.4) 式, 我们可求出 (12.23) 方程式的 E_{rs}^i 值, 即

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \mathbf{E}^r &= KI_1 [(12A.3) + (12A.4)] \\
&= M_1 [R_\parallel (\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) + R_\perp (\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \quad (12A.5)
\end{aligned}$$

其中 $M_1 = KI_1 E_0 q / k_i D_1 \bar{D}_1$.

要计算 E_{rs}^i , 我们还需求下列矢量积

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{v}}_r \cdot (\eta_i \hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{H}) &= -[(1 - R_\perp)(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}}) \\
&\quad + (1 + R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}})]E_0 \\
&= \frac{qE_0}{2k_i D_1 \bar{D}_1} \{ (1 - R_\perp)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \\
&\quad + (1 + R_\parallel)(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \} \quad (12A.6)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_i \times \mathbf{E}) &= [(1 + R_\perp)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}}) \\
&\quad - (1 - R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}})]E_0 \\
&= \frac{qE_0}{2k_i D_1 \bar{D}_1} \{ (1 + R_\perp)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \\
&\quad - (1 - R_\parallel)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) \}
\end{aligned}$$

$$+ (1 - R_H)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \} \quad (12A.7)$$

同样由 (12A.2) 式可得

$$\begin{aligned} E'_{\nu h} &= \hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \mathbf{E}' \\ &= M_1 [R_H(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - R_L(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \end{aligned} \quad (12A.8)$$

上式即为(12.24)式。

对于垂直极化波,由 (12A.5) 式可推导出 $E'_{\nu\nu}$ 值,只要 $\hat{\boldsymbol{\nu}}$ 与 $\hat{\mathbf{h}}$ 相交换, $\hat{\boldsymbol{\nu}}$ 与 $\hat{\mathbf{h}}$ 相交换。

$$E'_{\nu\nu} = M_1 [R_H(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) + R_L(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)]. \quad (12A.9)$$

相类似,用同样的对偶关系交换系数,由 (12A.5) 可推导出 $E'_{h\nu}$:

$$E'_{h\nu} = M_1 [R_H(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - R_L(\hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)] \quad (12A.10)$$

将 (12A.10) 式代入 (12A.7) 式中得

$$\begin{aligned} R_H &= (k_2 \cos \theta_i - k_1 \cos \phi_i) / (k_2 \cos \theta_i + k_1 \cos \phi_i), \\ R_L &= (k_1 \cos \theta_i - k_2 \cos \phi_i) / (k_1 \cos \theta_i + k_2 \cos \phi_i), \end{aligned}$$

式中 ϕ_i 为本地透射角。

在场表达式中的点积为

$$\begin{aligned} \hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i &= \sin \theta \cos \theta_i \cos(\phi_i - \phi) + \cos \theta \sin \theta_i, \\ \hat{\boldsymbol{\nu}} \cdot \hat{\mathbf{h}}_i &= \cos \theta \sin \theta_i \cos(\phi_i - \phi) + \sin \theta \cos \theta_i, \\ \hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i &= -\sin \theta \sin(\phi_i - \phi) \\ \hat{\mathbf{h}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i &= \sin \theta_i \sin(\phi_i - \phi) \end{aligned}$$

附录 12B 在下层介质中散射场公式 推导 $[(q_x \sigma)^2 > 10]$ 近似条件]

由(12.30)式, \mathbf{E}' 矢量可以表征为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_s &= \mathbf{E}' / KI_1 \\ &= \hat{\mathbf{n}}_i \times [\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E} - \hat{\mathbf{n}}_i \times (\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H})] \\ &= \hat{\mathbf{n}}_i \times (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E}) + \eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H} - [\hat{\mathbf{n}}_i \cdot (\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H})] \hat{\mathbf{n}}_i \end{aligned}$$

极化因子为

$$\hat{\mathbf{h}}_i \cdot \mathbf{E}'_s = \hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E}) + \hat{\mathbf{h}}_i \cdot (\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H}) \quad (12B.1)$$

$$\hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot \mathbf{E}'_s = -\hat{\mathbf{h}}_i \cdot (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E}) + \hat{\boldsymbol{\nu}}_i \cdot (\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H}) \quad (12B.2)$$

在驻留相位近似条件下,如同附录 12A, $\hat{\mathbf{n}}_1$, $\hat{\mathbf{t}}$, $\hat{\mathbf{d}}$ 可用传播矢量 $\hat{\mathbf{n}}$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 来表达

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{n}}_1 &= (\hat{\mathbf{x}} \bar{q}_x + \hat{\mathbf{y}} \bar{q}_y + \hat{\mathbf{z}} \bar{q}_z) |\bar{q}_z| / \bar{q}_x \bar{q} \\ &= (k_2 \hat{\mathbf{n}}_i - k_1 \hat{\mathbf{n}}_i) |\bar{q}_z| / \bar{q}_x \bar{q} \end{aligned}$$

其中 $\bar{q}^2 = \bar{q}_x^2 + \bar{q}_y^2 + \bar{q}_z^2 = k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)$,

$$\hat{\mathbf{t}} = (\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_i) |\bar{q}_z| / \bar{q}_x D_2$$

上式中 $D_2 = |\hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{n}}_i| = |\hat{\mathbf{n}}_i \times (\hat{\mathbf{h}}_i \times \hat{\boldsymbol{\nu}}_i)| = |(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)^2 + (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i)^2|^{1/2}$, 以及

$$\hat{\mathbf{d}} = \hat{\mathbf{n}}_i \times \hat{\mathbf{t}} = [(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) \hat{\mathbf{n}}_i - \hat{\mathbf{n}}_i] |\bar{q}_z| / \bar{q}_x D_2$$

利用这些以 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 表示的本地坐标矢量,其他所有矢量积也能用 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 来表示:

$$\hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}} = \frac{[k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) - k_2]\hat{\mathbf{n}}_i + [k_2(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) - k_1]\hat{\mathbf{n}}_r}{\bar{q}D_2}$$

$$\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r = -[k_2 - k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]|\bar{q}_z|/\bar{q}\bar{q}_z = \hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \\ \equiv \cos \phi_i$$

(本地透射角的余弦)

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}} &= (\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}} &= -(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{t}} &= -(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{t}} &= (\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}} &= -(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{d}} &= (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{d}} &= -(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \\ \hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{d}} &= (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)/\bar{D}_2 \end{aligned}$$

式中 $\bar{D}_2 = \bar{q}_z D_2 / |\bar{q}_z|$, 且有

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}}) &= (\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)[k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) - k_2]/\bar{q}D_2 \\ \hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}}) &= (\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)[k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) - k_2]/\bar{q}D_2 \end{aligned}$$

利用上述矢量恒等式, 允许 (12B.1) 与 (12B.2) 式也用 $\hat{\mathbf{n}}_i$ 与 $\hat{\mathbf{n}}_r$ 来表达. 对于水平极化入射波,

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \bar{\mathbf{E}}) &= [T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}}) - T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{t}})\eta_2/\eta_1]E_0 \\ &= -[k_2 - k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]E_0 \\ &\quad \times \frac{T_{\perp}(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) + T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)\eta_2\eta_1}{\bar{q}D_2\bar{D}_2} \end{aligned} \quad (12B.3)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\eta_2\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H}) &= -[T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}}) \\ &\quad + T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}})\eta_2/\eta_1]E_0 \\ &= (12B.3) \end{aligned} \quad (12B.4)$$

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_r \cdot (\eta_2\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H}) &= -[T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{t}}) \\ &\quad + T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}})\eta_2/\eta_1]E_0 \\ &= [k_2 - k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)]E_0 \\ &\quad \times \frac{T_{\perp}(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) - T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)\eta_2/\eta_1}{\bar{q}D_2\bar{D}_2} \end{aligned} \quad (12B.5)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{h}}_r \cdot (\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E}) &= [T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}})(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}}) \\ &\quad - T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{d}})(\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{t}})\eta_2/\eta_1]E_0 \\ &= -(12B.5) \end{aligned} \quad (12B.6)$$

将 (12B.3)~(12B.6) 各式代入 (12B.1) 与 (12B.2) 式, 可得到

$$\begin{aligned} E'_{\parallel\lambda} &= KI_2(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \mathbf{E}'_{\parallel}) \\ &= -M_2[T_{\perp}(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) + T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)\eta_2/\eta_1] \end{aligned} \quad (12B.7)$$

$$\begin{aligned} E'_{\perp\lambda} &= KI_2(\hat{\phi}_r \cdot \mathbf{E}'_{\perp}) \\ &= M_2[T_{\perp}(\hat{\phi} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r) - T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)(\hat{\phi}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)\eta_2/\eta_1] \end{aligned} \quad (12B.8)$$

式中 $M_2 = 2KI_2 E_1 [k_2 - k_1(\hat{\mathbf{n}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_r)] / (\bar{q}D_2 \bar{D}_2)$.

对于垂直极化入射波,由(12B.7)与(12B.8)式可直接导出 $E_{\nu\nu}'$ 与 $E_{\nu\tau}'$ 公式,只要将其中 $\hat{\mathbf{v}}$ 与 $\hat{\mathbf{h}}$ 交换, $\hat{\mathbf{v}}_r$ 与 $\hat{\mathbf{h}}_r$ 相交换:

$$E_{\nu\nu}' = -M_2 [T_{\perp}(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) + T_{\parallel}(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)\eta_2/\eta_1] \quad (12B.9)$$

$$E_{\nu\tau}' = M_2 [T_{\perp}(\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i) - T_{\parallel}(\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)(\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)\eta_2/\eta_1] \quad (12B.10)$$

在场表达式中的点积为

$$\hat{\mathbf{v}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i = -\sin\theta \cos\theta_i' \cos(\phi_r - \phi) + \cos\theta \sin\theta_i'$$

$$\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i = -\cos\theta \sin\theta_i' \cos(\phi_r - \phi) + \sin\theta \cos\theta_i'$$

$$\hat{\mathbf{h}}_r \cdot \hat{\mathbf{n}}_i = -\sin\theta \sin(\phi_r - \phi)$$

$$\hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i = \sin\theta_i' \sin(\phi_r - \phi)$$

附录 12C 在介质 1 与介质 2 中散射场公式 推导(标量近似法)

当本地坐标矢量的斜度项可忽略时,在本地点上的极化变化就可被忽略.这时,极化散射场就可像用标量亥姆霍兹积分式(Beckman 和 Spizzichino, 1963)来计算一样,获得同样的形式.它导致相当简洁的推导,但是在极化散射式中的所有支配项仍然保留,因而标量公式基本上导出相同平均功率的表达式.在此情况下,本地单位矢量可近似为

$$\hat{\mathbf{n}}_i \simeq \hat{\mathbf{x}} \sin\theta \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \sin\theta \sin\phi - \hat{\mathbf{z}} \cos\theta$$

$$\hat{\mathbf{t}} \simeq \hat{\mathbf{x}} \sin\phi - \hat{\mathbf{y}} \cos\phi$$

$$\hat{\mathbf{d}} \simeq -(\hat{\mathbf{x}} \cos\theta \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \cos\theta \sin\phi + \hat{\mathbf{z}} \sin\theta)$$

而本地表面法向则近似为

$$\hat{\mathbf{n}}_1 \simeq -\hat{\mathbf{x}}Z_x - \hat{\mathbf{y}}Z_y + \hat{\mathbf{z}}$$

对于水平极化波情况,在(12.15)和(12.16)式中的矢量积为

$$\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{t}} = \hat{\mathbf{h}} \cdot \hat{\mathbf{t}} = -1$$

$$\hat{\mathbf{n}}_1' \times \hat{\mathbf{t}} = \hat{\mathbf{x}} \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \sin\phi + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)$$

$$\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_i = -[\cos\theta + \sin\theta(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)]$$

$$\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{d}} = 0$$

水平极化时,菲涅耳反射系数的表达形式为

$$R_{\perp} = \frac{\eta_2 \cos\theta_i - \eta_1 \cos\theta_{t1}}{\eta_2 \cos\theta_i + \eta_1 \cos\theta_{t1}}$$

其中 θ_i , θ_{t1} 分别为本地入射角和透射角.

应用泰勒级数将 R_{\perp} 展开,沿 x, y 方向用表面斜度参数 z_x 与 z_y 来表示,得到

$$R_{\perp} = R_{\perp 0} - R_{\perp 1} \left[\frac{\eta_2 \sin\theta + \eta_1 \sin\theta_i}{\eta_2 \cos\theta + \eta_1 \cos\theta_i} \right] (Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)$$

$$\equiv R_{\perp 0} + R_{\perp 1} (Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)$$

式中

$$R_{\perp 0} = \frac{\eta_2 \cos\theta - \eta_1 \cos\theta_i}{\eta_2 \cos\theta + \eta_1 \cos\theta_i}$$

$$R_{\perp 1} = -R_{\perp 0} \frac{\eta_2 \sin\theta + \eta_1 \sin\theta_i}{\eta_2 \cos\theta + \eta_1 \cos\theta_i}$$

类似地,垂直极化时,菲涅耳反射系数可近似表达为

$$R_{\#} \simeq R_{\#0} + R_{\#1}(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)$$

式中

$$R_{\#0} = \frac{\eta_1 \cos \theta - \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta + \eta_2 \cos \theta_t}$$

$$R_{\#1} = -[\eta_1 \sin \theta - \eta_2 \sin \theta_t - R_{\#0}(\eta_1 \sin \theta + \eta_2 \sin \theta_t)] \\ \times (\eta_1 \cos \theta + \eta_2 \cos \theta_t)^{-1}$$

上述 $R_{\#}$ 与 R_{\perp} 近似表达式的有效应用范围是,均方根表面斜度应小于 0.25, 并且要求 $R_{\#}$ 与 R_{\perp} 变化较小. 由(12.15)和(12.16)式,介质 1 中的总切向场为

$$\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E} = -(1 + R_{\perp 0})[\hat{\mathbf{x}} \cos \phi + \hat{\mathbf{y}} \sin \phi + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)]\mathbf{E}_0 \\ - R_{\perp 1}(\hat{\mathbf{x}} \cos \phi + \hat{\mathbf{y}} \sin \phi)(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)\mathbf{E}_0 \quad (12C.1)$$

$$\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H} = \{-(1 - R_{\perp 0}) \cos \theta + [R_{\perp 1} \cos \theta - (1 - R_{\perp 0}) \sin \theta] \\ \times (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)\}(\hat{\mathbf{x}} \sin \phi - \hat{\mathbf{y}} \cos \phi)\mathbf{E}_0 \quad (12C.2)$$

当垂直极化时, $\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{i}} = 0$ 和 $\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{d}} = 1$, 因此切向场变为

$$\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E} = \{(1 - R_{\#0}) \cos \theta - [R_{\#1} \cos \theta - (1 - R_{\#0}) \sin \theta] \\ \times (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)\}(\hat{\mathbf{x}} \sin \phi - \hat{\mathbf{y}} \cos \phi)\mathbf{E}_0 \quad (12C.3)$$

$$\eta_1(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}) = -(1 + R_{\#0})[\hat{\mathbf{x}} \cos \phi + \hat{\mathbf{y}} \sin \phi + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)]\mathbf{E}_0 \\ - R_{\#1}(\hat{\mathbf{x}} \cos \phi + \hat{\mathbf{y}} \sin \phi)(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)\mathbf{E}_0 \quad (12C.4)$$

由附录 12A 和 12B 得出的散射场表达式中的极化因子可用 E_0 来归一化,得到

$$\bar{U}_{hh} = \frac{\hat{\mathbf{v}}_s \cdot (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}') + \hat{\mathbf{h}}_s \cdot \eta_1(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}')}{E_0} \\ = [(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_s \cos \phi_s + \hat{\mathbf{y}} \cos \theta_s \sin \phi_s - \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_s) \cdot (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}') \\ + (\hat{\mathbf{y}} \cos \phi_s - \hat{\mathbf{x}} \sin \phi_s) \cdot \eta_1(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}')] / E_0 \\ \simeq -R_{\perp 0} \cos \theta_s \cos(\phi_s - \phi) + [R_{\perp 1} \sin \theta_s - R_{\perp 1} \cos \theta_s \cos(\phi_s - \phi)] \\ \times (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) - R_{\perp 0} \cos \theta \cos(\phi_s - \phi) \\ - [R_{\perp 1} \sin \theta - R_{\perp 1} \cos \theta] \cos(\phi_s - \phi)(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \\ = -R_{\perp 0}(\cos \theta + \cos \theta_s) \cos(\phi_s - \phi) \\ + \{R_{\perp 1}[\sin \theta_s - \sin \theta \cos(\phi_s - \phi)] - R_{\perp 1}(\cos \theta + \cos \theta_s) \\ \times \cos(\phi_s - \phi)\}(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \quad (12C.5)$$

式中 $\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}'$ 与 $\eta_1(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}')$ 可近似地替代为 $\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}$ 与 $\eta_1(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \hat{\mathbf{H}})$ 减去入射场项. 类似地可得到

$$\bar{U}_{vh} = [\hat{\mathbf{v}}_s \cdot \eta_1(\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}') - \hat{\mathbf{h}}_s \cdot (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}')] / E_0 \\ = -R_{\perp 0}(1 + \cos \theta \cos \theta_s) \sin(\phi_s - \phi) \\ - [R_{\perp 1} \sin \theta \cos \theta_s + R_{\perp 1}(1 + \cos \theta \cos \theta_s)] \\ \times \sin(\phi_s - \phi)(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \quad (12C.6)$$

$$\bar{U}_{vv} = [\hat{\mathbf{v}}_s \cdot (\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}') - \hat{\mathbf{h}}_s \cdot (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}')] / E_0 \\ = -R_{\#0}(\cos \theta + \cos \theta_s) \cos(\phi_s - \phi) \\ + \{R_{\#1}[\sin \theta_s - \sin \theta \cos(\phi_s - \phi)] \\ + R_{\#1}(\cos \theta + \cos \theta_s) \cos(\phi_s - \phi)\}(Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \quad (12C.7)$$

$$\begin{aligned}
\bar{U}_{hv} &= [\hat{\mathbf{v}}_i \cdot (\hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}^i) + \hat{\mathbf{h}}_i \cdot (\eta_1 \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}^i)] / E_0 \\
&= R_{H0}(1 + \cos\theta \cos\theta_i) \sin(\phi_i - \phi) \\
&\quad + [R_{H0} \sin\theta \cos\theta_i + R_{H1}(1 + \cos\theta \cos\theta_i)] \\
&\quad \times \sin(\phi_i - \phi)(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)
\end{aligned} \tag{12C.8}$$

请注意, VH 和 HV 两种交叉极化情况下,除了菲涅耳系数不同和正负号不同之外,表达形式是相同的。

在介质 2 中,适用如下的矢量积:

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{n}}_2 \times \hat{\mathbf{t}} &= -[\hat{\mathbf{x}} \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \sin\phi + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \\
\hat{\mathbf{n}}_2 \cdot \hat{\mathbf{n}}_1 &= \cos\theta_i + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)
\end{aligned}$$

对水平极化,介质 2 中切向场为

$$\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E} = T_{\perp}[\hat{\mathbf{x}} \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \sin\phi + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)]E_0 \tag{12C.9}$$

$$\begin{aligned}
\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H} &= T_{\perp}[\cos\theta_i + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \\
&\quad \times (\hat{\mathbf{z}} \sin\phi - \hat{\mathbf{y}} \cos\phi)E_0
\end{aligned} \tag{12C.10}$$

垂直极化时,介质 2 中切向场为

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{E} &= -T_{\parallel}[\cos\theta_i + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \\
&\quad \times (\eta_2/\eta_1)(\hat{\mathbf{x}} \sin\phi - \hat{\mathbf{y}} \cos\phi)E_0
\end{aligned} \tag{12C.11}$$

$$\begin{aligned}
\eta_2 \hat{\mathbf{n}}_2 \times \mathbf{H} &= T_{\parallel}[\hat{\mathbf{x}} \cos\phi + \hat{\mathbf{y}} \sin\phi + \hat{\mathbf{z}}(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \\
&\quad \times (\eta_2/\eta_1)E_0
\end{aligned} \tag{12C.12}$$

切向场已知后,介质 2 中散射场表达式的极化因子也可由 E_0 来归一化表达

$$\begin{aligned}
\bar{D}_{hh} &= [\hat{\mathbf{v}}_i \cdot (12C.9) + \hat{\mathbf{h}}_i \cdot (12C.10)] / E_0 \\
&= -T_{\perp}[\cos\theta_i \cos(\phi_i - \phi) + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \\
&\quad - T_{\perp}[\cos\theta_i + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \cos(\phi_i - \phi) \\
&= -T_{\perp 0}(\cos\theta_i' + \cos\theta_i) \cos(\phi_i - \phi) \\
&\quad - \{T_{\perp 1}(\cos\theta_i' + \cos\theta) \cos(\phi_i - \phi) + T_{\perp 2} \\
&\quad \times [\sin\theta_i' + \sin\theta_i \cos(\phi_i - \phi)]\} \\
&\quad \times (Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)
\end{aligned} \tag{12C.13}$$

$$\begin{aligned}
\bar{D}_{vh} &= [\hat{\mathbf{v}}_i \cdot (12C.10) - \hat{\mathbf{h}}_i \cdot (12C.9)] / E_0 \\
&= T_{\perp} \cos\theta_i'[\cos\theta_i + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \sin(\phi_i - \phi) \\
&\quad + T_{\perp} \sin(\phi_i - \phi) \\
&= T_{\perp 0}[\cos\theta_i' \cos\theta_i + 1 + \sin\theta_i \cos\theta_i'(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)] \\
&\quad \times \sin(\phi_i - \phi) + T_{\perp 1}(1 + \cos\theta_i' \cos\theta_i) \\
&\quad \times \sin(\phi_i - \phi)(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)
\end{aligned} \tag{12C.14}$$

$$\begin{aligned}
\bar{D}_{vv} &= [\hat{\mathbf{v}}_i \cdot (12C.12) - \hat{\mathbf{h}}_i \cdot (12C.11)] / E_0 \\
&= -T_{\parallel}[\cos\theta_i' \cos(\phi_i - \phi) + \sin\theta_i'(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)](\eta_2/\eta_1) \\
&\quad - T_{\parallel}[\cos\theta_i + \sin\theta_i(Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)](\eta_2/\eta_1) \cos(\phi_i - \phi) \\
&= -T_{\parallel 0}(\eta_2/\eta_1)(\cos\theta_i' + \cos\theta_i) \cos(\phi_i - \phi) \\
&\quad - \{T_{\parallel 1}(\eta_2/\eta_1)[\sin\theta_i' + \sin\theta_i \cos(\phi_i - \phi)] \\
&\quad + T_{\parallel 2}(\eta_2/\eta_1)(\cos\theta_i' + \cos\theta_i) \cos(\phi_i - \phi)\} \\
&\quad \times (Z_x \cos\phi + Z_y \sin\phi)
\end{aligned} \tag{12C.15}$$

$$\begin{aligned}
\bar{D}_{h_r} &= [\hat{\mathbf{v}}_i \cdot (12C.11) + \hat{\mathbf{h}}_i \cdot (12C.12)]/E_0 \\
&= -T_{\parallel} \cos \theta_i^i [\cos \theta_i + \sin \theta_i (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)] \\
&\quad \times (\eta_2/\eta_1) \sin(\phi_s - \phi) - T_{\parallel} \sin(\phi_s - \phi) (\eta_2/\eta_1) \\
&= -T_{\parallel 0} (\eta_2/\eta_1) (\cos \theta_i^i \cos \theta_i + 1) \sin(\phi_s - \phi) \\
&\quad - (\eta_2/\eta_1) [T_{\parallel 0} \cos \theta_i^i \sin \theta_i + T_{\parallel 1} (1 + \cos \theta_i^i \cos \theta_i)] \\
&\quad \times \sin(\phi_s - \phi) (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \tag{12C.16}
\end{aligned}$$

上式中

$$\begin{aligned}
T_{\parallel} &\simeq T_{\parallel 0} + T_{\parallel 1} (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \\
&= 1 + R_{\parallel 0} + R_{\parallel 1} (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \\
T_{\perp} &\simeq T_{\perp 0} + T_{\perp 1} (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi) \\
&= 1 + R_{\perp 0} + R_{\perp 1} (Z_x \cos \phi + Z_y \sin \phi)
\end{aligned}$$

附录 12D 相干散射分量

通常，面散射中包含了相干散射分量和非相干散射分量。当表面标准离差值相当于或大于波长量级时，相干分量可以忽略。这些已经在 12-4.2 至 12-4.3 节论述过了。当表面标准离差小于四分之一波长时，表面相关值在零点以泰勒级数展开时再不能近似为级数的前两项。这时，散射功率积分表达式应采用 (12.51) 式。本附录提供 (12.51) 式中 $n = 0$ 相干项的表达式。

$$I_{00} = |a_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} \iint_{-2L}^{2L} (2L - |u|)(2L - |v|) e^{iq_x u - iq_y v} du dv \tag{12D.1}$$

注意下列积分恒等式：

$$\iint_{-2L}^{2L} |u| e^{iq_x u + iq_y v} du dv = \frac{2 \sin 2q_y L}{q_y} L \left[\frac{4L}{q_x} \sin 2q_x L - \frac{2}{q_x^2} (1 - \cos 2q_x L) \right] \tag{12D.2}$$

$$\iint_{-2L}^{2L} e^{iq_x u + iq_y v} du dv = \frac{4}{q_x q_y} \sin 2q_x L \sin 2q_y L \tag{12D.3}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin q}{q} \right)^2 dq = \pi \tag{12D.4}$$

将 (12D.2) 与 (12D.3) 代入 (12D.1) 式，经化简可得到

$$\begin{aligned}
I_{00} &= |a_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} (4/q_x^2 q_y^2) (1 - \cos 2q_x L) (1 - \cos 2q_y L) \\
&= |a_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} 4^2 L^4 \left(\frac{\sin q_x L}{q_x L} \right)^2 \left(\frac{\sin q_y L}{q_y L} \right) \tag{12D.5}
\end{aligned}$$

按 Greenberg (1977) 的见解，如果 $\int_{-\infty}^{\infty} W(x) dx = 1$ ，式中 $W(x)$ 为非负函数，则 $LW(x)$ 为一 δ 序列。鉴此，由 (12D.4) 式，

$$\frac{L}{\pi} \left(\frac{\sin q_y L}{q_y L} \right)^2 \quad \text{和} \quad \frac{L}{\pi} \left(\frac{\sin q_x L}{q_x L} \right)^2$$

是 δ 序列。当 L 很大时，(12D.5) 式可近似为

$$I_{00} \simeq |a_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} (4\pi L)^2 \delta(q_x) \delta(q_y) \tag{12D.6}$$

式中 $\delta(q_x)$, $\delta(q_y)$ 是 Dirac δ 函数, 当需求法向入射时的 I_{00} 幅值时, 这两个 δ 函数的乘积为 L^2/π^2 .

为求出该相干项的散射系数, 由(12.47)场表达式的平方平均幅度为

$$\langle |E_{pq}^r|^2 \rangle = |KE_0|^2 I_{00} \quad (12D.7)$$

将(12D.7)式代入(12.35)式, 对于无损耗介质, 得到

$$\begin{aligned} \sigma_{pqc}^0 &= \frac{k_1^2}{4\pi \eta_s} \frac{|\alpha_0|^2}{A_0} e^{-q_z^2 \sigma^2} (4\pi L)^2 \delta(q_x) \delta(q_y) \\ &= \pi k_1^2 (\eta_1/\eta_s) |\alpha_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} \delta(q_x) \delta(q_y) \end{aligned} \quad (12D.8)$$

式中, 我们应用了 $A_0 = (2L)^2$, K_s , η_s 分别为待求散射场介质的波数和本质阻抗. 这里, 我们已经假设入射场是在介质 1 中. 这是一个散射系数的比较通用的表达形式, 它也适用于介质 2 中的散射场, 只要将 α_0 与 $q_{x,y,z}$ 的含义改变一下即可.

将相位函数 $\sigma_{pqc}^0/(4\pi \cos\theta)$ 在上半空间散射角内积分, 可以求得相干散射分量的反射率. 在水平极化情况下, 计算式为

$$\text{反射率 } \Gamma = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\sigma_{pqc}^0}{4\pi \cos\theta} \sin\theta, d\theta, d\phi_s \quad (12D.9)$$

σ_{pqc}^0 中 δ 函数的幅角为 q_x 和 q_y , 按如下变换可以方便地置换变量:

$$\begin{aligned} q_x &= k_1 (\sin\theta_s \cos\phi_s - \sin\theta \cos\phi) \\ q_y &= k_1 (\sin\theta_s \sin\phi_s - \sin\theta \sin\phi) \\ \frac{\partial q_x}{\partial \theta_s} &= k_1 \cos\theta_s \cos\phi_s, & \frac{\partial q_x}{\partial \phi_s} &= -k_1 \sin\theta_s \sin\phi_s \\ \frac{\partial q_y}{\partial \theta_s} &= k_1 \cos\theta_s \sin\phi_s, & \frac{\partial q_y}{\partial \phi_s} &= k_1 \sin\theta_s \cos\phi_s \end{aligned}$$

变换的雅可比 (Jacobian) 行列式是 $k_1^2 \sin\theta_s \cos\theta_s$, 所以

$$dq_x dq_y = k_1^2 \sin\theta_s \cos\theta_s d\theta_s d\phi_s.$$

原则上, 我们需将 θ_s, ϕ_s 变换为 q_x, q_y , 但由于 δ 函数的存在, 因此以偏导数来变换更方便, 这之所以可能, 是因为 δ 函数要求 $\theta = \theta_s$ 和 $\phi = \phi_s$. 因而(12D.9)式可写成

$$\begin{aligned} \Gamma &= \iint \frac{\pi k_1^2 |\alpha_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2}}{4\pi \cos\theta} \delta(q_x) \delta(q_y) \sin\theta (k_1^2 \sin\theta \cos\theta)^{-1} dq_x dq_y \\ &= \frac{\pi}{\cos\theta} |\alpha_0|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} \frac{1}{4\pi \cos\theta} \end{aligned}$$

其中 $|\alpha_0|^2 = |2R_{L0} \cos\theta|^2$, 故

$$\Gamma = |R_{L0}|^2 e^{-q_z^2 \sigma^2} \quad (12D.10)$$

注意在平板表面时 $\sigma^2 = 0$, (12D.10) 化简为与第二章给出的反射率公式完全相同.

在介质 2 中, 用类似的方法计算相干散射分量的透射率 Y :

$$Y = \iint \frac{\pi k_1^2 (\eta_1/\eta_2) |\beta_0|^2 e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2}}{4\pi \cos\theta} \delta(\bar{q}_x) \delta(\bar{q}_y) \sin\theta_s d\theta_s d\phi_s \quad (12D.11)$$

为了求解上述积分式, 利用如下变换进行变量置换

$$\begin{aligned}\bar{q}_x &= k_2 \sin \theta'_i \cos \phi_i - k_1 \sin \theta \cos \phi \\ \bar{q}_y &= k_2 \sin \theta'_i \sin \phi_i - k_1 \sin \theta \sin \phi\end{aligned}$$

上面变换的雅可比行列式可由偏导数求得

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{q}_x}{\partial \theta'_i} &= k_2 \cos \theta'_i \cos \phi_i, & \frac{\partial \bar{q}_x}{\partial \phi_i} &= -k_2 \sin \theta'_i \sin \phi_i \\ \frac{\partial \bar{q}_y}{\partial \theta'_i} &= k_2 \cos \theta'_i \sin \phi_i, & \frac{\partial \bar{q}_y}{\partial \phi_i} &= k_2 \sin \theta'_i \cos \phi_i\end{aligned}$$

它是 $k_2^2 \sin \theta'_i \cos \theta'_i$ 。由于 δ 函数要求 $\phi_i = \phi$ 和 $\theta'_i = \theta_r$ ，斯耐尔定律给定的透射角可以写成

$$Y = \frac{k_2^2 \eta_1 |b_0|^2 e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2}}{4 \eta_2 \cos \theta (k_2^2 \sin \theta_r \cos \theta_r)} \sin \theta_r \iint \delta(\bar{q}_x) \delta(\bar{q}_y) d\bar{q}_x d\bar{q}_y \quad (12D.12)$$

对于水平极化情形

$$|b_0|^2 = |T_{10}(\cos \theta_r + \cos \theta_i)|^2$$

(12D.12) 方程式化简为

$$Y = |T_{10}|^2 \frac{\eta_1 \cos \theta_r}{\eta_2 \cos \theta} e^{-\bar{q}_z^2 \sigma^2} \quad (12D.13)$$

式中 $\bar{q}_x = k_1 \cos \theta - k_2 \cos \theta_r$ ，由第二章得到平面分界面的透射率为

$$|T|^2 = |T_{10}|^2 \frac{\eta_1 \cos \theta_r}{\eta_2 \cos \theta}$$

因此，当 $\sigma^2 = 0$ 时，(12D.13) 式就演变成成为平滑表面分界面的透射率。

附录 12E 集合平均和积分公式

令 $Z(x, y)$ 为高斯平稳随机过程所产生的面函数， σ^2 是它的方差， $\rho(x - x', y - y')$ 是它的相关系数。在 12-4.4 节中所采用的 $z(x, y)$ 的各种集合平均值可从 $z(x, y)$ 的特征函数中求得，其定义如下 (Davenport 和 Root, 1958)：

$$\begin{aligned}\langle e^{jq_x(x-x')} \rangle &= \iint_{-\infty}^{\infty} e^{jq_x(z-z')} p(z, z') dz dz' \\ &= \exp\{-q_x^2 \sigma^2 [1 - \rho(x - x', y - y')]\} \quad (12E.1)\end{aligned}$$

式中 $p(z, z')$ 是表面的联合概率密度函数， q_x 是常数。假定上式微分与积分的次序可以交换，并对 (12E.1) 式两边对 x 进行微分，可得

$$\iint_{-\infty}^{\infty} jq_x \frac{\partial z}{\partial x} e^{jq_x(z-z')} p(z, z') dz dz' = q_x^2 \sigma^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} \exp[-q_x^2 \sigma^2 (1 - \rho)] \quad (12E.2)$$

令 $u = x - x'$ ， $v = y - y'$ 和 $Z_x = \partial z / \partial x$ ，(12E.2) 可改写成

$$\begin{aligned}\iint_{-\infty}^{\infty} Z_x e^{jq_x(z-z')} p(z, z') dz dz' &= -jq_x \sigma^2 \frac{\partial \rho}{\partial u} \exp\{q_x^2 \sigma^2 [1 - \rho(u, v)]\} \\ &= \langle Z_x e^{jq_x(z-z')} \rangle \quad (12E.3)\end{aligned}$$

类似地，可得到如下关系式：

$$\langle Z'_x e^{jq_x(z-z')} \rangle = \langle Z_x e^{jq_x(z-z')} \rangle \quad (12E.4)$$

$$\begin{aligned}\langle Z_y e^{jq_z(z-z')} \rangle &= \langle Z'_y e^{jq_z(z-z')} \rangle \\ &= -jq_z \sigma^2 \frac{\partial \rho}{\partial v} \exp\{q_z^2 \sigma^2 [1 - \rho(u, v)]\}\end{aligned}\quad (12E.5)$$

如果随机过程是各向同性的,将(12E.4)和(12E.5)用如下变量置换后,

$$\begin{aligned}u &= \xi \cos \alpha, \quad \xi = (u^2 + v^2)^{1/2} \\ v &= \xi \sin \alpha, \quad \alpha = \tan^{-1}(v/u)\end{aligned}$$

可以写成如下形式:

$$\langle Z_x e^{jq_z(z-z')} \rangle = -jq_z \sigma^2 \cos \alpha \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \exp\{q_z^2 \sigma^2 [1 - \rho(\xi)]\} \quad (12E.6)$$

$$\langle Z_y e^{jq_z(z-z')} \rangle = -jq_z \sigma^2 \sin \alpha \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \exp\{q_z^2 \sigma^2 [1 - \rho(\xi)]\} \quad (12E.7)$$

在估算平均功率积分值时,将经常应用含有贝塞尔函数 $J_n(\cdot)$ 的如下积分恒等式:

$$\int_0^\infty x^{n+1} e^{-\alpha x} J_n(\beta x) dx = \frac{\beta^n}{(2\alpha)^{n+1}} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4\alpha}\right) \quad \operatorname{Re} \alpha > 0, \operatorname{Re} n > -1 \quad (12E.8)$$

$$2\pi j^n J_n(\rho) = \int_{-\pi}^{\pi} e^{j\rho \cos \phi + jn\phi} d\phi \quad (12E.9)$$

$$\int_0^\infty x^{n+1} e^{-\alpha x} J_n(\beta x) dx = \frac{2\alpha(2\beta)^n \Gamma(n+3/2)}{\sqrt{\pi}(\alpha^2 + \beta^2)^{n+3/2}} \quad \operatorname{Re} n > -1, \operatorname{Re} \alpha > \operatorname{Im} \beta \quad (12E.10)$$

附录 12F 均方根斜度和曲率半径

令 $z(x)$ 是一随机过程,符合零均值和方差为 σ^2 的正态分布, $z(x)$ 的斜度为

$$Z_x = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{z(x + \Delta x) - z(x)}{\Delta x}$$

Z_x^2 的集合平均为

$$\begin{aligned}\langle Z_x^2 \rangle &= \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left\langle \frac{z^2(x + \Delta x) - 2z(x)z(x + \Delta x) + z^2(x)}{\Delta x^2} \right\rangle \\ &= \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\sigma^2 - 2\sigma^2 \rho(\Delta x) + \sigma^2}{\Delta x^2}\end{aligned}\quad (12F.1)$$

式中 $\rho(\Delta x)$ 是 $z(x)$ 的相关系数

为了求得(12F.1)式的极限值,将 $\rho(\Delta x)$ 于 $\Delta x = 0$ 附近展开成泰勒级数,再让 $\Delta x \rightarrow 0$, 求得斜度的方差值为

$$\begin{aligned}\langle Z_x^2 \rangle &= \sigma^2 \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1 - [1 + \rho''(0)\Delta x^2/2 + \dots]}{\Delta x^2} \\ &= -\sigma^2 \rho''(0)\end{aligned}\quad (12F.2)$$

注意 $\rho(\Delta x)$ 为一偶函数,因此 $\rho'(0) = 0$ 与 $\rho''(0)$ 为负值, $z(x)$ 的均方根斜度为

$$\langle Z_x^2 \rangle^{1/2} = [-\sigma^2 \rho''(0)]^{1/2} \quad (12F.3)$$

这个结果是与随机过程的有关定理相符合的。该定理是: 一个零均值 σ^2 方差的正态分布变量导数的分布仍是一个零均值的正态分布,但其方差变为

$$\sigma_z^2 = -\sigma^2 \rho''(0) \quad (12F.4)$$

重复应用上述随机过程的定理,可得到 $z(x)$ 二阶导数的方差为

$$\langle Z_{xx}^2 \rangle = \sigma^2 \frac{\partial^4 \rho(0)}{\partial \xi^4} \quad (12F.5)$$

式中 ξ 是相关系数的辐角。当 $\rho(\xi)$ 为高斯形状时, 即

$$\rho(\xi) = e^{-\xi^2/l^2}$$

(12F.5) 的方差化简成

$$\langle Z_{xx}^2 \rangle = \frac{12\sigma^2}{l^4} \quad (12F.6)$$

下面求平均曲率半径, 先讨论曲率的幅度表达式为

$$\begin{aligned} K(x) &= |Z_{xx}(x)[1 + Z_x^2(x)]^{-3/2}| \\ &\simeq |Z_{xx}(x)| \quad \text{当 } Z_x^2(x) \ll 1. \text{ 时} \end{aligned}$$

仍用上述定理, $Z_{xx}(x)$ 的概率密度函数为

$$\rho(Z_{xx}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle Z_{xx}^2 \rangle}} \exp\left[-\frac{Z_{xx}^2}{2\langle Z_{xx}^2 \rangle}\right]$$

因此, 曲率幅度的集合平均近似为

$$\langle |K(x)| \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |Z_{xx}| \rho(Z_{xx}) dZ_{xx} = \sqrt{\frac{2}{\pi} \langle Z_{xx}^2 \rangle} \quad (12F.7)$$

对一高斯相关系数的随机过程来说, 其 $\rho(\xi) = \exp(-\xi^2/l^2)$ 可得

$$\langle |K(x)| \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi} \left(\frac{12\sigma^2}{l^4} \right)} \simeq \frac{2.76\sigma}{l^2} \quad (12F.8)$$

我们定义平均曲率半径 Γ_c 为

$$\Gamma_c \triangleq \frac{1}{\langle |K(x)| \rangle} = \frac{l^2}{2.76\sigma} \quad (12F.9)$$

有关平均曲率半径的研究工作请参阅 Barrick (1968) 与 Fuks (1966) 的论文。

附录 12G 波动方程求解

在一均匀介质的自由区域内, 麦克斯韦方程为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E} \end{aligned}$$

因此, $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \omega^2\mu\epsilon\mathbf{E}$ 或

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0. \quad (12G.1)$$

在 x 与 y 方向上半个无限大的空间内, 将 (12G.1) 式作关于 x, y 变量的傅里叶变换。 E_x 分量的“变换对”定义为

$$\begin{aligned} \bar{E}_x(k_x, k_y, z) &= \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} E_x(x, y, z) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy \\ E_x(x, y, z) &= \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{E}_x(k_x, k_y, z) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y \end{aligned}$$

因此, 对 E_x 分量来说, (12G.1) 式的变换式为

$$\left(-k_x^2 - k_y^2 + \frac{d^2}{dz^2}\right) \bar{E}_x(k_x, k_y, z) + k^2 \bar{E}_x(k_x, k_y, z) = 0 \quad (12G.2)$$

求解 (12G.2) 式可得

$$\bar{E}_x(k_x, k_y, z) = A_x(k_x, k_y)e^{ik_x z} + A'_x(k_x, k_y)e^{-ik_x z} \quad (12G.3)$$

式中 $k_z = (k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}$, (12G.3) 的逆傅氏变换是

$$E_x(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} [A_x(k_x, k_y)e^{ik_x z} + A'_x(k_x, k_y)e^{-ik_x z}] \times \exp(jk_x x + ik_y y) dk_x dk_y \quad (12G.4)$$

由于每个场分量均可按此方法进行处理, 因此直角坐标系中每个场分量的解均可得到类似于(12G.4)式的表达式。

附录 12H 由平面电磁波算出散射系数

当散射场由平面电磁波导出如(12.72)与(12.73)表达式时, 散射系数的表达式也就可以从散射场中推导出来。

散射场场强幅度的平方平均可表达为如下形式(附录 12I):

$$\langle |E'|^2 \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} f(k_x, k_y) dk_x dk_y. \quad (12H.1)$$

令 $\Delta \langle |E'|^2 \rangle$ 是在容频带内的强度, $\Delta k_x, \Delta k_y$ 处于 k_x, k_y 之中心, 则

$$\Delta \langle |E'|^2 \rangle \simeq f(k_x, k_y) \Delta k_x \Delta k_y$$

远离受照面积 R 处放置一接收机, 其接收到的平均功率强度 P 为

$$P = (\text{接收机处单位立体角内的平均功率强度}) \times (\text{接收机对应的立体角}) \\ = \frac{\Delta \langle |E'|^2 \rangle}{\Delta \Omega} \times \frac{A \cos \theta_s}{R^2} \quad (12H.2)$$

式中 P 是对应于球面波的 $\langle E'_i \cdot E'^{*} \rangle$, 因此如果用 P 来定义散射系数得

$$\sigma^0 = 4\pi R^2 \frac{P \operatorname{Re}\{1/\eta_s^*\}}{A \operatorname{Re}\{1/\eta^*\}} \quad (12H.3)$$

式中 η_s 与 η 分别为散射场介质与入射场介质的本质阻抗, 这里入射场强度已被归一化取值为 1, 为求解 (12H.3) 式, 我们作如下的变量代换:

$$k_x = -k_s \sin \theta_s \cos \phi_s,$$

$$k_y = -k_s \sin \theta_s \sin \phi_s,$$

$$\Delta \Omega = \sin \theta_s \Delta \theta_s \Delta \phi_s,$$

$$\Delta k_x \Delta k_y = k_s^2 \sin \theta_s \cos \theta_s \Delta \theta_s \Delta \phi_s,$$

将上述关系式代入 (12H.3) 式, 对 η_s 与 η 取实数可得到

$$\sigma^0 = 4\pi R^2 \frac{f(k_x, k_y) k_s^2 \sin \theta_s \cos \theta_s \Delta \theta_s \Delta \phi_s}{A \sin \theta_s \Delta \theta_s \Delta \phi_s} \frac{A \cos \theta_s \eta}{R^2 \eta_s} \\ = 4\pi k_s^2 \cos^2 \theta_s f(k_x, k_y) \eta / \eta_s \quad (12H.4)$$

其中 $k_x = -k_s \sin \theta_s \cos \phi_s$, and $k_y = -k_s \sin \theta_s \sin \phi_s$.

附录 12I EE^* 的集合平均和散射系数

为求 EE^* 的集合平均, 首先应求 ZZ^* 的集合平均, 即

$$\langle ZZ^* \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \langle z(x, y) z(x', y') \rangle \times \exp[j(k'_x - k_x)x' + j(k'_y - k_y)y' - ik_x(x - x') - ik_y(y - y')] \times dx dy dx' dy' \quad (12I.1)$$

由于 $\langle z(x, y) z(x', y') \rangle$ 是表面相关函数。对平稳过程来说，以 $\sigma_1^2 \rho(x - x'; y - y')$ 来表示上式，其中 σ_1^2 是表面高程方差， ρ 是表面相关系数。让 $u = x - x'$ 与 $v = y - y'$ 。则 $du dv = dx dy$ ，对 x' 与 y' 进行积分可得

$$\begin{aligned} \langle ZZ^* \rangle &= \iint_{-\infty}^{\infty} \sigma_1^2 \rho(u, v) e^{-ik_x u - ik_y v} du dv \delta(k'_x - k_x) \delta(k'_y - k_y) \\ &= 2\pi \sigma_1^2 W(k_x, k_y) \delta(k'_x - k_x) \delta(k'_y - k_y) \end{aligned} \quad (12I.2)$$

式中 $W(k_x, k_y) = (1/2\pi) \iint_{-\infty}^{\infty} \rho(u, v) e^{-ik_x u - ik_y v} du dv$ 表示为相关系数的傅里叶变换。因此它是表面粗糙度的频谱。

在 12-5.3 节中，我们已得到

$$E_{pq} = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} (j2k \cos \theta \alpha_{pq} Z) f dk_x dk_y$$

式中 $Z = Z(k_x + k \sin \theta, k_y)$ ，于是

$$\langle E_{pq} E_{pq}^* \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} |2k \cos \theta \alpha_{pq}|^2 \langle ZZ^* \rangle f f^* dk_x dk_y dk'_x dk'_y \quad (12I.3)$$

将 (12I.2) 式代入 (12I.3) 式中，并对 k'_x 和 k'_y 积分得到

$$\langle E_{pq} E_{pq}^* \rangle = \frac{|2k \sigma_1 \cos \theta \alpha_{pq}|^2}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} W(k_x + k \sin \theta, k_y) dk_x dk_y \quad (12I.4)$$

将 (12I.4) 式与 (12H.1) 式相比较，可得

$$f(k_x, k_y) = |2k \sigma_1 \cos \theta \alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) / 2\pi \quad (12I.5)$$

因此，对水平极化入射平面波，由 (12H.4) 得到散射系数的通式为

$$\begin{aligned} \sigma_{pq}^0 &= 4\pi k^2 \cos^2 \theta_s f(k_x, k_y) \eta / \eta_i \\ &= 8\eta |k k_s \sigma_1 \cos \theta \cos \theta_s \alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) / \eta_i \end{aligned} \quad (12I.6)$$

在介质 1 中， $k = k_s$ ， $\eta = \eta_i$ ， $k_x = -k \sin \theta_s \cos \phi_s$ ，和 $k_y = -k \sin \theta_s \sin \phi_s$ ，而对透射系数中的散射场，则有 $k_x = k'$ ， $\eta_s / \eta = (\mu_r / \epsilon_r)^{1/2}$ ， $k_x = -k' \sin \theta'_s \cos \phi_s$ 和 $k_y = -k' \sin \theta'_s \sin \phi_s$ 。

对垂直极化入射平面波，可以给出磁场的幅值，然后再将入射场与散射场变换到电场幅值，即将磁场乘以相应的本质阻抗。在介质 1 中，入射场和散射场具有相同的本质阻抗，因此仍可应用 (12I.6) 式。然而，在透射介质中，(12I.6) 式应乘以 η_r^2 ，即

$$\sigma_{pq}^0 = 8\eta_r |k k' \sigma_1 \cos \theta \cos \theta_s \alpha_{pq}|^2 W(k_x + k \sin \theta, k_y) \quad (12.7)$$

式中

$$\eta_r = (\mu_r / \epsilon_r)^{1/2}, k_x = -k' \sin \theta'_s \cos \phi_s, \text{ and } k_y = -k' \sin \theta'_s \sin \phi_s$$

附录 12J 基本数学公式推导

12J.1 格林矢量定理

这个定理是建立一个区域内矢量场与该区域分界面上的相应量之间的关系。我们从

散度定理开始推导

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{A} dv = \oint_S \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s} \quad (12J.1)$$

式中 S 是体积 V 的分界面形成的闭合表面

令 $\mathbf{A} = \mathbf{P} \times \nabla \times \mathbf{Q}$, 于是

$$\int_V \nabla \cdot (\mathbf{P} \times \nabla \times \mathbf{Q}) dv = \oint_S (\mathbf{P} \times \nabla \times \mathbf{Q}) \cdot d\mathbf{s} \quad (12J.2)$$

由矢量恒等式

$$\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot \nabla \times \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot \nabla \times \mathbf{b}$$

可将 (12J.2) 式改写为

$$\int [(\nabla \times \mathbf{Q}) \cdot (\nabla \times \mathbf{P}) - \mathbf{P} \cdot \nabla \times (\nabla \times \mathbf{Q})] dv = \oint_S (\mathbf{P} \times \nabla \times \mathbf{Q}) \cdot d\mathbf{s} \quad (12J.3)$$

由于 \mathbf{P} 与 \mathbf{Q} 均为任意可微矢量, 按 (12J.3) 中 \mathbf{P} 与 \mathbf{Q} 互换, 可得另一恒等式:

$$\int [(\nabla \times \mathbf{P}) \cdot (\nabla \times \mathbf{Q}) - \mathbf{Q} \cdot \nabla \times (\nabla \times \mathbf{P})] dv = \oint_S (\mathbf{Q} \times \nabla \times \mathbf{P}) \cdot d\mathbf{s} \quad (12J.4)$$

取 (12J.3) 式与 (12J.4) 式的差分后所得的矢量格林定理为

$$\begin{aligned} & \int_V [\mathbf{Q} \cdot \nabla \times \nabla \times \mathbf{P} - \mathbf{P} \cdot \nabla \times \nabla \times \mathbf{Q}] dv \\ & = \oint_S [\mathbf{P} \times \nabla \times \mathbf{Q} - \mathbf{Q} \times \nabla \times \mathbf{P}] \cdot d\mathbf{s} \end{aligned} \quad (12J.5)$$

众所周知, 应用标量格林定理可求解无源区域内任意一点的场强, 并借助于该区域闭合分界面上的值及其导数来表达. 还能利用类似于 (12J.5) 这样的方程式去求矢量场. Stratton (1941) 与 Silver (1947) 都曾做过些工作, 他们都曾推导出 (12.10) 公式. Sancer (1968) 用不同的但更严格的方法推导出了与 (12.10) 式不同形式的公式.

12J.2 并矢格林函数

并矢格林函数 \mathbf{G} 是下列矢量方程式的解

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{G} - k^2 \mathbf{G} = -\mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (12J.6)$$

式中 \mathbf{I} 是单位矢量或称么矩阵, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 是 Dirac δ 函数. 将 (12J.6) 式中的旋度展开可得

$$\nabla^2 \mathbf{G} + k^2 \mathbf{G} = \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{G}) \quad (12J.7)$$

取 (12J.6) 式的散度

$$\begin{aligned} -k^2 \nabla \cdot \mathbf{G} &= -\nabla \cdot \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= -\nabla \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \end{aligned} \quad (12J.8)$$

将 (12J.8) 代入到 (12J.7) 中, 我们得到

$$\nabla^2 \mathbf{G} + k^2 \mathbf{G} = (\mathbf{I} + \nabla \nabla / k^2) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

由此方程形式得到启示, \mathbf{G} 可借助于标量格林函数 χ 来表示

$$\mathbf{G} = (\mathbf{I} + \nabla \nabla / k^2) \chi \quad (12J.9)$$

式中 χ 满足标量波动方程式

$$\nabla^2 \chi + k^2 \chi = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

12J.3 矢量场的面积分表达式

令 V 表示由表面 S 所闭合的一个无源区, 在 (12J.5) 式中, 令 \mathbf{Q} 表示电场 \mathbf{E} , \mathbf{P} 表示 $\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}$, 其中 $\hat{\mathbf{a}}$ 是一个任意常值矢量。由 (12J.6) 我们可得

$$\nabla \times \nabla \times (\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}) - k^2 \mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}} = -\hat{\mathbf{a}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (12J.10)$$

电场满足矢量波动方程

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (12J.11)$$

将 (12J.10) 与 (12J.11) 代入 (12J.5) 式中, 体积分简化为

$$\int_V [\mathbf{E} \cdot (k^2 \mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}} - \hat{\mathbf{a}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')) - (\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}) \cdot (k^2 \mathbf{E})] dV = -\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (12J.12)$$

因此, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 就由 (12J.5) 等式右边的面积分来表达。

讨论有一平面电磁波 \mathbf{E}' , 从 V 体积外区射向 S 面, (12J.12) 式对任何电场均有效, 因而当 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 代表为透射散射场时, 可得到

$$-\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{E}'(\mathbf{r}) = \int_S [(\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}) \times \nabla \times \mathbf{E}'(\mathbf{r}') - \mathbf{E}'(\mathbf{r}') \times \nabla \times (\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}})] \cdot d\mathbf{s}(\mathbf{r}') \quad (12J.13)$$

式中 ∇ 作用于 \mathbf{r}' 变量上。这表明 V 区域内的散射场可借助于 V 分界面上的值及其导数来表示。如此结果说明在 V 内的格林函数存在有源, 也说明 \mathbf{E}' 存在于 V 内。

如果我们将 (12J.12) 中的 \mathbf{E} 理解为入射场时, 那么,

$$\int_V \mathbf{E}'(\mathbf{r}') \cdot \hat{\mathbf{a}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') dV = 0$$

当格林函数的源点在 V 之内, 而入射场是在 V 之外, 则对此入射场为

$$0 = \int_S [(\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}) \times \nabla \times \mathbf{E}'(\mathbf{r}') - \mathbf{E}'(\mathbf{r}') \times \nabla \times (\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}})] \cdot d\mathbf{s}(\mathbf{r}') \quad (12J.14)$$

由 (12J.14) 加上 (12J.13), 有可能表达总场强, 即用 $\mathbf{E}' + \mathbf{E}''$ 来表达 $\mathbf{E}'(\mathbf{r}')$ 的值。应该强调的是, 如果当 $\nabla \times (\mathbf{E}' + \mathbf{E}'')$ 是一个近似结果, 或者面积分的被积函数是一个近似结果, 则有可能发生 (12J.14) 式并不趋于零。在此情况下, 由 (12J.13) 式面积分中的 \mathbf{E}' 就不能用总场强来代替。

如果我们将 (12J.12) 式中的 \mathbf{E} 理解为 S 面外的散射场时, 则可很方便地分别将 V_∞ 和 $S + S_\infty$ 代入 (12J.5) 式中, V_∞ 和 $S + S_\infty$ 的涵义如图 12J.1 所示。类似于 (12J.12) 式, 对 V_∞ 求体积分得到 $-\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{E}'(\mathbf{r})$, 其中 \mathbf{r} 是在 V_∞ 之内。当 S_∞ 趋于无穷大时, (12J.5) 对 S_∞ 的面积分趋于零, 因为在无穷远处的散射场完全为零。参考 (12J.13) 式将 V_∞ 代替 V , 把单元表面法向射于 S 面时, 可得到

$$\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{E}'(\mathbf{r}) = \int_S [(\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}) \times \nabla \times \mathbf{E}'(\mathbf{r}') - \mathbf{E}'(\mathbf{r}') \times \nabla \times (\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}})] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS(\mathbf{r}') \quad (12J.15)$$

12J.4 面积分的化简

方程式 (12J.15) 是用并矢格林函数表达的面积分式。我们还可以用标量格林函数来表达面积分式。首先注意如下两个关系式:

$$\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{G} = \mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}} \quad \text{因为 } \mathbf{G} \text{ 是对称的;} \quad (12J.16)$$

$$\nabla \times (\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{a}}) = \nabla \times [\hat{\mathbf{a}} + \hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \nabla / k^2] \chi$$

$$= \nabla \times (\hat{\mathbf{a}} \chi) \quad (12J.17)$$

$$= \nabla \chi \times \hat{\mathbf{a}}$$

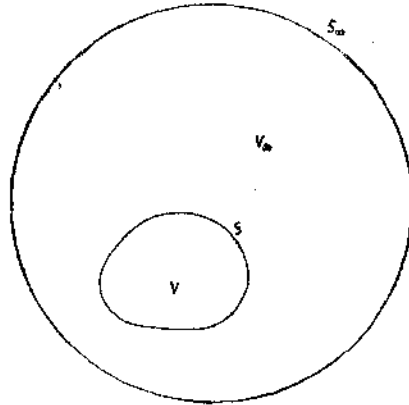


图 12J.1 描绘格林第二定理的几何关系图

这样, (12J.15) 的被积式可改写为

$$\begin{aligned} & (\hat{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{G}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}') \times \hat{\mathbf{n}} - \mathbf{E}' \times (\nabla \chi \times \hat{\mathbf{a}}) \cdot \hat{\mathbf{n}} \\ &= -\hat{\mathbf{a}} \cdot [\mathbf{G} \cdot \hat{\mathbf{n}} \times \nabla \times \mathbf{E}' + (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \nabla \chi] \\ &= -\hat{\mathbf{a}} \cdot [(\mathbf{I} + \nabla \nabla / k^2) \chi \cdot \hat{\mathbf{n}} \times \nabla \times \mathbf{E}' + (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \nabla \chi] \\ &= -\hat{\mathbf{a}} \cdot [\hat{\mathbf{n}} \times (-j\omega\mu\mathbf{H}') \chi - j\omega\mu \nabla \nabla \chi \\ & \quad \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}') / k^2 + (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \nabla \chi] \end{aligned} \quad (12J.18)$$

上式中间一项的面积分可作如下化简, 加上与减去一个 $\nabla \chi \hat{\mathbf{n}} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}')$, 得

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{j}{\omega\epsilon} \left\{ \int \hat{\mathbf{a}} \cdot [\nabla \nabla \chi \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}') - \nabla \chi \hat{\mathbf{n}} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}')] ds \right. \\ & \quad \left. + \int \hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi \hat{\mathbf{n}} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}') ds \right\} \end{aligned} \quad (12J.19)$$

而 (12J.9) 式中第一个被积值可利用如下的矢量恒等式来化简:

$$\begin{aligned} \nabla(\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) &= (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla) \nabla \chi + (\nabla \chi \cdot \nabla) \hat{\mathbf{a}} + \hat{\mathbf{a}} \times (\nabla \times \nabla \chi) \\ & \quad + \nabla \chi \times (\nabla \times \hat{\mathbf{a}}) \\ &= (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla) \nabla \chi \end{aligned}$$

$$\nabla \times [(\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \mathbf{H}'] = (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) (\nabla \times \mathbf{H}') + \nabla(\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \times \mathbf{H}'$$

因而,

$$\begin{aligned} & (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla) \nabla \chi \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}') - (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \hat{\mathbf{n}} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}') \\ &= -\nabla(\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \cdot (\mathbf{H}' \times \hat{\mathbf{n}}) - (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) (\nabla \times \mathbf{H}') \cdot \hat{\mathbf{n}} \\ &= -[\nabla(\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \times \mathbf{H}' + (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \nabla \times \mathbf{H}'] \cdot \hat{\mathbf{n}} \\ &= -[\nabla \times (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla \chi) \mathbf{H}'] \cdot \hat{\mathbf{n}} \end{aligned} \quad (12J.20)$$

(12J.20) 式表明, 当 S 是开口曲面时, (12J.19) 式中的第一项积分式具有 Stokes 定理的形式, 它能转变成线积分。然而, 如果 S 曲面是闭合的, 则该线积分的总长度为零, 因此

只存在 (12J.19) 式的第二项积分, 又由于 $\nabla \times \mathbf{H}' = j\omega\epsilon\mathbf{E}'$, 我们得到

$$I_0 = -\hat{\mathbf{a}} \cdot \int \nabla\chi(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}') ds \quad (12J.21)$$

因此, 在闭合面 S 上的任意点, 其 \mathbf{E}' 与 \mathbf{H}' 不为零, 将 (12J.18) 式代入 (12J.15) 式, 并将 (12J.18) 式中的中间项用 (12J.21) 式来代替, 可推导出

$$\mathbf{E}'(\mathbf{a}) = \oint_S [j\omega\mu(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}')\chi - (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \nabla\chi - \nabla\chi(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}')] ds \quad (12J.22)$$

另一方面, 当 S 面上仅只有一部分 \mathbf{H}' 与 \mathbf{E}' 不为零, 也即表面 S 系一个开口曲面那样, 这时 I_0 就不能选用 (12J.21) 式, 而可用下式来代替, 即

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{-j}{\omega\epsilon} \int \nabla \times (\hat{\mathbf{a}} \cdot \nabla\chi)\mathbf{H}' \cdot \hat{\mathbf{n}} ds - \hat{\mathbf{a}} \cdot \int \nabla\chi(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}') ds \\ &= -\hat{\mathbf{a}} \cdot \left\{ \frac{j}{\omega\epsilon} \oint \nabla\chi\mathbf{H}' \cdot d\mathbf{l} + \int \nabla\chi(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}') ds \right\} \end{aligned} \quad (12J.23)$$

这就是说, 对于开口的曲面, 这该在 (12J.22) 式的基础上, 再附加一项线积分, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'(\mathbf{r}) &= \int_S [j\omega\mu(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}')\chi - (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \nabla\chi - \nabla\chi(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}')] ds \\ &\quad - \frac{j}{\omega\epsilon} \oint \nabla\chi\mathbf{H}' \cdot d\mathbf{l} \end{aligned} \quad (12J.24)$$

在 (12J.24) 和 (12J.22) 式中, 运算符 ∇ 仅作用于积分变量 \mathbf{r}' 上.

12J.5 远区散射场

标量格林函数能写成

$$\chi = -\frac{\exp(-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

我们用 \mathbf{r} 表示待求场点位置, \mathbf{r}' 表示源点位置, 则在远区条件下, 上式分母中的 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx |\mathbf{r}| = r$, 而上式相位中的 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx r - \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'$, 因而

$$\chi \approx -\frac{\exp(-jk r + j\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}')}{4\pi r} \quad (12J.25)$$

$$\begin{aligned} \nabla\chi &= -\frac{e^{-jk r}}{4\pi r} \nabla(e^{j\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'}) \\ &= -\frac{j\mathbf{k}}{4\pi r} \exp(-jk r + j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}') \end{aligned} \quad (12J.26)$$

式中 $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{r}}$.

将 (12J.25) 与 (12J.26) 式代入 (12J.24), 即可得远场表达式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'(\mathbf{r}) &= \frac{j e^{-jk r}}{4\pi r} \int_S [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \mathbf{k} - \omega\mu(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}') + \mathbf{k}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}')] e^{j\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'} ds \\ &\quad - \frac{e^{-jk r}}{4\pi r \omega\epsilon} \mathbf{k} \oint e^{j\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'} \mathbf{H}' \cdot d\mathbf{l} \end{aligned} \quad (12J.27)$$

为表明 (12J.27) 仍可归结为 (12J.10) 式形式, 用 Stokes 定理来化简 (12J.27) 式中的最后一项.

$$\begin{aligned}
\oint e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \mathbf{H}' \cdot d\mathbf{l} &= \int_V \nabla \times (\mathbf{H}' e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}) d\mathbf{s} \\
&= \int_V [(\nabla e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}) \times \mathbf{H}' + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \nabla \times \mathbf{H}'] d\mathbf{s} \\
&= \int_V [i\mathbf{k} \times \mathbf{H}' + j\omega\epsilon \mathbf{E}'] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} d\mathbf{s} \quad (12J.28)
\end{aligned}$$

将 (12J.28) 式代替 (12J.27) 中最后一项, 我们可得

$$\frac{j e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{4\pi r} \left[\frac{\mathbf{k}(\mathbf{k} \times \mathbf{H}' \cdot \hat{\mathbf{n}})}{\omega\epsilon} + \mathbf{k}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}') \right] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} d\mathbf{s} \quad (12J.29)$$

再将 (12J.29) 代入 (12J.27) 式, 化简得

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}'(\mathbf{r}) &= \frac{j e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{4\pi r} \left\{ (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') \times \mathbf{k} - \omega\mu(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}') \right. \\
&\quad \left. + [\mathbf{k} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{H}')] \mathbf{k} / \omega\epsilon \right\} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} d\mathbf{s} \\
&= K \hat{\mathbf{r}} \times \left\{ [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}') - \hat{\mathbf{r}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}')] \eta \right\} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} d\mathbf{s} \quad (12J.30)
\end{aligned}$$

式中 $K = -j k e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} / 4\pi r$, $\hat{\mathbf{r}}$ 表示指向观察者方向的单位矢量。

附录 12K 遮蔽函数

为便于参考, 将由 Smith (1967) 和 Wagner (1966) 推导出的遮蔽函数列于此附录中。Smith 给出了遮蔽函数的两种形式。表面上的一点不被遮蔽的概率为 $S(\theta)$, 它与表面高程及斜度无关, $S(\theta)$ 为

$$S(\theta) = \left[1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\cot\theta}{\sqrt{2m}} \right) \right] [1 + f(\theta, m)]^{-1} \quad (12K.1)$$

式中

$$f(\theta, m) = \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{m}{\cot\theta} \exp \left(-\frac{\cot^2\theta}{2m^2} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{\cot\theta}{\sqrt{2m}} \right) \right\}$$

m = 均方根斜度

θ = 入射角

erfc = 误差函数的余集

在驻留相位近似下, 适用于基尔霍夫理论的遮蔽函数称为 $R(\theta)$, 它被定义为表面上那一点不被遮蔽的条件概率。而遮蔽给出是由于它的本地斜度垂直于入射波束的缘故, 即

$$R(\theta) = [1 + f(\theta, m)]^{-1} \quad (12K.2)$$

Wagner 给出的遮蔽函数 $S(\theta)$ 为

$$S(\theta) = \frac{1}{2} [1 + \operatorname{erf}(V)] \frac{1 - e^{-F}}{F} \quad (12K.3)$$

式中

$$V = \frac{\cot\theta}{\sqrt{2m}}$$

$$F = \frac{1}{2} \left\{ \frac{e^{-3V^2/8}}{\sqrt{3\pi}V} + \frac{e^{-V^2}}{\sqrt{\pi}V} - \operatorname{erfc}(V) \right\}$$

$\text{erf}(V)$ = 误差函数

而 Wagner 给出的遮蔽函数 $R(\theta)$ 为

$$R(\theta) = \frac{2S(\theta)}{1 + \text{erf}(V)} \quad (12K.4)$$

附录 12L 利用表面相关系数 $\rho = (1 + \xi^2/l^2)^{-1.5}$ 对 (12.55b) 和 (12.58b) 式求值

高斯型面相关函数是比较容易变换的, 但本节讨论的面相关函数形式更具有现实意义. 为便于比较, 本节将推导出在该面相关函数下, 与 (12.55a) 和 (12.58a) 式相类似形式的后向散射系数表达式, 还将阐述这里给出的面相关函数与高斯型相关函数之间的关系. 当表面高程标准离差值增大时, 两者均趋近于驻留相位解. 此外, 还列表说明了在该面相关函数条件下, 散射系数的能量守恒特性.

12L.1 散射系数

由 (12.55b) 式, 面相关函数呈现在非相干散射系数的被积函数中,

$$\begin{aligned} I_s &= \iint_{-\infty}^{\infty} \rho^n \exp[jq_x u + jq_y v] dudv \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{\xi^2}{l^2}\right)^{-1.5n} J_0(q_t \xi) \xi d\xi \end{aligned} \quad (12L.1)$$

式中 $q_t = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$. 由 Gradshteyn 和 Ryzhik (1965) 推导出

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} (\xi^2 + l^2)^{-(\mu+1)} J_\nu(q_t \xi) \xi^{\nu+1} d\xi &= \frac{2^{-\mu}}{\Gamma(\mu+1)} l^{\nu-\mu} q_t^\mu K_{\nu-\mu}(lq_t) \\ &\quad -1 < \text{Re}\{\nu\} < \text{Re}\{2\mu + 1.5\}, \\ &\quad l > 0, \quad q_t > 0 \end{aligned}$$

式中 $\Gamma(\mu+1)$ 是 γ 函数, K_ν 是虚数幅角部分的贝塞尔函数, 将上述积分恒等式代入 (12L.1) 中, 并令 $\nu = 0$, $\mu = 1.5n - 1$, 可得

$$I_s = \frac{2^{1-\mu} \pi l^2}{\Gamma(\mu+1)} (lq_t)^\mu K_{-\mu}(lq_t) \quad (12L.2)$$

将 (12L.2) 代入 (12.55b) 式, 得到

$$\sigma_{pa_n} = \left(\frac{1}{2} a_0 |k_t l|\right)^2 \exp(-q_t^2 \sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q_t^2 \sigma^2)^n}{(n!n)} f(n, lq_t) \quad (12L.3)$$

式中 $f(n, lq_t) = [2^{1-\mu} n(lq_t)^\mu / \Gamma(\mu+1)] K_{-\mu}(lq_t)$. 请注意, 如果我们将 (12.55a) 式中的 $\exp[-(q_t l)^2/4n]$ 变换为 $f(n, lq_t)$, 则由 (12.55a) 式可立即求得 (12L.3) 式.

用相类似方法对 (12.58b) 求值, 面相关函数呈现在散射系数被积值的斜度项中:

$$\begin{aligned} I_s &= \iint_{-\infty}^{\infty} \text{Re} \left\{ a_0 \left(a_i^* \frac{\partial \rho}{\partial u} + a_i^* \frac{\partial \rho}{\partial v} \right) \right\} \rho^* e^{jq_x u + jq_y v} dudv \\ &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \text{Re} \{ a_0 (a_i^* \cos \phi + a_i^* \sin \phi) \} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \rho^* \end{aligned}$$

$$\times \exp[iq_t \xi \cos(\phi - \phi_0)] \xi d\phi d\xi$$

式中 $\cos \phi_0 = q_x/q_t$, 经 $\alpha = \phi - \phi_0$ 变量置换, 并对 α 求积, 可得

$$I_t = \operatorname{Re} \left\{ a_0 \frac{a_1^* q_x + a_2^* q_y}{q_t} \right\} 2\pi j \int_0^\infty \rho^n \frac{\partial \rho}{\partial \xi} J_1(q_t \xi) \xi d\xi \quad (12L.4)$$

将 $\rho = (1 + \xi^2/l^2)^{-1.5}$ 代入 (12L.4) 式, (12L.4) 式中的积分式可化简为

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \left(1 + \frac{\xi^2}{l^2}\right)^{-1.5n} \left[\frac{-3\xi}{l^2(1 + \xi^2/l^2)^{2.5}} \right] J_1(q_t \xi) \xi d\xi \\ &= -3l^{2(n+1)} \int_0^\infty (l^2 + \xi^2)^{-(2.5+1.5n)} J_1(q_t \xi) \xi^2 d\xi \\ &= -3l^{2(n+1)} \frac{2^{-\mu}}{\Gamma(\mu+1)} l^{-\mu} q_t^\mu K_{1-\mu}(lq_t) \end{aligned}$$

式中 $\mu = 1.5(n+1)$, 当 I_t 一旦求出, 由 (12.58b) 便可求出斜度项所引起的散射系数, 即

$$\begin{aligned} \sigma_{r,q_s} &= -3(k_1 \sigma)^2 q_s l \exp(-q_s^2 \sigma^2) \operatorname{Re} \left\{ a_0 \frac{a_1^* q_x + a_2^* q_y}{q_t} \right\} \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q_s^2 \sigma^2)^{n-\mu}}{n! \Gamma(\mu+1)} (lq_t)^n K_{1-\mu}(lq_t) \end{aligned} \quad (12L.5)$$

为了更明显地比较 (12L.5) 与 (12.58a) 之间的差别, 写成如 (12L.3) 式中 $f(n, lq_t)$ 那样的形式应重新整理 (12L.5) 式. 令 $m = n+1$; 则

$$\mu = 1.5(n+1) = 1.5m = (1.5m - 1) + 1 \triangleq \rho + 1$$

(12L.5) 式中的求和项可改写成

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{(q_s^2 \sigma^2)^{m-1} (lq_t)^{\rho+1}}{(m-1)! 2^{\rho+1} \Gamma(\rho+2)} K_{-\rho}(lq_t) \quad (12L.6)$$

$$\Gamma(\rho+2) = (\rho+1)\Gamma(\rho+1) = 1.5m\Gamma(\rho+1) \quad (12L.7)$$

将 (12L.6) 与 (12L.7) 式代入 (12L.5) 式中

$$\begin{aligned} \sigma_{r,q_s} &= -(k_1 \sigma l)^2 (q_s/2) \exp(-q_s^2 \sigma^2) \operatorname{Re} \{ a_0 (a_1^* q_x + a_2^* q_y) \} \\ &\quad \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(q_s^2 \sigma^2)^{m-1}}{m! m} f(m, lq_t) \end{aligned} \quad (12L.8)$$

式中 $f(m, lq_t) = [2^{1-\rho} m (lq_t)^\rho / \Gamma(\rho+1)] K_{-\rho}(lq_t)$ 和 $\rho = 1.5m - 1$. 比较 (12L.8) 式与 (12.58a) 式可见, 如将 $\exp[-(q_x^2 + q_y^2)l^2/4n]$ 变换为 $f(m, lq_t)$, 则由 (12.58a) 式立即可求得 (12L.8) 式.

由 (12L.3) 和 (12L.8) 两式结果可以推论, 透射介质中的散射系数同样可由 (12.65), (12.66) 和 (12.67) 三式直接导出, 只要将 (12.66) 与 (12.67) 两式中的 $\exp[-(q_x^2 + q_y^2)l^2/4n]$ 因子用 $f(n, lq_t)$ 来替代即可.

12L.2 修正贝塞尔函数 $K_\nu(z)$

由 Gradshteyn 和 Ryzhik (1965) 所定义的修正贝塞尔函数 $K_\mu(lq_t)$ 为

$$K_\mu(lq_t) = \frac{j\pi}{2} e^{j\mu\pi/2} H_\mu^{(1)}(jlq_t)$$

式中 $H_\mu^{(1)}$ 是汉格尔函数, 也即第三类贝塞尔函数, 它是由第一类贝塞尔函数 J_μ 与第二

类贝塞尔函数 N_μ (也称 Neumann 函数)所决定的

$$H_\mu^{(1)}(z) = J_\mu(z) + iN_\mu(z)$$

$K_n(z)$ 级数的表达式是

$$\begin{aligned} K_n(z) = & (-1)^{n+1} I_n(z) \ln(cz/2) \\ & + \frac{1}{2} (-1)^n \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(z/2)^{n+2l}}{l!(n+l)!} \left(\sum_{k=1}^l \frac{1}{k} + \sum_{k=1}^{n+l} \frac{1}{k} \right) \\ & + \frac{1}{2} \sum_{l=0}^{n-1} \frac{(-1)^l (n-l-1)!}{l!} \left(\frac{z}{2} \right)^{2l-n} \end{aligned} \quad (12L.9)$$

式中

$$I_\nu(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! \Gamma(\nu + k + 1)} \left(\frac{z}{2} \right)^{\nu+2k}$$

$c = 0.57721$

高阶 $K_\mu(\mu z)$ 函数的渐近表达式为:

$$K_\mu(\mu z) \simeq \left(\frac{\pi}{2\mu} \right)^{1/2} \frac{e^{-\mu\eta}}{(1+z^2)^{1/4}} \quad (12L.10)$$

式中

$$e^{-\mu\eta} = \left(\frac{z}{1+(1+z^2)^{1/2}} \right)^{-\mu} \exp[-\mu(1+z^2)^{1/2}]$$

对 (12L.3) 式中的 $f(n, lq_r)$ 求值。当 $K_\mu(z)$ 的阶数很高时,将遇到大值,因此可用渐近式来表达 $f(n, lq_r)$ 值。令 $lq_r = \mu z$, 并引用 Stirling 公式:

$$\Gamma(\mu + 1) \simeq (2\pi\mu)^{1/2} \mu^\mu e^{-\mu}$$

应用上述各关系式, $f(n, \mu z)$ 可写成

$$\begin{aligned} f(n, \mu z) & \simeq \frac{n(\mu z)^\mu}{2^{\mu-1} (2\pi\mu)^{1/2} \mu^\mu e^{-\mu}} \\ & \times \left(\frac{\pi}{2\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1+(1+z^2)^{1/2}}{z} \right)^\mu \frac{e^{-\mu(1+z^2)^{1/2}}}{(1+z^2)^{1/4}} \\ & = \frac{n[1+(1+z^2)^{1/2}]^\mu \exp[\mu(1-\sqrt{1+z^2})]}{2^\mu \mu (1+z^2)^{1/4}} \end{aligned} \quad (12L.11)$$

式中 μ 假设大于 15.

12L.3 其它求解法的比较

图 12 L.1 表示了用 (12L.3) 与 (12L.8) 式计算得到的后向散射系数和由 (12.45) 式驻留相位法求解得到的后向散射系数。所比较的各曲线参数是 $k\sigma$ 由 0.5 增加到 4.0, 均方根斜度保持常数。正如所预料的那样,当 $k\sigma$ 超过 2.0 后,两者非常一致。为了检验选择不同面相关函数形式的效应,图 12 L.2 画出了由高斯面相关函数所决定的(12.55a)与 (12.58a) 式后向散射系数的特性。将图 12L.1 与图 12L.2 相比较可见,也是 $k\sigma$ 值增大到与图 12L.1 差不多大的时候,高斯相关的后向散射系数求解值与驻留相位法求解值相同。这也是在预料之中的,因为当 $k\sigma$ 值足够大时,后向散射系数与面相关函数的形式应是无关的。

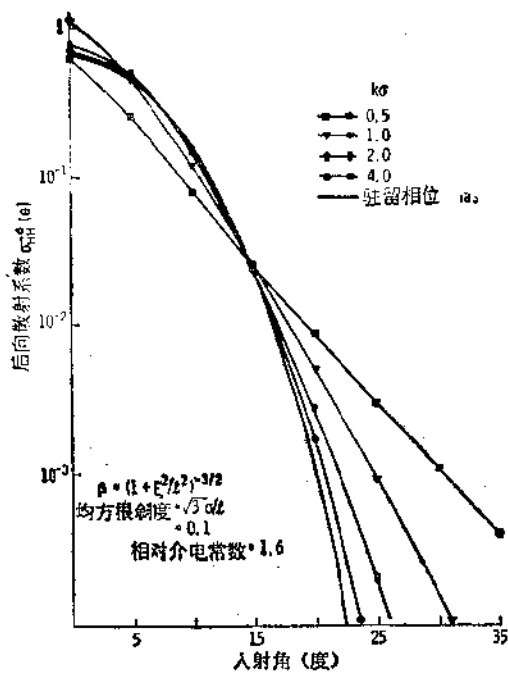


图 12L.1 由 (12.45) 式决定的驻留相位法和相关函数为 $\rho(\xi) = \exp(-\xi^2/l^2)^{-1/2}$ 的标量近似法求解后向散射系数的比较

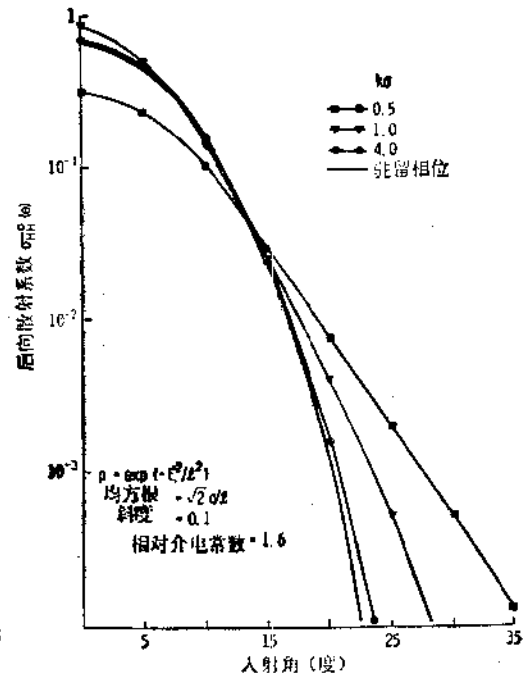


图 12L.2 由 (12.45) 式决定的驻留相位法和相关函数为 $\rho(\xi) = \exp(-\xi^2/l^2)$ 的标量近似法求解后向散射系数的比较

当选择不同的面相关函数时，能量守恒特性的比较如表 12L.1 和 12L.2 所示。除了 $kl = 8.57$ 以外，表 12L.1 与正文中表 12.1 任取的参数均相同， kl 值之所以要改变，目的是为了使其均方根斜度两者保持一致。同样的道理，除了 $kl = 8.57$ 之外，表 12L.2 也与正文中表 12.3 所取参数均相同。这些表格相比较后可以看出，虽然采用了不同的面相关函数特性，但它们的能量守恒特性并没有明显的差别。此外，由于仅在高频范围内 Smith 所推导的遮蔽函数才是精确的，因此驻留相位近似法所获得的能量守恒结果为更理想一点。

表 12L.1 当 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 7.0$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_{1z} = 0.8$, $kl = 8.57$ 与 $m = \sqrt{3}(\sigma/l) = 0.1616$ 时，能量守恒特性的比较

入射角 (deg)	驻留相位法		标量近似法	
	S_v	S_A	S_v	S_A
1	1.000	1.000	0.9551	0.9551
10	1.000	1.000	0.9908	0.9903
20	1.000	1.000	0.9764	0.9750
30	1.000	1.000	0.9691	0.9665
40	1.000	1.000	0.9750	0.9682
50	1.000	1.000	0.9791	0.9667
60	0.998	0.984	0.9777	0.9701
70	0.989	0.964	0.9728	1.006
80	0.978	0.961	0.93151	1.0450
85	0.996	1.000	0.80241	0.9182

表 12L-2 当 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1.6$, $\mu_2/\mu_1 = 1$, $k_1 d = 1.23$, $k_2 l = 3.57$

和 $m = \sqrt{3}(\sigma/l) = 0.2485$ 时, 能量守恒特性的比较

入射角 (deg)	驻留相位法		标量近似法	
	S_0	S_A	S_0	S_A
1	0.994	0.994	0.9834	0.9834
10	1.000	1.000	0.9829	0.9827
20	0.999	0.999	0.9769	0.9762
30	0.999	0.999	0.9672	0.9657
40	0.999	0.999	0.9538	0.9514
50	0.996	0.991	0.9376	0.9343
60	0.985	0.980	0.9186	0.9174
70	0.979	0.972	0.8888	0.9070
80	0.981	0.978	0.8226	0.8897
85	0.999	0.999	0.7221	0.7885

参 考 文 献

第 七 章

- Beckmann, P. (1967), *Probability in Communication Engineering*, Harcourt, Brace, and World, New York, p. 122.
- Berkowitz, R. S. (1965), *Modern Radar: Analysis, Evaluation, and System Design*, John Wiley & Sons, New York, p. 417.
- Cook, C. E., and M. Beranfield (1967), *Radar Signals: An Introduction to Theory and Application*, Academic Press, New York.
- Davenport, W. B. Jr., and W. L. Root (1958), *Introduction to Random Signals and Noise*, McGraw-Hill Book Company, New York.
- DiFranco, J. V., and W. L. Rubin (1968), *Radar Detection*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Rice, S. O. (1944-45), Mathematical Analysis of Random Noises, *Bell Sys. Tech. J.*, 23, pp. 282-352; 24, pp. 46-156.
- Skolnik, M. I. (1970), *Radar Handbook*, McGraw-Hill, New York.
- Skolnik, M. I. (1980), *Introduction to Radar Systems*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York.
- Slater, P. N. (1980), *Remote Sensing: Optics and Optical Systems*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts.
- Woodward, P. M. (1953), *Probability and Information Theory, with Applications to Radar*, Pergamon Press, Oxford, England.

第 八 章

- Bush, T. F., and F. T. Ulaby (1978), An Evaluation of Radar as a Crop Classifier, *Remote Sensing of Environment*, 7, pp. 15-36.
- Carlson, G. E. (1973), An Improved Single Flight Technique for Radar Stereo, *IEEE Trans. on Geoscience Electronics*, GE-11, pp. 199-207.
- Cosgriff, R. L., W. H. Peake, and R. C. Taylor (1960), Terrain Scattering Properties for Sensor System Design (Terrain Handbook II), Engineering Experiment Station Bulletin 181, 29, Ohio State University, Columbus, Ohio.
- Di Capito, G. R., and J. E. Wasielewski (1976), Radar, Image Processing, and Interpreter Performance, *Photogram. Engr. and Remote Sensing*, 52, pp. 1043-1047.
- Dobson, M. C., and F. T. Ulaby (1981), Microwave Backscatter Dependence on Surface Roughness, Soil Moisture and Soil Texture: Part III—Soil Tension, *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, GE-19, pp. 51-61.
- Hardy, N. E., J. C. Coiner, and W. O. Lockman (1971), Vegetation Mapping with Side-Looking Airborne Radar: Yellowstone National Park, *AGARD Conference Proceedings No. 90 on Propagation Limitations in Remote Sensing*, NATO AGARD, CP-90-71, Neuilly-sur-Seine, France, pp. 11-1 to 11-9.
- Lewis, R. W. (1972), Mixed Integration Processing of Synthetic Aperture Radar Data, U.S. Air Force Avionics Lab., Rep. AFAL-TR-72-215.
- MacDonald, H. C. (1969), Geologic Evaluation of Radar Imagery from Darien Province, Panama, *Modern Geology*, 1, pp. 1-62.
- MacDonald, H. C., J. N. Kirk, L. F. Dellwig, and A. J. Lewis (1969), The Influence of Radar Look-Direction on the Detection of Selected Geological Features, *Proceedings Sixth Symposium on Remote Sensing of Environment*, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan, pp. 637-650.
- Mitchel, R. H. (1974), SAR Image Quality Analysis Model, Ph.D. dissertation, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan.
- Mitchell, R. L. (1974), Models of Extended Targets and Their Coherent Radar Images, *Proc. IEEE*, 62, pp. 754-758.
- Moore, R. K., W. P. Waite, and J. W. Rouse, Jr. (1969), Panchromatic and Polypanchromatic Radar, *Proc. IEEE*, 57, pp. 590-593.

- Moore, R. K., A. Eichel, M. Weilert, and F. Schlude (1975), An Inexpensive Sidelooking Radar with a Novel Display, *Proc. IEEE Intl. Radar Conference*, Arlington, Virginia, 21-23 April, pp. 522-525.
- Moore, R. K. (1979), Tradeoff Between Picture Element Dimensions and Noncoherent Averaging in Side-Looking Airborne Radar, *IEEE Trans. on Aerospace and Electronics Systems*, AES-15, pp. 697-708.
- Moore, R. K., K. A. Soofi, and S. M. Purduski (1980), A Radar Clutter Model: Average Scattering Coefficients of Land, Snow and Ice, *IEEE Trans. on Aerospace and Electronics Systems*, AES-16, pp. 783-799.
- Morain, S. A., and D. S. Simonett (1967), K-Band Radar in Vegetation Mapping, *Photogramm. Engr.*, 33, pp. 730-740.
- Schaber, G. G., G. L. Berlin, and W. E. Brown, Jr. (1976), Variations in Surface Roughness within Death Valley, California: Geologic Evaluation of 25-cm Wavelength Radar Images, *Geologic Society American Bulletin*, 87, pp. 29-41.
- Skolnik M. I. (1980). *Introduction to Radar Systems*, McGraw-Hill, New York, p. 432.
- Thomann, G. C. (1970), Panchromatic Illumination for Radar: Acoustic Simulation of Panchromatic Radar, Ph.D. dissertation, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Ulaby, F. T. (1980), Vegetation Clutter Model, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, AP-18, pp. 538-545.
- Waite, W. P. (1970), Broad-Spectrum Electromagnetic Backscatter, Ph.D. dissertation, University of Kansas, Lawrence, Kansas.

第九章

- Harger, R. O. (1970), *Synthetic Aperture Radar Systems, Theory and Design*, Academic Press, New York.
- Moore, R. K., W. P. Waite, and J. W. Rouse, Jr. (1969), Panchromatic and Polypanchromatic Radar, *Proc. IEEE*, 57, pp. 590-593.
- Moore, R. K., and G. C. Thomann (1971), Imaging Radars for Geoscience Use, *IEEE Trans. on Geoscience Electronics*, GE-9, pp. 155-164.
- Moore, R. K. (1979), Tradeoff Between Picture Element Dimensions and Noncoherent Averaging in Side-Looking Airborne Radar, *IEEE Trans. on Aerospace and Electronics Systems*, AES-15, pp. 697-708.
- Moore, R. K., J. P. Claassen, and Y. H. Lin (1981), Scanning Spaceborne Synthetic Aperture Radar with Integrated Radiometer, *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, AES-17, pp. 697-708.
- Roberts, J. B. G., R. Eames, D. V. McCaughan, and R. F. Simons (1976), A Processor for Pulse-Doppler Radar, *IEEE Trans. Electronic Devices*, ED-23, pp. 168-172.
- Wiley, C. A. (1967), personal communication.
- Burenin, N. I. (1972), *Радиолокационные станции с синтезированной антенной*, Soviet Radio, Moscow. English translation: Radars with Synthesized Antenna 1973, NTIS # JPRS 59391.
- Harger, R. O. (1970), *Synthetic Aperture Radar Systems, Theory and Design*, Academic Press, New York.
- Hovanessian, S. A. (1980), *Introduction to Synthetic Array and Imaging Radars*, Artech House, Dedham, Massachusetts.
- Kovaly, J. J. (1976), *Synthetic Aperture Radar* (collection of papers), Artech House, Dedham, Massachusetts.
- Reutov, A. P., and B. A. Mikhaylov (1970), *Радиолокационные станции бокового обзора*, Soviet Radio Moscow, English translation: *Lateral-Coverage Radar Stations* (1974), NTIS #AD 787 070.

第十章

- Blacksmith, P., Jr., R. E. Hiatt, and R. B. Mack (1965), Introduction to Radar Cross-Section Measurements, *Proc. IEEE*, 53, pp. 901-920.
- Bradley, G. A. (1971), Remote Sensing of Ocean Winds Using a Radar Scatterometer, Ph.D. dissertation, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Buckley, E. F. (1960), Stepped-Index Luneberg Lenses, *Electron. Design*, 8, pp. 86-89.

- Claassen, J., and A. K. Fung (1977), The Theory and Measurement of Noncoherent Microwave Scattering Parameters, *IEEE Trans. Antennas and Prop.*, AP-25, pp. 813-822.
- Cosgriff, R. L., W. H. Peake, and R. C. Taylor (1960), Terrain Scattering Properties for Sensor System Design (Terrain Handbook II). Engineering Experiment Station Bulletin 181, 29, Ohio State University, Columbus, Ohio.
- Croney, J., and W. D. Delany (1963), A New Type of Omniazimuthal Radar-Echo Enhancer, *Microwave J.*, 6, March, pp. 105-109.
- de Loor, G. P., A. A. Jurriens, and H. Gravesteijn (1974), The Radar Backscatter from Selected Agricultural Crops, *IEEE Trans. on Geoscience Electronics*, GE-12, pp. 70-77.
- Hanley, W. R. (1972), Analysis of S-193 Microwave Radiometer/Scatterometer for SKYLAB, Ph.D. dissertation, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Johnson, J. W., L. A. Williams, Jr., E. M. Bracalente, F. B. Beck, and W. L. Grantham (1980), Seasat-A Satellite Scatterometer Instrument Evaluation, *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-5, pp. 138-144.
- Jones, W. L., L. C. Schroeder, and J. L. Mitchell (1977), Aircraft Measurements of the Microwave Scattering Signature of the Ocean, *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, AP-25, pp. 52-61.
- Kerr, D. E., and H. Goldstein (1951), Radar Targets and Echoes, Chapter 6 in *Propagation of Short Radio Waves*, D. E. Kerr, ed., McGraw-Hill Book Company, New York, pp. 457-458.
- Lewis, B. L. (1965), Extended Coverage Corner Reflector, *Proc. IEEE*, 53, p. 734.
- Lunberg, R. K. (1944), Mathematical Theory of Optics (lecture notes, Brown University, Providence, Rhode Island); published by the University of California Press, Berkeley (1964).
- Moore, R. K., and C. S. Williams, Jr. (1957), Radar Return at Near Vertical Incidence, *IRE Proc.*, 45, pp. 228-238.
- Moore, R. K., and F. T. Ulaby (1969), The Radar Radiometer, *Proc. IEEE*, 57, pp. 587-590.
- Moore, R. K., and W. P. Waite (1973), Octave Bandwidth Microwave Spectral Response, *Photogramm. Engr.*, 39, pp. 1051-1053.
- Moore, R. K., et al. (1974), Simultaneous Active and Passive Microwave Response of the Earth—The Skylab Radsat Experiment, *Proc. 9th Intl. Symp. on Remote Sensing of Environment*, Ann Arbor, Michigan, 15-19 April, pp. 189-217.
- Moore, R. K., L. J. Chastant, L. J. Fortello, J. Stevenson, and F. T. Ulaby (1975), Scatterometers, *Manual of Remote Sensing*, R. G. Reeves, ed., American Society of Photogrammetry, Falls Church, Virginia, pp. 478-494.
- Moore, R. K. (1977), Specular Reflection and Scatter for a Satellite Altimeter, *IEEE Trans. on Aerospace and Electronics Systems*, AES-13, pp. 544-546.
- Onstott, R. G., R. K. Moore, S. Gogineni, and C. V. Delker (1982), Four Years of Low-Altitude Sea-Ice Broadband Backscatter Measurements, *IEEE J. Oceanic Engr.*, OE-7, pp. 44-50.
- Robertson, S. D. (1947), Targets for Microwave Radar Navigation, *Bell System Tech. J.*, 26, pp. 852-869.
- Ross, R. A. (1966), Radar Cross-Section of Rectangular Flat Plate as a Function of Aspect Angle, *IEEE Trans. Antennas and Prop.*, AP-14, pp. 329-335.
- Smit, M. K. (1978), Radar Reflectometry in the Netherlands: Measurement System, Data Handling and Some Results, *Proc. Intl. Conf. on Earth Observations from Space and Management of Planetary Resources*, Toulouse, France, 6-11 March (ESA SP-134), pp. 377-387.
- Stiles, H., D. Brunfeldt, and F. T. Ulaby (1979), Performance Analysis of the MAS (Microwave Active Spectrometer) Systems: Calibration, Precision and Accuracy, University of Kansas Remote Sensing Laboratory Technical Report 360-4, Lawrence, Kansas.
- Ulaby, F. T., W. H. Stiles, D. Brunfeldt, and E. Wilson (1979), 1-35 GHz Microwave Scatterometer, *Proc. IEEE/MTT-S 1979 Intl. Microwave Symposium*, IEEE Cat. No. 79CH1439-9 MTT-S, 30 April-2 May, Orlando, Florida.

第十一章

- Attema, E. P. W., and F. T. Ulaby (1978), Vegetation Modeled as a Water Cloud, *Radio Sci.*, 13, pp. 357-364.
- Boggs, D. H. (1981), The Seasat Scatterometer Model Function: The Genesis of SASS 1, JPL Report 622-230, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- Bradley, G. A., and F. T. Ulaby (1981), Aircraft Radar Response to Soil Moisture *Rem. Sens. Environ.*, 11, 419-438.

- Choudhury, B. J., T. J. Schmugge, R. W. Newton, and A. Chang (1979), Effect of Surface Roughness of the Microwave Emission from Soils, *J. Geophys. Res.*, 84, pp. 5699-5706.
- Clapp, R. E. (1946), A Theoretical and Experimental Study of Radar Ground Return, MIT Radiation Lab., Report 6024.
- Cumming, W. (1952), The Dielectric Properties of Ice and Snow at 3.2 cm, *J. Appl. Phys.*, 23, pp. 768-773.
- Dobson, M. C., and F. T. Ulaby (1981), Microwave Backscatter Dependence on Surface Roughness, Soil Moisture and Soil Texture: Part III--Soil Tension, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, GE-19, pp. 51-61.
- Fung, A. K., and H. J. Eom (1981), An Approximate Model for Backscattering and Emission from Land and Sea, Remote Sensing Laboratory Technical Report 460-5, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Hollinger, J. P. (1971), Passive Microwave Measurements of Sea Surface Roughness, *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, GE-9, pp. 165-169.
- Jackson, T. J., and T. J. Schmugge (1981), Aircraft Active Microwave Measurements for Estimating Soil Moisture, *Photogram. Eng. Rem. Sens.*, 47, pp. 801-805.
- Kirdiashev, K. P., A. A. Chukhlantsev, and A. M. Shutko (1979), Microwave Radiation of the Earth's Surface in the Presence of Vegetation Cover, translation, *Radiotekhnika i Elektronika*, 24, pp. 256-264.
- Klein, L. A., and C. T. Swift (1977), An Improved Model for the Dielectric Constant of Sea Water at Microwave Frequencies, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-25, pp. 104-111.
- LeToan T., and G. Flouzat (1980), Multifrequency Radar Measurements of Soil Parameters, *Proc. 23rd Plenary Meeting, COSPAR*, Budapest, Hungary, p. 318.
- Lundien, J. R. (1971), Terrain Analysis by Electromagnetic Means, Technical Report 3-393, Report 6, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Mississippi.
- Mcier, M. F., and A. T. Edgerton (1971), Microwave Emission from Snow: A Progress Report, *Proc. 7th Intl. Symp. on Rem. Sens. of Environ.*, Ann Arbor, Michigan, Vol. II, pp. 1155-1163.
- Moore, R. K., and G. C. Thomann (1971), Imaging Radars for Geoscience Use, *IEEE Trans. Geosci. Elec.*, GE-9, pp. 155-164.
- Moore, R. K., F. T. Ulaby, A. Sobti, S. T. Ulaby, E. C. Davison, and S. Siriburi (1975), Design Data Collection with Skylab Microwave Radiometer-Scatterometer S-193, Remote Sensing Laboratory Technical Report 243-12, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Moore, R. K., A. Sobti, and J. D. Young (1976), Poor-Resolution Satellite Observations of Radar Return from North America, Brazil, and the Oceans, *Proc. AGARD 31st Tech. Meeting Avionics Panel*, The Hague, Netherlands.
- Moore, R. K., and A. K. Fung (1979), Radar Determination of Winds at Sea, *Proc. IEEE*, 67, pp. 1504-1521.
- Moore, R. K., K. A. Soofi, and S. M. Purduski (1980), A Radar Clutter Model: Average Scattering Coefficients of Land, Snow, and Ice, *IEEE Trans. Aerosp. Electr. Sys.*, 16, pp. 783-799.
- Newbry, L. E. (1961), Terrain Radar Reflectance Study, *Photogram. Eng.*, pp. 630-637.
- Newton, R. W., and J. W. Rouse, Jr. (1980), Microwave Radiometer Measurements of Soil Moisture Content, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-28, pp. 680-686.
- Onstott, R. G., R. K. Moore, S. Gogineni, and C. Delker (1982), Four Years of Low Altitude Sea Ice Broadband Backscatter Measurements, *IEEE J. Oceanic Engineering*, OE-7, pp. 44-50.
- Peake, W. H. (1959), Interaction of Electromagnetic Waves with Some Natural Surfaces, *IRE Trans. Ant. Prop.*, AP-7, pp. 5324-329.
- Peake, W. H., and T. L. Oliver (1971), The Response of Terrestrial Surfaces at Microwave Frequencies, Ohio State University Technical Report 2440-7, Columbus, Ohio.
- Schmugge, T. J. (1980), Effect of Texture on Microwave Emission from Soils, *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, GE-18, pp. 353-361.
- Stiles, W. H., F. T. Ulaby, and E. Wilson (1979), Backscatter Response of Roads and Roadside Surfaces, Remote Sensing Laboratory Technical Report 377-1, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Stiles, W. H., and F. T. Ulaby (1980a), The Active and Passive Microwave Response to Snow Parameters, Part I: Wetness, *J. Geophys. Res.*, 85, pp. 1037-1044.
- Stiles, W. H., and F. T. Ulaby (1980b), Microwave Remote Sensing of Snowpacks, Remote Sensing Laboratory Technical Report 340-3, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Stiles, W. H., F. T. Ulaby, A. K. Fung, and A. Aslam (1981), Radar Spectral Observations of

- Snow, *IEEE Intl. Geosci. and Rem. Sens. Symp. (IGARSS '81) Digest*, Washington, D. C., pp. 654-668.
- Ulaby, F. T., T. F. Bush, and P. P. Batlivala (1975), Radar Response to Vegetation II: 8-18 GHz Band, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-23, pp. 608-618.
- Ulaby, F. T., and T. F. Bush (1976), Corn Growth as Monitored by Radar, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-24, pp. 819-828.
- Ulaby, F. T., P. P. Batlivala, and M. C. Dobson (1978), Microwave Backscatter Dependence on Surface Roughness, Soil Moisture and Soil Texture, Part I: Bare Soil, *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, GE-16, pp. 286-295.
- Ulaby, F. T., G. A. Bradley, and M. C. Dobson (1979), Microwave Backscatter Dependence on Surface Roughness, Soil Moisture and Soil Texture, Part II: Vegetation-Covered Soil, *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, GE-17, pp. 33-40.
- Ulaby, F. T. (1980), Vegetation Clutter Model, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-28, pp. 538-545.
- Ulaby, F. T., and W. H. Stiles (1980), The Active and Passive Microwave Response to Snow Parameters, Part II: Water Equivalent of Dry Snow, *J. Geophys. Res.*, 85, pp. 1045-1049.
- Ulaby, F. T., F. Kouyate, and A. K. Fung (1981a), A Backscatter Model for a Randomly Perturbed Periodic Surface, *IEEE Intl. Geosci. and Rem. Sens. Symp. (IGARSS '81) Digest*, Washington, D. C., pp. 1280-1293.
- Ulaby, F. T., M. Razani, A. K. Fung, and C. Dobson (1981b), The Effects of Vegetation Cover on the Microwave Radiometric Sensitivity to Soil Moisture, Remote Sensing Laboratory Technical Report 460-6, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Ulaby, F. T., A. Aslam, and M. C. Dobson (1981c), Effects of Vegetation Cover on the Radar Sensitivity to Soil Moisture, Remote Sensing Laboratory Technical Report 460-10, University of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Wang, J. R. (1980), The Dielectric Properties of Soil-Water Mixtures at Microwave Frequencies, *Radio Sci.*, 15, pp. 977-985.
- Wang, J. R., J. C. Shiue, and J. E. McMurtrey, III (1980), Microwave Remote Sensing of Soil Moisture Content over Bare and Vegetated Fields, *J. Geophys. Res.*, 10, pp. 801-804.

第十二章

- Axline, R. M. (1975), Experimental and Simulated Study of Scattering from Randomly Rough Surfaces, Ph.D. Dissertation, Elec. Eng., Univ. of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Barrick, D. E. (1968), Rough Surface Scattering Based on the Specular Point Theory, *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, 16, pp. 449-454.
- Batlivala, P. P., and J. Cihlar (1975), Joint Soil Moisture Experiment (Texas): Documentation of Radar Backscatter and Ground Truth Data, Remote Sensing Lab., TR 264-1, Univ. of Kansas, Lawrence, Kansas.
- Beckmann, P., and A. Spizzichino (1963), *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon Press, Oxford.
- Cosgriff, R. L., W. H. Peake, and R. C. Taylor (1959), Terrain Handbook II, Ant. Lab. Eng. Expt. Station, Ohio State Univ., Columbus, Ohio.
- Daley, J. D., J. T. Ransone, Jr., and J. A. Burkett (1971), Radar Sea Return—JOSS 1, Naval Research Lab. Report No. 7268.
- Davenport, W. B., and W. L. Root (1958), *Random Signals and Noise*, McGraw-Hill, New York, Chapter 8.
- Fuks, I. M. (1966), Theory of Radio Wave Scattering at a Rough Sea Surface, *Soviet Radiophysics*, 9, pp. 876-887. Russian (transl. appears with same volume and number in 1969).
- Fung, A. K. (1967), Theory of Cross-Polarized Power Returned from a Random Surface, *Appl. Sci. Res.*, 18, pp. 56-60.
- Fung, A. K. (1968), Mechanisms of Polarized and Depolarized Scattering from a Rough Dielectric Surface, *J. Franklin Institute*, 285, pp. 125-133.
- Fung, A. K., R. M. Axline, and H. L. Chan (1974), Exact Scattering from a Known Randomly Rough Surface, in *Proc. URSI Commission II Specialist Meeting on Microwave Scattering and Emission from the Earth*, Berne, Switzerland.
- Fung, A. K., and H. J. Eom (1979), Multiple Scattering and Depolarization by a Randomly Rough Kirchhoff Surface, Remote Sensing Lab., TR 369-4, Univ. of Kansas, Lawrence, Kansas. Also appears in *IEEE Trans. Ant. Prop.* AP-29, No. 3 pp. 463-471, May 1981.
- Fung, A. K., and M. F. Chen (1981), Emission from an Inhomogeneous Layer with Irregular Interfaces, *Radio Science*, 16, pp. 289-298.

- Fung, A. K., and H. J. Eom (1981), An Approximate Model for Backscattering and Emission from Land and Sea, *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Vol. I, pp. 620-628.
- Gradshteyn, I. S. and I. M. Ryzhik (1965), *Table of Integrals, Series and Products*, Academic Press, New York, p. 686.
- Greenberg, M. D. (1971), *Application of Green's Functions in Science and Engineering*, Prentice-Hall, Inc., p. 15.
- Hollinger, J. P. (1970), Passive Microwave Measurements of the Sea Surface, *J. Geophys. Res.*, 75, pp. 5209-5213.
- Hollinger, J. P. (1971), Passive Microwave Measurements of Sea Surface Roughness, *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, GE-9, pp. 165-169.
- Jiracek, G. R. (1973), Numerical Comparisons of a Modified Rayleigh Approach with Other Rough Surface EM Scattering Solutions, *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, 21, pp. 393-396.
- Kovalcv, A. A., and S. I. Pozdnyak (1961), Dispersion of the Magnetic Field on a Statistically Rough Surface with Finite Conductivity, *Radiotekhnika*, 16, pp. 31-36.
- Leader, J. C. (1972), Hemispherical Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces, *J. Opt. Soc. Am.*, 62, 1356.
- Lenz, R. R. (1974), A Numerical Study of Electromagnetic Scattering from Ocean-Like Surfaces, *Radio Science*, 9, pp. 1128-1146.
- Long, M. W. (1975), *Radar Reflectivity of Land and Sea*, Heath and Co.
- Moore, R. K. (1970), Ground Echo, in *Radar Handbook*, M. I. Skolnik, ed., McGraw-Hill, New York, Chapter 25.
- Rice, S. O. (1951), Reflection of Electromagnetic Waves from Slightly Rough Surfaces, *Communications in Pure and Applied Mathematics*, 4, pp. 361-378.
- Sancer, M. I. (1968), An Analysis of the Vector Kirchhoff Equations and the Associated Boundary-Line Change, *Radio Science*, 3, pp. 141-144.
- Sancer, M. I. (1969), Shadow-Corrected Electromagnetic Scattering from a Randomly Rough Surface, *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, 17, pp. 577-585.
- Schmugge, T. (1978), Remote Sensing of Surface Soil Moisture, *J. Applied Meteorol.*, 17, pp. 1549-1557.
- Semyonov, B. (1966), Approximate Computation of Scattering of Electromagnetic Waves by Rough Surface Contours, *Radio Engineering and Electronic Phys.*, Vol. II, pp. 1179-1187.
- Silver, S. (1947), *Microwave Antenna Theory and Design*, M.I.T. Radiation Lab, Series 12, McGraw-Hill, New York, p. 161.
- Smith, B. G. (1967), Geometrical Shadowing of a Random Rough Surface, *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, 15, pp. 668-671.
- Stratton, J. A. (1941), *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York, pp. 464-469.
- Tai, C. T. (1972), Kirchhoff Theory: Scalar, Vector or Dyadic?, *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, pp. 114-115.
- Ulaby, F. T., P. P. Battivala, and M. C. Dobson (1978), Microwave Backscatter Dependence on Surface Roughness, Soil Moisture and Soil Texture, Part I: Bare Soil, *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, GE-16, pp. 286-295.
- Valenzuela, G. R. (1967), Depolarization of EM Waves by Slightly Rough Surfaces, *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, 15, pp. 552-557.
- Wagner, R. J. (1966), Shadowing of Randomly Rough surfaces, TRW Systems Report 7401-6012-R0000.
- Wu, S. T., and A. K. Fung, (1972), A Noncoherent Model for Microwave Emissions and Backscattering from the Sea Surface, *J. Geophys. Res.*, 77, pp. 5917-5929.
- Wu, S. T., and A. K. Fung (1973), A Theory of Microwave Apparent Temperature Over the Ocean, NASA Contractor Report, NASA CR-2329.

附录 A 常数表

玻耳兹曼常数, $k = 1.3805 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$

$e = 2.71828$

自由空间阻抗, $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 376.7\Omega$

$\log x \equiv \log_{10} x = 0.4343 \ln x$

$\ln x \equiv \log_e x = 2.3026 \log x$

真空磁导率, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{henrym}^{-1}$

真空介电常数, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{faradm}^{-1}$

普朗克常数, $h = 6.6256 \times 10^{-34} \text{Js}$

1 弧度 = 57.296°

真空中光速, $c = 2.997925 \times 10^8 \text{ms}^{-1}$

斯坦法-玻耳兹曼常数 (Stefan-Boltzmann),

$\sigma = 5.6697 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$

附录 B 常用的函数和变换

B-1 两维傅里叶变换对

$$G(f_x, f_y) = \mathcal{F}\{g(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{-j2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy \quad (\text{B.1})$$

$$g(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{G(f_x, f_y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(f_x, f_y) e^{j2\pi(xf_x + yf_y)} df_x df_y \quad (\text{B.2})$$

B-2 常用的函数

$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin \pi x}{\pi x} \quad (\text{B.3})$$

$$S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt \quad (\text{B.4})$$

正弦积分:

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \quad (\text{B.5})$$

余弦菲涅耳积分:

$$C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi t^2}{2}\right) dt \quad (\text{B.6})$$

伽马 (γ) 函数:

$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} e^{-x} x^{n-1} dx \quad n \geq 0 \quad (\text{B.7})$$

卷积:

$$y(t) = x_1(t) * x_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(\tau) x_2(t - \tau) d\tau \quad (\text{B.8})$$

自相关函数:

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t) x(t + \tau) dt \quad (\text{B.9})$$

B-3 贝塞尔函数恒等式

$J_n(\cdot)$ 表示 n 阶实变量第一类贝塞尔函数

$$J_n(\rho) = \frac{1}{2\pi i^n} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i\rho \cos\phi + jn\phi} d\phi \quad (\text{B.10})$$

$$\int_0^x t J_0(t) dt = x J_1(x) \quad (\text{B.11})$$

$$\int_0^{\infty} x^{n+1} e^{-\alpha x} J_n(\beta x) dx = \frac{\beta^n}{(2\alpha)^{n+1}} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4\alpha}\right)$$

$$\operatorname{Re}\{\alpha\} > 0, \operatorname{Re}\{n\} > -1 \quad (\text{B.12})$$

$$\int_0^{\infty} x^{n+1} e^{-\alpha x} J_n(\beta x) dx = \frac{2\alpha(2\beta)^n \Gamma\left(n + \frac{3}{2}\right)}{\sqrt{\pi} (\alpha^2 + \beta^2)^{n+3/2}}$$

$$\operatorname{Re}\{n\} > -1, \operatorname{Re}\{\alpha\} > |\operatorname{Im}\{\beta\}| \quad (\text{B.13})$$

B-4 概率密度函数

指数型:

$$p(x) = \begin{cases} \frac{1}{m} e^{-x/m} & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

高斯(正态)型:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(x-m)^2/2\sigma^2} \quad -\infty \leq x \leq \infty, \quad (\text{B.15})$$

$$\bar{x} = m, \quad \sigma_x^2 = \sigma^2$$

对数正态型:

令变量 $y = e^x, y \geq 0$, 其中变量 x 服从 (B.15) 式正态分布型, 其 $\bar{x} = m$ 和 $\sigma_x = \sigma$, 则变量 y 服从对数正态型

$$p(y) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi y} \sigma} \exp\left[-\frac{(\ln y - m)^2}{2\sigma^2}\right] & y \geq 0 \\ 0 & y < 0 \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

$$\bar{y} = \exp\left(m + \frac{\sigma^2}{2}\right), \quad \sigma_y^2 = \bar{y}^2 [\exp(\sigma^2) - 1]$$

瑞利型:

$$p(r) = \begin{cases} \frac{r e^{-r^2/2\sigma^2}}{\sigma^2} & r \geq 0 \\ 0 & r < 0 \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma, \quad \sigma_r^2 = \left(2 - \frac{\pi}{2}\right) \sigma^2$$

均匀型:

$$p(x) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & a \leq x \leq b \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

$2N$ 自由度 χ^2 (Chi-squared) 型:

$$p_{2N}(x) = \begin{cases} \frac{x^{N-1}}{2^N \sigma^{2N} \Gamma(N)} \exp\left(-\frac{x}{2\sigma^2}\right) & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

式中 $\Gamma(N)$ 是伽马 (γ) 函数, 由 (B.7) 给出:

$$\bar{x} = 2N\sigma^2, \sigma_x^2 = 4N\sigma^4, \bar{x}/\sigma_x = N,$$

当 $N = 1$ 时, $p_{2N}(x)$ 分布蜕变为指数型分布, 其概率密度函数与 (B.14) 相同。

有用参考书

Abramowitz, M. and I. A. Stegun, Eds. (1970), *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, Inc., New York.

附录 C 符 号 表

符 号	单 位 ^a	名 称
A	weberm ⁻¹	矢位(矢势)
A, A_a, A_{eff}	m ²	天线有效面积(有效孔径)
A_p	m ²	天线实际孔径
a	—	吸收率
a	HzS ⁻¹	Chirp (其中之一为线性调频波)率
a	—	单散射反射率
a_B	—	脉冲锥削因子
a_h, a_v	—	孔径锥削因子(水平,垂直)
$a(T_i)$	—	第 i 个目标位于时延 T_i 处的压缩度因子
B	Wm ⁻² sr ⁻¹	亮度
$B, \Delta f$	Hz	频带宽度
B_D	Hz	多普勒带宽
B_{DF}	Hz	多普勒滤波器带宽
$B(f)$	—	接收信号的相对频谱
$b(t)$	s ⁻¹	单位时间的电压幅度因子
$b(\omega)$	Hz ⁻¹	频率域电压幅度因子
C_d	VW ⁻¹	平方律检波器功率灵敏度常数
$C(\theta, \phi)$	—	植被覆盖系数
c	ms ⁻¹	光速 (3×10^8 ms ⁻¹)
$ c(\tau) ^2$	V ² s ²	时间域仅径向模糊函数
D_0	—	天线最大方向性
$D(\theta, \phi)$	—	天线方向性图
d	m	天线直径
d	m	散射子之间距离
d	m	粒子直径
E	Vm ⁻¹	电场强度
\mathcal{E}	J	能量
$E(\mathbf{r})$	Vm ⁻¹	复电场强度(带相位因子)
$E(\mathbf{r}, t)$	Vm ⁻¹	实时复电场强度
e	—	发射率
e_c, e_s	—	发射率(相干,非相干)
F	—	噪声系数
$F(f, f_{tm})$	Hz ⁻¹	线型函数
$F(\theta, \phi)$	W	天线辐射方向图(辐射强度)
$F_n(\theta, \phi)$	—	归一化天线辐射方向图(辐射强度)
FC_s	%	以土壤重量表达的农田持水能力
FC_v	gcm ⁻³	以土壤容积表达的农田持水能力
$\mathcal{F}\{g\}$	*	函数 g 的傅利叶变换
$\mathcal{F}^{-1}\{G\}$	*	函数 G 的傅利叶反变换
f	Hz	频率
f_c	Hz	载波频率
f_D	Hz	多普勒频移

^a 星标*表示该项符号没有唯一的单位。

(续表)

符 号	单 位	名 称
f_{DO}	Hz	最大多普勒频移
f_P	Hz	衰落频率
f_p	Hz	脉冲重复频率
$f(\theta, \phi)$	V	电场(或磁场)方向性图
G	—	功率增益
G_0	—	最大天线增益
G_s	VK ⁻¹	系统增益因子
$G(\theta, \phi)$	—	天线增益方向性图
g	—	电压增益
$g(\theta, \phi)$	—	归一化天线增益
H	Am ⁻¹	磁场强度
$H(\mathbf{r})$	Am ⁻¹	复磁场强度(带相位因子)
$H(\mathbf{r}, t)$	Am ⁻¹	实时复磁场强度
$\mathcal{H}\{q\}$	*	q 函数的汉格尔变换
H	m	天线高度
H, h	m, km	高度
h	Js	普朗克常数 6.6256×10^{-34} J _s
h'	—	有效粗糙度参数
$h(\cdot)$	Vm	辐射电场的形状因子
I	A	电流
$I_n(\cdot)$	—	n 阶虚变量第一类贝塞尔函数
I_{out}	*	辐射计输出指示
$Im\{\cdot\}$	—	$\{\cdot\}$ 的虚数部分
I	Wm ⁻² sr ⁻¹	源函数
I_a	Wm ⁻² sr ⁻¹	吸收源函数
I_s	Wm ⁻² sr ⁻¹	散射源函数
$J_n(\cdot)$	—	n 阶第一类贝塞尔函数
K	—	粒子折射率函数
k	m ⁻¹	传播矢量
k	m ⁻¹	波数, $2\pi/\lambda$
k	JK ⁻¹	玻耳兹曼常数, 1.38×10^{-23} JK ⁻¹
k_L	m ⁻¹	透镜的光学波数
k_0	m ⁻¹	自由空间波数, $2\pi/\lambda_0$
k_r, k_a	—	合成孔径雷达的安全因子
k_r	m ⁻¹	雷达波数
$[k(f_D)]^2$	V ² S ²	反速度方向的模糊函数
L	m	合成孔径长度
L_p, L_R	—	损耗因子
L_{FS}	—	自由空间传输损耗
$L_a(\theta; H)$	—	大气损耗因子
L_θ	—	天顶角 θ 下大气总损耗因子
L_p	m	合成孔径最大可能长度
L_{NM}	m	非聚焦合成孔径最大长度
l	m	天线长度
l	m	面相关长度
M	K	辐射计品质因数

(续表)

符 号	单 位	名 称
M	—	与距离曲率有关的距离单元数
M_v	kgm^{-3}	大气水分质量
m	—	表面均方根斜度, $(\sigma^2 \rho''(0))^{1/2}$
m	%	树叶含水量百分比(湿重)
m_f	%	以农田持水能力百分比表达的土壤含水量
m_s	%	土壤重量含水量
m_v	gm^{-3}	云的水分
m_w	$\text{gm}^{-3}, \text{kgm}^{-3}, \%$	单位容积内材料水分
N	—	溶液的当量浓度
N	—	独立取样数
N_p, N_s	—	取样脉冲数(或平均脉冲数)
N_{sc}	—	扫描位置数, 扫描合成孔径雷达
N_v	m^{-3}	单位体积内粒子数
\hat{n}_i	—	入射方向的单位矢量
\hat{n}_s	—	散射方向的单位矢量
n	—	折射率, $(\epsilon_r)^{1/2}$ (第五章: $n = n_p/n_b$)
n'	—	n 的实部
n''	—	n 的虚部
n_b	—	背景介质折射率
n_p	—	粒子体折射率
p	W	功率
p	mbar	压力, 压强
p_r	W	接收功率
p_e	W	发射功率
p	—	极化形态
$p(\)$	*	概率密度函数, 微粒大小分布
$p(t)$	—	归一化脉冲形状
Q_a, Q_{sc}, Q_s	m^2	每粒子(吸收、衰减、散射)的横截面
R	m	斜距
R	Ω	电阻
R	—	菲涅耳反射系数
R_g	m, km	地面条幅宽度
R_r	mmhr^{-1}	降雨量(率)
R_s	m, km	斜面条幅宽度
$R_v(t)$	W	检波电压的自相关函数
$R_{vj}(t)$	W	检波电压的自协方差函数
R_L, R_R	—	垂直(水平), 平行(垂直)极化波的菲涅耳反射系数
r	m	位移矢量
r	m	粒子半径
r_{ap}, r_s	m	空间分辨率(沿轨迹, 正交轨迹向)
r_{ap}	m	沿轨迹向合成孔径雷达最佳分辨率
r_{ar}	m	沿轨迹向实孔径雷达分辨率
r_s	m	正方相片像素的等效尺寸
r_g	—	灰度分辨率
r_R	m	斜距分辨率

(续表)

符 号	单 位	名 称
S	—	散射矩阵
S_a	Wm^{-2}	时间平均的坡印亭矢量(S 的实部)
S_c	Wm^{-2}	复坡印亭矢量
S	%	盐浓度,千分比
S	Wm^{-2}	功率(或通量)密度(每单位面积)
S_f	$Wm^{-2}Hz^{-1}$	谱通量密度
S_{lm}	Hz	第 lm 根谱线的强度
S_N	—	信噪比
S_{NNz}	—	N_z 个脉冲总和的信噪比
$S(f)$	WHz^{-1}	功率谱密度
$Si(\cdot)$	—	正弦积分函数(见附录 B 中 B-2 节)
$sinc(x)$	同 x^{-1}	$(\sin \pi x)/\pi x$
T	S	时延量,时间间隔,周期
T, T_0, T_p	K	实体(据温度计测得的)温度
T_A	K	天线辐射温度
T_a, T_p	s	构成合成孔径的时间,最大可能时间
T_{APP}	K	表观辐射温度
T_R	K	亮度温度
T_{CAL}	K	标定噪声温度
T_{COS}	K	宇宙(射电)辐射温度
T_{DN}	K	往下发射的大气辐射温度
T_E	K	输入等效噪声温度
T_{EXTRA}	K	大气层外辐射温度
T_{GAL}	K	星系的辐射温度
\bar{T}_{ML}	K	主瓣表观温度
T_N	K	噪声源的噪声温度
T_p	S	脉冲间歇期
T_R	S	重复周期
T_{REC}	K	接收机噪声温度
T_{REF}	K	基准噪声温度
T_{SKY}	K	天空辐射温度
T_{SC}	K	散射辐射温度
\bar{T}_{SL}	K	旁瓣表观温度
T_{SYS}	K	系统噪声温度
T_{UP}	K	向上发射的大气辐射温度
T_{\perp}, T_{\parallel}		垂直(水平),平行(垂直)极化波的非涅耳透射系数
T_{\bullet}	K	带大写字母下标的 T = 辐射(或噪声)温度
t	s	时间
$\tan \delta$	—	δ 正切, $=\epsilon''/\epsilon'$
u	ms^{-1}	速度
u	ms^{-1}	速率
V	m^3	分辨体积
V, φ	V	电压
V_{ac}	V	V 的交流(起伏)分量
V_{agg}	V	自动增益控制电压
$\bar{V} = V_{dc}$	V	V 的直流(平均)分量

(续表)

符 号	单 位	名 称
V_d	V	检波电压
V_e	V	包络电压
V_{IF}	V	中频电压
V_n	V	噪声电压
V_{out}	V	输出电压
V_s	V	信号电压
V_{syn}	V	同步检波输出电压
W	cm	雪水当量
$W(\cdot)$	m^2	归一化粗糙度频谱
$W(\omega)$	—	频率权函数
$w(t)$	—	时间权函数
Z	Ω	阻抗值
Z	$m^6 m^{-3}, mm^6 m^{-3}$	云、雨或雪的反射因子
α	$N_p m^{-1}, dB m^{-1}$	衰减常数
β	$rad m^{-1}$	相位常数
$\beta_{1/2}$	rad, degrees	半功率点天线波束宽度
β_h	rad, degrees	水平(沿轨迹)波束宽度
β_{hr}, β_{hz}	rad, degrees	(实孔径,合成孔径)水平波束宽度
β_{mlnor}	rad, degrees	副波瓣波束宽度
β_{null}	rad, degrees	第一对零值之间的天线波束宽度
β_v	rad, degrees	垂直(垂直轨迹)波束宽度
Γ	—	反射率
Γ_c, Γ_t	—	反射率(相干,非相干)
Γ^{SP}	—	镜向反射率
γ	$N_p m^{-1}$	传播因子 ($\gamma = \alpha + j\beta$)
γ	Hz	谱线宽度参数
γ	—	垂直于波束来向单位面积的散射截面 ($\gamma = \sigma^0 / \cos\theta$)
δ	rad, degrees	相移
δ	s	二进制相位码中的比特长度
$\delta(\cdot)$	*	Dirac δ 函数
δ_p	m	穿透深度
δ_s	m	集肤深度
ϵ	farad m^{-1}	介电常数, 电容率
ϵ', ϵ''	farad m^{-1}	ϵ 的实部, 虚部
ϵ_c	farad m^{-1}	复介电常数, $\epsilon_c = \epsilon' - j\epsilon''$
ϵ_f	—	每脉冲允许的单位距离误差比率
ϵ_r	—	相对复介电常数, $\epsilon_r = \epsilon_c / \epsilon_0 = \epsilon'_r - j\epsilon''_r$
$\epsilon'_r, \epsilon''_r$	—	ϵ_r 的实部, 虚部
ϵ_{rc}	—	由距离曲率引起的允许单位距离误差比率
ϵ_x	—	材料的相对复介电常数
$\epsilon'_x, \epsilon''_x$	—	ϵ_x 的实部, 虚部
ϵ_0	farad m^{-1}	真空介电常数, 8.85×10^{-12} farad m^{-1}
η	Ω	本质阻抗
η_a	—	天线孔径效率
η_r	—	天线辐射效率(欧姆损耗引起)
η_M	—	天线主波瓣效率

(续表)

符 号	单 位	名 称
η_m	—	天线杂散因子, $\eta_m = 1 - \eta_M$
θ	rad, degrees	入射角
	rad, degrees	天线俯仰角
θ_B	rad, degrees	总透射的布儒斯特角
θ_c	rad, degrees	总反射的临界角
	$N_p m^{-1}$, dBkm ⁻¹	体吸收, 体衰减和体散射系数
	$N_s m^{-1}$, dBkm ⁻¹	云、雨与雪的衰减系数
λ	m, cm	波长
λ_0	m, cm	自由空间波长
λ_g	m, cm	波导中波长
μ	henrym ⁻¹	磁导率
μ_0	henrym ⁻¹	真空磁导率, $4\pi \times 10^{-7}$ henrym ⁻¹
μ_r	—	相对磁导率, $\mu_r = \mu/\mu_0$
$\xi_a, \xi_b, \xi_c, \xi_d$	—	粒子的吸收、后向散射、衰减和散射系数
ξ_\parallel, η	m	平行(ξ)和垂直(η)于等多普勒线的等位线
ρ	—	相关系数
ρ	gm ⁻³ , gcm ⁻³	材料密度
$\rho(\cdot)$	—	归一化的自相关函数
ρ_{air}	kgm ⁻³	空气密度
ρ_b, ρ_i, ρ_s	gcm ⁻³	块状土壤、冰和雪的密度
	—	归一化交叉相关系数
ρ_w	gm ⁻³	水蒸汽密度
σ	S m ⁻¹ = Ω^{-1} , m ⁻¹	导电率
σ	W m ⁻² K ⁻⁴	斯坦法-玻耳兹曼常数, 5.67×10^{-8} W m ⁻² K ⁻⁴
σ	m ²	雷达散射截面
σ_b	m ²	粒子的后向散射截面
σ_p	m ² m ⁻³ = m ⁻¹	体后向散射系数(雷达反射率)
σ_x, σ	同 x	变量 x 的标准偏差
σ^0	—	微分散射截面(单位面积), 也称散射系数
σ_p^q	—	发射为 q 、接收为 p 极化状态下的散射系数
σ/μ	—	标准偏差平均值之比
τ	s	积分时间
τ	s	张弛时间
τ, τ_p	s	脉冲持续时间(脉冲长度)
τ_d	s	闭锁时间(dwell time)
τ_0	Np	天顶角 θ 时的大气不透明度
$\tau(r_1, r_2)$	Np	r_1 和 r_2 之间的光学厚度
${}^1 Y$	—	透射率
Y_c, Y_t	—	透射率(相干, 非相干)
ϕ	rad, degrees	相位角, 相移, 方位角
χ	rad, degrees	擦地角
χ	rad, degrees	透射的真实角
χ	—	无量纲密氏参量, $\chi = 2\pi r/\lambda$
χ^2	*	χ^2 分布的参量
$\chi^2(\tau, t_D)$	v ² , t	广义的两维模糊函数
ψ	rad, degrees	擦地角(入射角的余角)

(续表)

符 号	单 位	名 称
Ω	sr	立体角
$\Omega_N, \Omega_m, \Omega_p$	sr	天线立体角(主瓣,副瓣与方向图)
ω	Hz^{-1}	角频率
ω_c	Hz^{-1}	载波角频率
ω_D	Hz^{-1}	多普勒角频移

汉英名词对照索引

二 画

二进相位码“啁啾” Binary phase-code chirp 45
几何光学 Geometric optics 244, 332

三 画

小面单元模型 Facet model 243—246
小扰动方法 Small-perturbation method 311, 321
干涉仪 Interferometer 29—30, 103—104

四 画

内定标 (Internal calibration) 186, 192—198
方位偏置处理 (Azimuth-offset processing) 124, 150
匹配滤波处理器 (Matched-filter processor) 115
反射计 (Reflectometer) 185
不定性原理 (Uncertainty principle)

五 画

功率谱密度 (Power spectral density) 12, 215
布拉格谐振 (Bragg resonance) 246, 253—257
发射率 (Emissivity) 232
 亮度温度和表面粗糙度 (Brightness temperature and surface roughness) 240, 330
 雪的~ (of snow) 279, 291
 土壤表面的~ (of soil surface) 238, 240, 291
 镜面的~ (of specular surface) 236
 植被的~ (of vegetation) 275, 291
龙伯透镜反射器 (Luneberg Lens reflector) 204
电容率 (Permittivity)
 介电常数 (Dielectric constant) 251
外定标 (External calibration) 198
 ~和测量精密度的~ (and measurement precision) 198—200
 扇形波束多普勒散射计的~ (of fan-beam Doppler scatterometer) 198—200
 图象雷达的~ (of imaging radar) 198—200
 车载雷达的~ (of truck-mounted radar) 198
 目标的~ (targets) 200—206
立体观测雷达 (Stereo radar) 102, 103
切面近似 (Tangent plane approximation) 298

六 画

机载和星载散射计 (Airborne and spaceborne scatterometer) 214
 ~多普勒带宽 (Doppler bandwidth) 215
 ~多普勒频谱 (Doppler spectrum) 214
 ~扇形波束体制 (fan-beam systems) 218
 ~独立样本 (independent samples) 215
 ~接近垂直向测量 (near-vertical measurement) 226, 245
 ~笔形波束体制 (pencil-beam systems) 214
 ~距离分辨力 (range resolution) 215, 226
 ~速度分辨力 (speed resolution) 221
 ~斜视模式 (squint mode) 219
自相关函数 (Autocorrelation function) 235, 331
自协方差函数 (Autocovariance function) 22
后向散射系数 (Backscattering coefficient) 245
 ~与布拉格谐振 (and Bragg resonance) 246
 ~与介电常数 (and dielectric constant) 240
 ~与穿透深度 (and penetration depth) 249
 ~与土壤湿度 (and soil moisture) 240, 257
 ~与表面粗糙度 (and surface roughness) 234
 ~与体散射 (and volume scattering) 250
 ~的测量 (measurement of) 187
 微粗糙表面的~ (of a slightly rough surface) 320, 332
 土壤表面的~ (of a soil surface) 238
 镜面的~ (of a specular surface) 236
 倾斜扰动平面的~ (of a tilted perturbed plane) 325
 双尺度粗糙表面的~ (of a two-scale surface) 332
 波浪形表面的~ (of an undulating surface) 304
 点散射体的~ (of point scatterers) 304
 海冰的~ (of sea-ice) 287
 积雪场的~ (of snowpack) 267
 海的~ (of the sea) 254
 植被层的~ (of vegetation canopies) 259
 ~的简单模型 (simple models for) 78
后向散射分布 (Backscattering distribution)

耕作田的~ (for agricultural terrain) 285
 海冰的~ (for sea ice) 287
 雪的~ (for snow) 287
 地貌的~ (for terrain) 284
 海的~ (for the sea) 289
 杂波锁定 (Clutter lock) 141
 合成孔径雷达 (Synthetic Aperture Radar, SAR)
 ~误差 (errors) 130,176
 ~数字(电子)处理 Digital (electronic)
 processing of) 154—166
 ~基带处理器 (baseband processor) 171
 ~复杂性 (complexity) 133
 ~相关处理器 (correlation processor) 113
 ~电子(数字)处理器 (electronic (digital)
 processors) 154
 ~匹配滤波器 (matched-filter) 115
 ~光学处理器 (optical processor) 116,166
 ~距离序贯处理器 (range-sequential
 processor) 147,164
 ~声表面波方位处理器 (SAW azimuth
 processor) 162—164
 非聚焦~ (unfocused) 170—175
 ~的垂直航迹向分辨率 (across-track
 resolution) 176
 ~的沿航迹向波束宽度 (along-track
 beamwidth) 119
 ~天线阵列 (antenna array) 127
 ~的功率考虑 (power considerations of) 118
 ~脉冲重复频率的制约 (pulse repetition
 frequency constraints) 123—124
 ~的基准函数 (reference function) 114
 ~的扫描 (scanning) 127
 ~的斜向辐照带宽度 (slant swath width) 125
 非聚焦型~ (unfocused mode) 170
 多普勒 (Doppler)
 ~带宽 (band width) 1,113
 ~波束锐化 (beam-sharpening) 111—113
 并矢格林函数 (Dyadic Green's Function) 353
 仰角失真 (Elevation distortion) 98—101
 仰角测量 (Elevation measurement)
 用干涉仪作~ (by interferometer) 103
 雷达立体观测作~ (by stereo radar) 102
 利用遮蔽长度作~ (from shadows) 102
 农田持水量 (Field capacity) 258
 灰度电平分辨 (Gray-level resolution) 86
 地面距离显示 (Ground-range display) 100
 曲率半径 (Radius of curvature) 309

扫描式合成孔径雷达 (Scanning SAR) 127
 光滑表面判据 (Smooth-surfaces criteria) 236
 扩展损失 (Spreading loss) 2

七 画

角反射器 (Corner reflector) 202—204
 延迟线 (Delay line) 195—196
 判读 (Interpretability)
 ~和等效象片分辨率 (and equivalent
 photographic resolution) 87
 ~和灰度电平分辨率 (and gray-level
 resolution) 86
 ~和独立样本 (and independent samples) 86
 ~和合成孔径雷达的观察次数 (and number
 of looks in SAR) 145
 ~和空间分辨率 (and spatial resolution) 86
 判据 (Criterion)
 表面粗糙度的瑞利判据 (Rayleigh criterion
 for surface roughness) 237
 运动失真 (Motion distortion) 101
 极化矢量 (Polarization vectors) 300
 声表面波处理器 (Surface-Acoustic-Wave (SAW)
 processor) 162—164
 灵敏度时间控制 (Sensitivity Time Control
 (STC)) 80—81
 体后向散射系数 (Volume backscattering
 coefficient) 261
 积雪场的~ (for snowpack) 266—269
 植物媒介质的~ (for vegetation medium) 260
 ~和介电常数 (and dielectric constant) 249
 ~和穿透深度 (and penetration depth) 249

八 画

张力波频谱 (Capillary-wave spectrum) 253
 定标目标 (Calibration targets) 200
 转角存储器 (Corner-turning memory) 148
 表面粗糙度 (Surface roughness, Degree of surface
 roughness) 234
 表面粗糙度的弗兰霍夫判据 (Fraunhofer
 criterion for surface roughness) 237
 表面粗糙度的瑞利判据 (Rayleigh criterion
 for surface roughness) 237
 表面相关系数 (Surface correlation coefficient)
) 302
 表面相关长度 (Surface correlation length)
) 234
 表面高度分布 (Surface height distribution) 302

表面高度方差 (Surface height variance) 302
 直升飞机散射计 (HELOSCOT) 212
 图象失真 (Image distortion) 99, 180
 图象斑纹 (Image speckle) 82—83
 ~和独立样本 (and independent samples) 84
 ~和判读 (and interpretability) 86, 178
 合成孔径雷达的~ (in SAR) 143—146
 侧视机载雷达的~ (in SLAR) 82
 ~的消减 (reduction) 82—83
 非相干散射 (Noncoherent scattering) 233
 表面高度均方差 (Standard deviation of surface height) 234
 奈奎斯特判据 (Nyquist criterion) 52
 侧视机载雷达 (Side-Looking Airborne Radar (SLAR))
 ~的天线辐射方向图 (antenna pattern) 77
 ~的图象斑纹(衰落) (image speckle (fading)) 82
 ~的匹配系统元件 (matching system elements of) 93—98
 ~的雷达方程 (radar equation) 75
 ~的系统配置 (system configuration) 88—93
 采用自动增益控制的~ (use of AGC in) 80
 采用灵敏度时间控制的~ (use of STC in) 80
 空间分辨力 (Spatial resolution)
 “啁啾”雷达中靠距离鉴别的~ (by range discrimination with chirp radar) 40—49
 调频雷达中靠距离鉴别的~ (by range discrimination with FM radar) 36—40
 脉冲雷达中靠距离鉴别的~ (by range discrimination with pulse radar) 33—36
 靠速度(多普勒)鉴别的~ (by speed (Doppler) discrimination) 49—54
 ~的定义 (definition of) 27
 调频连续波散射计的~ (of FM-CW scatterometer) 208
 合成孔径雷达的~ (of SAR) 177
 非聚焦式合成孔径雷达的~ (of unfocused SAR) 177
 ~与判读的关系 (relation to interpretability) 87
 驻留相位近似法 (Stationary-phase approximation) 299, 301

九 画

带宽 (Bandwidth)
 多普勒~ (Doppler) 83, 113, 122—123,

124, 132, 215, 221—222
 亮度温度 (Brightness temperature)
 ~与介电常数 (and dielectric constant) 241
 ~与表面粗糙度 (and surface roughness) 238
 积雪场的~ (of snowpack) 279—283
 土壤的~ (of soil) 238
 海的~ (of the sea) 270—272
 相干散射 (Coherent scattering) 233
 相参振荡器 (COHO) 51
 相关处理器 (Correlation processor) 114
 显示(器) (Display)
 B式扫描~ (B-scan) 72
 地面距离~ (ground-range) 100
 斜距~ (slant-range) 101—102
 矩形平板 (Flat rectangular plate) 201
 独立样本 (Independent samples)
 ~和灰度电平分辨力 (and gray-level resolution) 86
 ~和图象斑纹 (and image speckle) 83—86
 ~和信号衰落 (and signal fading) 18
 ~和信杂比 (and signal-to-noise ratio) 24
 沿航迹方向的~ (in along-track direction) 83
 机载散射计的~ (of airborne scatterometer) 215
 调频连续波散射计的~ (of FM-CW scatterometer) 209
 通过超带宽的~ (through excess bandwidth) 84
 穿透深度 (Penetration depth) 233, 249
 海冰的~ (of sea ice) 250
 雪的~ (of snow) 251
 植被的~ (of vegetation canopies) 252
 土壤的~ (of soil) 252
 点散射体模型 (Point scatterers model) 241
 标量近似 (scalar approximation) 304
 美国战略空军司令部 (U. S. Strategic Air Command (SAC)) 248

十 画

准确度 (Accuracy) 185
 高度信号 (Altitude signal) 191
 航迹侧向且覆盖面邻接的扫描 (Cross-track contiguous (CTC) scan) 218
 航迹侧向且覆盖面不邻接的扫描 (Cross-track Noncontiguous (CTNC) scan) 218
 航迹方向且覆盖面邻接的扫描 (In-track contiguous (ITC) scan) 218
 航迹方向且覆盖面不邻接的扫描 (In-track

noncontiguous (IFNC) scan) 218

衰落 (Fading)

- ~和指数分布 (and exponential distribution) 16
- ~和瑞利分布 (and Rayleigh distribution) 15
- ~和侧视机载雷达 (and SLAR) 12
- 复合目标的~ (for complex targets) 11
- 两点源组成目标的~ (for two-point targets) 6
- ~的频带宽度 (frequency bandwidth) 7
- ~统计学 (statistics) 14

衰落降低 (Fading reduction)

- ~和图象判读 (and image interpretability) 86
- ~和线性检波 (and linear detection) 18—20
- ~和平方律检波 (and square-law detection) 20
- 用平均离散样本来降低衰落 (by averaging discrete samples) 23
- 用连续积分来降低衰落 (by continuous integration) 21

合成孔径雷达图象的~ (in SAR images) 143

散射计的~ (in scatterometers) 209

侧视机载雷达图象的~ (in SAR images) 82

扇形波束 (Fan-beam) 218

圆形平板 (Flat circular plate) 297

格林定理 (Green's theorem) 298

陆基和直升机机载的散射计 (Ground-based and helicopterborne scatterometer)

- ~标定 (calibration) 198

连续波~ (CW) 207

调制连续波~ (FM-CW) 208

- ~独立样本 (independent samples) 209

脉冲~ (pulse) 213

- ~的空间分辨率 (spatial resolution of) 208
- ~作频谱仪 (spectrometer) 185
- ~型式 (types) 207

海洋 (Ocean (sea))

- ~后向散射 (backscattering) 254
- ~布拉格散射 (Bragg scattering) 253
- ~张力波频谱 (Capillary-wave spectrum) 253
- ~辐射 (emission) 270
- ~含盐量 (salinity) 271

海冰 (Sea ice)

- ~后向散射 (backscattering) 287
- ~介电常数 (dielectric constant) 250
- ~辐射 (emission) 291
- ~穿透深度 (penetration depth) 250
- ~含盐量 (salinity) 250

脉冲重复频率 (Pulse-repetition frequency (PRF)) 52

合成孔径雷达对~制约 (constraints for SAR) 125

无模糊~最大值 (maximum values for unambiguous) 124

~的距离鉴别 (range discrimination) 123

无模糊~最小值 (minimum values for unambiguous) 124

~取样 (sampling) 127

积雪场 (Snowpack)

- ~的后向散射 (backscattering) 266
- ~的衰减系数 (extinction coefficient) 270
- ~的损耗因子 (loss factor) 281
- ~的穿透深度 (penetration depth) 270
- ~的表面粗糙度 (surface roughness) 282

真实地面距离显示 (True-Ground-Range (TGR) display) 100

十 一 画

混淆 (Aliasing) 151

“啁啾” (Chirp) 雷达 (Chirp radar)

- 由二进制相位码调制实现的~ (by binary-phase-code modulation) 45
- 由调频实现的~ (by FM) 40
- ~调频率 (Chirp rate of) 43
- ~的去“啁啾”(脉冲压缩) (de-chirping (pulse compression) in) 40

合成孔径雷达中的~技术 (technique in SAR)

粗糙度 (Roughness, Degree of roughness) 115

- ~参数 (parameters) 44
- ~归一化粗糙度频谱 (roughness spectrum normalized) 320

菲涅耳系数 (Fresnel coefficient)

- 修正~ (modified) 313

斜向辐射宽度 (Slant swathwidth) 123

- 合成孔径雷达的~ (for SAR) 125
- 扫描合成孔径雷达的~ (for scanning SAR) 128

斜距显示 (Slant range (SR) display) 101

斜视立体观测雷达 (Squint stereo radar) 104

距离模糊度 (Range ambiguity) 124

距离弯曲 (Range curvature) 136

距离失真 (Range distortion) 99

距离偏置补偿 (Range-offset processing) 149

距离游动 (Range walk) 136

十 二 画

超带宽 (Excess bandwidth) 84

等多普勒线 (Isolop) 10
 散射 (Scattering)
 相干~ (coherent) 233
 ~矩阵 (matrix) 324
 非相干~ (noncoherent) 233
 ~相位函数 (phase function)
 散射系数 (Scattering coefficient) 5
 后向~ (backscattering) 5
 双基地~ (bistatic) 231
 ~测量 (measurement) 226
 ~和发射率 (and emissivity) 232
 ~和反射率 (and reflectivity) 232
 相干~ (coherent) 305
 非相干~ (noncoherent) 307
 ~的简单模式 (simple models for) 77
 散射系数测量 (Scattering coefficient measurement)
 近垂直入射下~ (near normal incidence) 191
 机载和星载散射计的~ (with airborne and spaceborne scatterometer) 215
 波束限制雷达的~ (with beam-limited radar) 187
 陆基和直升机装载散射计的~ (with ground-based and helicopter scatterometer) 198
 脉冲雷达的~ (with pulse radar) 189
 散射矩阵 (Scattering matrix) 324
 散射计 (Scatterometer) 185
 机载和星载的~ (airborne and spaceborne) 214
 ~的标定 (calibration) 198
 陆基和直升机装载~ (ground-based and helicopter-borne) 199
 海洋卫星上~ (on Seasat (SASS)) 219
 天空实验室上~ (on Skylab) 64
 植被, 植物 (Vegetation)
 ~作为一种水云层 (as a water cloud) 262
 ~作为有耗介质圆柱体 (as lossy dielectric cylinders) 261
 ~的后向散射 (backscattering) 259
 ~覆盖部分 (cover fraction) 260
 ~辐射 (emission) 277
 ~损耗因子 (Loss factor) 262
 ~穿透深度 (penetration depth) 252
 ~的含水量 (water content) 262

十 三 画

照射面积 (Area of illumination) 187

波束限制雷达的加权~ (weighted for a beam-limited radar) 188
 距离限制雷达的加权~ (weighted for a range-limited radar) 188
 照度积分 (Illumination integral)
 雷达定标 (Calibration of radars) 187
 ~的准确度 (accuracy) 185
 雷达天线方向图的标定 (calibration of antenna pattern) 187
 外~ (external) 198
 内~ (internal) 192
 外定标的照射积分 (external calibration illumination integral) 187
 精密~ (precision) 186
 脉冲波形的~ (pulse shape) 189
 雷达(后向)散射截面 (Radar (backscattering) cross-section) 199
 ~的效率因子 (efficiency factor of)
 定标目标的~ (of calibration targets) 200
 导电球的~ (of conducting sphere) 202
 角反射器的~ (of corner reflector) 202
 小块矩形平板的~ (of plat rectangular plate) 201
 硬目标的~ (of hard targets) 247
 龙伯透镜反射器的~ (of Luneberg Lens reflector) 204
 ~的测量精密度 (measurement precision of) 199
 雷达方程 (Radar equation) 1
 ~面扩展式 (area-extensive form) 5
 双基地(双站)~ (bistatic case) 3
 脉冲雷达的~ (for a pulse radar) 189
 调频雷达的~ (for an FM radar) 190
 近垂直向测量的~ (for near-vertical measurements) 227, 245
 合成孔径雷达的~ (for SAR) 131
 侧视机载雷达的~ (for SLAR) 75
 植被层的~ (for vegetation canopy) 261
 单基地(单站)~ (monostatic case) 3
 雷达反射率 (Radar reflectivity) 270
 零偏置处理 (Zero-offset processing) 124

十 四 画

模糊函数 (Ambiguity function)
 距离~ (for range) 56
 速度~ (for speed (Doppler frequency)) 58

~的广义形式 (general form) 62
聚焦深度 (Depth of focus) 146
精密度 (Precision) 185
遮蔽阴影 (Shadow) 102
~函数 (shadowing function) 357
稳定本地振荡器 (STALO) 51

十 六 画

噪声 (Noise)
有噪情况下测量 (measurements in the
presence of) 24