

极化 SAR 理论、方法与应用

张 红 王 超 刘 萌 李洪忠 著
单子力 谢 镭 刘 智



科学出版社

极化 SAR 理论、方法与应用

张 红 王 超 刘 萌 李洪忠 著
 单子力 谢 镭 刘 智

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书总结了作者所在团队近年来在极化 SAR 领域的研究成果。书中首先详细介绍极化 SAR 散射理论,在此基础上深入介绍极化 SAR 图像处理的相关理论知识及方法,主要包括针对机载极化 SAR 数据的后验定标方法;相干目标分解的统一三分量表示,及各极化特征参量的等价性分析;基于物理散射模型的非相干目标分解方法,以及针对 45° 定向角建筑物的四分量分解方法的探讨;多时相极化 SAR 数据的杂波表征及变化检测方法研究,探索面向应用的特定地物类型的变化检测方法;针对极化 SAR 的新的发展趋势——简缩极化开展前沿性研究,介绍简缩极化 SAR 数据仿真、分解和散射机制分类方法及其应用潜力。

本书在内容上力求通俗易懂、深入浅出,广泛涉及极化 SAR 图像处理的各个方面,可供从事遥感、测绘、地质、林业、农业等学科领域的科研人员参考使用,也可作为高等院校相关专业师生的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

极化 SAR 理论、方法与应用/张红等著. —北京:科学出版社,2015.7

ISBN 978-7-03-044979-5

I. ①极… II. ①张… III. ①遥感图像②通信系统 IV. ①TP75
②TP79

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2015)第 130212 号

责任编辑:彭胜潮 / 责任校对:韩 杨

责任印制:张 倩 / 封面设计:图阅社

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

新科印刷有限公司印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2015 年 7 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

2015 年 7 月第一次印刷 印张:12 1/2 插页:8

字数:293 000

定价:69.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

极化是电磁波的一个重要物理特性。工作在微波波段的 SAR 系统在不同极化状态下所测量的地物呈现不同的散射特征,通过发射和接收水平极化和垂直极化的电磁波,能获得完整的目标散射特性,极大地提高了 SAR 系统对目标信息的获取能力。

2007 年以来,加拿大 Radarsat-2、德国 TerraSAR-X、意大利 Cosmo-SkyMed 和日本 ALOS-2 等新型全极化 SAR 系统的出现,为极化 SAR 发展带来了新的机遇。一方面,全极化方式能够使得 SAR 图像的解译变得更为容易,大大提高了对地物的检测与识别能力;另一方面,高分辨率图像的纹理结构更加清晰,能够实现对建筑物、道路等地面目标细微特征的精确探测。

随着极化 SAR 数据的不断丰富,国内外科研人员开展了大量的研究工作,特别是以 W. M. Boerner、J. S. Lee、S. Cloude、E. Pottier、Yamaguchi 为代表的一大批科学家开展了大量深入的研究工作,并在世界各国不遗余力地开展极化 SAR 的普及工作,从而极大地推动了极化 SAR 研究的进展。2005 年作者所在的课题组将初期的研究成果集结成书,出版了《全极化合成孔径雷达图像处理》,对极化 SAR 图像处理所涉及的基本知识及处理技术进行概括和总结。十年过去了,我们课题组在这十年中继续得到国家自然科学基金、国家 863 项目的支持,持续地开展了极化 SAR 图像分析领域的工作。在中国科学院对地观测与数字地球科学中心主任基金的支持下,我们将近五年的研究成果进行归纳总结,整理出版,以供相关领域的科研工作者阅读参考。

本书共分 6 章。第 1 章对极化 SAR 散射中的一些基本理论进行简要总结和阐述,主要分为两部分;第一部分是电磁波的表示和极化特性描述,首先从完全极化的单色平面电磁波出发,讨论单色平面电磁波几种经典的极化描述子,然后将这种描述方法扩展到部分极化波的情况;第二部分是目标的极化特性描述,针对相干目标和分布式目标,基于时间反演理论,介绍常见目标散射特性的矩阵表示方法,并推导了各个矩阵之间的关联和转换公式。第 2 章介绍极化 SAR 数据定量应用之前一个重要的预处理步骤——极化定标,首先介绍极化定标的基本原理和常用定标参考目标,对具有代表性的极化定标方法进行逐一分析,在此基础上针对机载极化 SAR 数据的后验定标问题进行详细的算法分析、精度评价以及适用范围分析。目标极化分解是从目标的极化散射描述中提取一个主要或平均单目标散射对目标进行刻画,目标极化分解是极化 SAR 定量应用的关键所在。对应于单目标和分布目标两种目标散射形式,现有的分解算法可大致分为相干分解和非相干分解两类。对于给定的目标散射,目前研究人员提出了大量的分解方法和分解模型。存在如此多的分解会使我们迷惑,不知选取哪种好,这需要深入研究各种算法以形成一个统一认识。这种统一认识应该也是极化分解的主要任务,即通过处理测量的目标散射描述以深入理解其物理特性,从而服务于目标识别和分类等应用。因此在第 3 章中,我们将现有的

相干目标的分解模型统一到一个三分量模型,这些经典的分解方法都可以表示为此模型在某限定条件下的简化形式,并进一步揭示不同分解中相似参数之间的差异与关系。非相干目标极化分解也是目标极化分解的重要组成部分,目前已经成为极化分解的研究热点,吸引越来越多的研究人员开展相关研究。在第 4 章中首先从 Freeman 三分量分解方法出发,理论上分析和实验上验证 Yamaguchi 分解的局限性,而后针对这种局限性,介绍一种改进的基于物理散射模型的极化 SAR 图像的四分量分解方法;更进一步,针对在改进的算法中,图像中某类特殊地物的分解结果仍然存在的问题,介绍一种广义的偶次散射模型,用于描述该类地物的散射特征,进而构造一种新的四分量分解方法。近年来,多时相极化 SAR 图像的变化检测研究受到越来越多的关注,被逐步应用于震后灾害评估、海啸受灾状况评估、农作物生长状况监测、城镇动态监测等的研究中。在第 5 章我们针对多时相极化 SAR 数据的杂波表征及变化检测方法开展深入研究,探索面向应用的特定地物类型的变化检测方法,也就是说,将极化 SAR 的类别信息也用于变化检测中,提取感兴趣的特定地物的变化信息,为特定应用提供更精准的信息。近十年来,简缩极化 SAR 系统引起了广泛的关注与研究。与全极化 SAR 系统不同,简缩极化 SAR 系统只发射一个方向的电磁波(线极化波或圆极化波),同时接收两个方向的回波信号(线极化或圆极化回波信号),能够降低系统设计和维护的复杂度,扩大系统的成像范围。与双极化 SAR 系统相比,简缩极化 SAR 系统信号收发组合更加灵活,同时存储回波信号的相对相位,具有更丰富的信息量。因此针对极化 SAR 的这一新的发展趋势——简缩极化,我们在第 6 章中开展了一些前沿性研究,主要介绍简缩极化 SAR 的数据仿真、分解和散射机制分类及其应用潜力的研究。

本书由张红研究员、王超研究员、刘萌博士、李洪忠博士、单子力博士、谢镭和刘智研究员执笔。全书各章节的撰写安排如下:第 1 章、第 5 章由刘萌、张红编写;第 2 章由张红、卢伍平、刘智编写;第 3 章由李洪忠、王超编写;第 4 章由单子力、王超编写;第 6 章由谢镭、张红、刘智编写。全书由张红、刘萌、谢镭、刘智校对,最后由张红统一校阅。陈皆红博士、卢伍平硕士对部分章节内容进行补充校订。在本书撰写过程中,清华大学杨健教授、复旦大学金亚秋院士、中国科学院遥感与数字地球研究所郭华东院士为我们的研究工作提供多方面的支持和帮助,感谢吴樊副研究员、张波副研究员、汤益先副研究员对本书部分章节提供修改意见。

感谢国家自然科学基金(资助号:41371352,41331176,41401514)的资助。感谢中国科学院对地观测与数字地球科学中心主任基金的资助。

书中 AirSAR 数据由 NASA/JPL 提供,ESAR 数据由德国 DLR 提供,PALSAR 数据由日本 JAXA 提供,Radarsat-2 由加拿大 MDA 提供,德国 TerraSAR-X、TanDEM-X、日本 ALOS-2 科学实验计划为我们的研究提供了大量的实验数据,在此一并致谢。

由于时间仓促,笔者水平有限,书中不当之处在所难免,敬请读者批评指正。

目 录

前言

第 1 章 极化 SAR 散射理论	1
1.1 引言	1
1.2 极化波的表征	2
1.2.1 平面极化波	2
1.2.2 极化椭圆	4
1.2.3 Jones 矢量	6
1.2.4 Jones 相干矩阵	7
1.2.5 Stokes 矢量	9
1.3 目标散射特性的表征	11
1.3.1 时间反演与散射坐标系	12
1.3.2 极化散射矩阵和矢量化	15
1.3.3 Mueller 矩阵和 Kennaugh 矩阵的统一	18
1.3.4 极化协方差矩阵与极化相干矩阵	21
1.3.5 不同表征矩阵间的转换	23
第 2 章 后验极化 SAR 定标	26
2.1 极化 SAR 定标基本原理	26
2.1.1 极化 SAR 定标	26
2.1.2 极化定标模型	27
2.2 定标参考目标	27
2.2.1 参考点目标	28
2.2.2 参考分布目标	32
2.3 极化 SAR 定标方法	32
2.3.1 点目标定标法	33
2.3.2 分布目标定标方法	33
2.3.3 混合定标法及改进算法	35
2.4 改进的后验极化 SAR 定标方法	42
2.4.1 Ainsworth 算法的性能分析	42
2.4.2 改进的后验极化 SAR 定标方法	44
2.4.3 算法精度分析	45
2.5 极化 SAR 定标算法的适用范围分析	49
2.5.1 低串扰极化数据定标分析	49
2.5.2 高串扰极化数据定标分析	51

第 3 章 极化相干目标统一三分量分解模型	54
3.1 极化分解	54
3.2 极化相干目标分解模型	55
3.2.1 Pauli 分解	56
3.2.2 SDH 分解	58
3.2.3 Cameron 分解	60
3.2.4 TSVM 分解	62
3.3 对称散射空间描述	63
3.3.1 对称散射空间单位球表示	64
3.3.2 对称散射空间度量距离	68
3.3.3 对称散射体分类	70
3.3.4 对称散射体可视化	72
3.4 极化相干目标统一三分量分解模型	73
3.4.1 最小对称散射分量特征描述	73
3.4.2 统一三分量散射模型	74
3.4.3 SDH 分解与 Cameron 分解等价性	77
3.5 相干目标分解统一性分析	78
第 4 章 基于物理散射模型的极化 SAR 目标分解	81
4.1 非相干目标极化分解	81
4.2 Freeman 三分量分解	85
4.3 Yamaguchi 四分量分解	88
4.4 改进的四分量分解	91
4.4.1 Yamaguchi 分解负功率像素产生的原因	93
4.4.2 定向角补偿	93
4.4.3 修正的体散射模型	96
4.4.4 功率限制判定条件	98
4.4.5 四分量分解结果与分析	98
4.5 针对特殊城区地物的四分量分解	101
4.5.1 定向角补偿的局限性	101
4.5.2 45°定向角建筑物的散射特性分析	103
4.5.3 广义的偶次散射模型	104
4.5.4 针对特殊城区地物的四分量分解	105
4.5.5 特殊地物的分离条件	108
4.5.6 特殊地物分解结果与分析	109
第 5 章 面向应用的极化 SAR 变化检测	111
5.1 引言	111
5.1.1 国内外研究现状	112
5.1.2 极化 SAR 变化检测存在的问题	117

5.2 极化 SAR 图像杂波统计模型描述	118
5.2.1 极化散射矢量的统计分布模型	119
5.2.2 极化相干矩阵的统计分布模型	121
5.3 基于极不均匀模型的极化 SAR 变化检测	123
5.3.1 改进的极化 SAR 乘性模型	123
5.3.2 基于极化 SAR 乘性模型的相似性度量	128
5.3.3 改进的极化 SAR 变化检测方法	129
5.3.4 实验与分析	131
5.4 针对特定地物类型的极化 SAR 变化检测	139
5.4.1 针对特定地物类型的变化测度	139
5.4.2 针对特定地物类型的变化检测方法	145
5.4.3 实验与分析	146
第 6 章 简缩极化 SAR 数据处理方法	151
6.1 引言	151
6.2 简缩极化 SAR 数据仿真	152
6.2.1 $\pi/4$ 模式简缩极化 SAR 数据仿真	152
6.2.2 DCP 模式简缩极化 SAR 数据仿真	154
6.2.3 CTLR 模式简缩极化 SAR 数据仿真	155
6.2.4 简缩极化 SAR 数据协方差矩阵	156
6.3 基于信息重建的简缩极化 SAR 数据处理	157
6.3.1 全极化 SAR 协方差矩阵重建	157
6.3.2 全极化 SAR 干涉协方差矩阵重建	159
6.4 简缩极化 SAR 目标分解	161
6.4.1 $m\text{-}\delta/m\text{-}\chi$ 分解	162
6.4.2 简缩极化 Freeman-Durden 分解	163
6.4.3 H/α 分解	164
6.4.4 简缩极化 H/α 特征空间	172
6.5 简缩极化 SAR 数据应用研究	178
参考文献	181
彩图	

第 1 章 极化 SAR 散射理论

1.1 引言

极化是电磁波固有的一种属性,也是电磁波的基本特性之一,它描述了电场矢量端点作为时间的函数所形成空间轨迹的形状和旋向。平面电磁波的电场矢量在坐标系中可以分解为水平方向和垂直方向,这两个分量之间的相对关系构成了平面电磁波的极化方式。

极化 SAR 测量是获取、处理和分析电磁波极化状态的一门科学,它通过发射和接收水平和垂直两种极化电磁波,能获取完整的目标散射特性。电磁波的极化表征,以及电磁波与地物目标相互作用的描述,是研究极化 SAR 散射的理论基础。

第一次有关极化雷达的研究由 George Sinclair 于 1946 年发起 (Sinclair, 1950)。他认为雷达目标起着极化转换器的作用,并可用一个 2×2 的复数散射矩阵来表示相干目标的特性。1952 年, Kennaugh 发展了单基情况下雷达目标的最优极化概念。之后, Copeland 在 Kennaugh 的指导下,发展了第一个用于飞机目标分类和识别的实用方案。在此之后,该领域的工作直到 Huynen 的研究才有了重要的突破。他利用 Kennaugh 的最优极化概念,在 20 世纪 60 年代发展了用于雷达目标现象学的方法。1967 年, Hagfors 将极化方法应用到月球研究的地质学问题当中 (王超等, 2008)。20 世纪七八十年代, Boerner 和他所领导的研究小组研究了矢量电磁逆散射中极化信息的利用问题,对 Kennaugh 和 Huynen 工作进行了更深入的分析,将 Kennaugh 的最优单基极化扩展到了双基的情况,并积极推动极化在微波遥感中的应用,为雷达极化测量做出了巨大贡献,使整个雷达界认识到在民用和军用雷达中加入极化功能的重要性 (Boerner et al., 1990; 1991)。

极化 SAR 系统的发展始于 20 世纪 80 年代。1985 年,美国国家航空航天局喷气推进实验室 (NASA/JPL) 研制成功了第一台机载极化雷达——CV990 机载成像雷达。该雷达工作于 L 波段,是目前所有极化雷达的原型,1988 年, JPL 又研制成功了多波段机载极化雷达 AIRSAR,它具有 P、L、C 三个波段,分辨率优于 10m。从此,极化 SAR 测量从理论研究走向实际遥感应应用,并在世界各国掀起了雷达极化信息处理和应用的 research 热潮,20 多年来未尝中断。

极化 SAR 系统通过测量目标场景中每一分辨单元内的散射回波,获得该单元内可用来完全描述目标散射特性的回波的幅度和相位信息。它通过调整收发电磁波的极化组合形式获得场景目标的全部极化散射特性,极大地提高了成像雷达对目标信息的获取能力,在灾害评估、国民经济发展以及军事等众多领域都有广阔的应用前景。最近几年, SAR 成像技术日益成熟,图像分辨率不断增强,获取数据的能力和精度也越来越高。尤其是 2007 年以来,加拿大 Radarsat-2、德国 TerraSAR-X、意大利 Cosmo-SkyMed 和日

本 PALSAR-2 等新型全极化 SAR 系统的出现, 为极化 SAR 发展带来了新的机遇。一方面, 全极化方式能够使得 SAR 图像的解译变得更为容易, 大大提高了地物检测与识别的能力; 另一方面, 高分辨率图像的纹理结构更加清晰, 能够实现对建筑物、道路等地面目标细微特征的精确探测。

在前人的研究基础上, 本章对极化 SAR 散射中的一些基本理论进行简要总结和阐述, 主要分为两部分: 第一部分(1.2 节)是电磁波的表示和极化特性描述, 首先从完全极化的单色平面电磁波出发, 讨论单色平面电磁波几种经典的极化描述子, 然后将这种描述方法扩展到部分极化波的情况; 第二部分(1.3 节)是目标的极化特性描述, 针对相干目标和分布式目标, 基于时间反演理论, 介绍常见目标散射特性的矩阵表示方法, 并推导各个矩阵之间的关联和转换公式。

1.2 极化波的表征

1.2.1 平面极化波

虽然极化与空间坐标系、观测点无关, 但在描述电磁波的极化态时仍需要选择一定的坐标系。由于多数的全极化雷达系统都是采用两副正交的线性极化天线, 因此坐标系多采用 Cartesian 坐标系。一个沿 $+z$ 方向传播的平面电磁波的电场矢量, 在 x - y 平面内, 由 x 方向分量 E_x 和 y 方向分量 E_y 组成(Lee and Pottier, 2009a; Mott, 2007)。

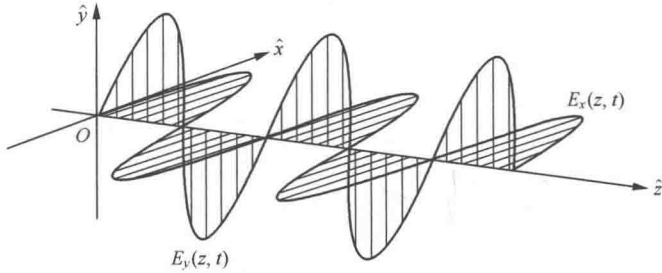


图 1.1 电磁波传输示意图

$$\begin{cases} \mathbf{E}(z) = E_x(z)\mathbf{e}_x + E_y(z)\mathbf{e}_y \\ E_x(z) = E_{x0}e^{-ikz} = E_{x0}e^{-ikz}e^{i\delta_x} \\ E_y(z) = E_{y0}e^{-ikz} = E_{y0}e^{-ikz}e^{i\delta_y} \end{cases} \quad (1.1)$$

式中, $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ 分别表示 x , y 方向的单位基矢量; δ_x 和 δ_y 表示相位; k 为波数; $E_x(z)$ 和 $E_y(z)$ 均为复数, 其幅度为 $E_{x0} = |E_x|$, $E_{y0} = |E_y|$ 。根据 IEEE 标准 149-1979, $E_x(z)$ 和 $E_y(z)$ 在时刻 t 的瞬时值分别为

$$\begin{cases} E_x(z, t) = \Re(E_x(z)e^{i\omega t}) = \Re(E_{x0}e^{-ikz}e^{i\omega t}) = E_{x0}\cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y(z, t) = \Re(E_y(z)e^{i\omega t}) = \Re(E_{y0}e^{-ikz}e^{i\omega t}) = E_{y0}\cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases} \quad (1.2)$$

式中, $\Re(\cdot)$ 表示复数的实部; ω 表示角速度。通常 $E_{x0} \neq 0$, $E_{y0} \neq 0$, $\delta_0 = \delta_y - \delta_x \neq 0$ 。则上式可简化为

$$\begin{cases} E_x(z, t) = E_{x0} \cos(\omega t - k) \\ E_y(z, t) = E_{y0} \cos(\omega t - kz + \delta_0) \end{cases} \quad (1.3)$$

假设 ω 、 δ 的取值与时间 t 无关, 消去式(1.3)中的 $\omega t - k$ 项, 容易得到电场矢量的轨迹可以表示为

$$\left(\frac{E_y(z, t)}{E_{y0}}\right)^2 + \left(\frac{E_x(z, t)}{E_{x0}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_y(z, t)E_x(z, t)}{E_{y0}E_{x0}}\right)\cos(\delta_y - \delta_x) = \sin^2(\delta_y - \delta_x) \quad (1.4)$$

因此, 电场矢量 $\mathbf{E}(z, t)$ 的端点一个周期内随时间变化的轨迹会形成一个椭圆曲线, 称为极化椭圆。该椭圆曲线所表示的平面波的传播特性即为平面波的极化特性。

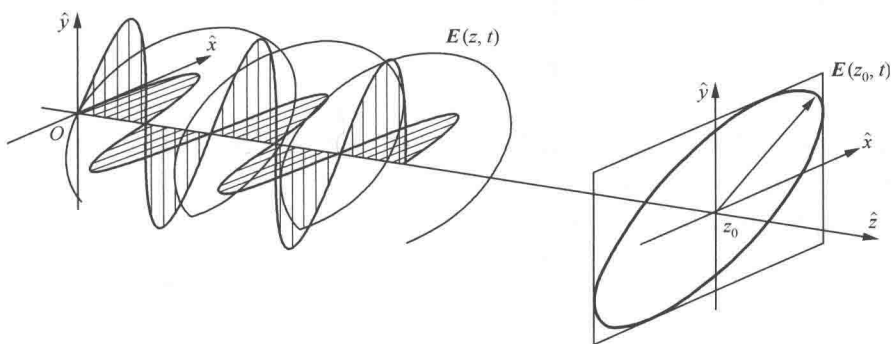


图 1.2 完全极化波的传输轨迹

根据式(1.2)中 ω 、 δ 的取值, 可以将极化波广义地分为三类(见图 1.3)。

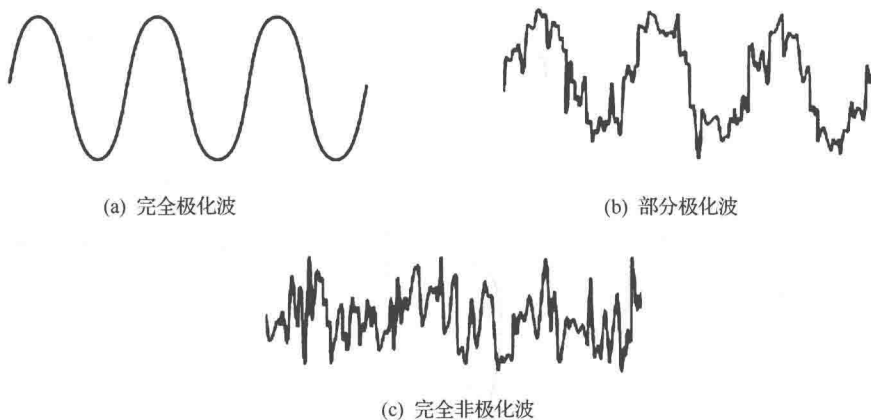


图 1.3 三种平面极化波

(1) 完全极化波(completely polarized wave), 即单色波(monochromatic wave)且无噪声分量。完全极化波的 ω 、 δ 都是常数(Born and Wolf, 2003)。雷达发射的波是一种准单色波(quasi-monochromatic wave), 一般情况下可近似认为其是完全极化波, 其电场矢量的轨迹为椭圆。

(2) 完全非极化波(completely unpolarized wave), 表示电场矢量分量之间完全无关的电磁波。完全非极化波的 x 方向和 y 方向的分量具有相同的平均功率密度而且又彼此不相关。

(3) 部分极化波(partially polarized wave), 它包含随机量、时变量或噪声分量。许多自然界和人工建筑物等辐射的信号都包含了很宽的频谱范围, 波参数 ω 、 δ 可能是时间和空间位置的函数, 场矢量的幅度和相位是随机过程。此时, 电场矢量 $\mathbf{E}(z)$ 在一个周期内随时间变化而形成的轨迹不再是一个固定不变的椭圆, 而是随时间变化而变化。这种波被称为部分极化波, 雷达接收的回波一般认为是部分极化波。

在雷达遥感中, 我们关注的主要是雷达发射的完全极化波和雷达接收的部分极化波。目前, 完全极化波的表示方法主要有极化椭圆法和 Jones 矢量表示法; 部分极化波的表示方法主要有 Jones 相干矩阵法和 Stokes 矢量表示法, 可以证明, 这两种方法是等价的。

1.2.2 极化椭圆

由上节介绍可知, 对于完全极化波, 其电场矢量的端点在一个周期内会形成一个具有旋转方向性的椭圆, 即极化椭圆。根据旋向的不同, 可将其分为左旋极化和右旋极化。其旋向的定义遵循 IEEE 标准: 如果观察者沿传播方向看, 电场强度矢末端端沿顺时针方向运动, 即电场矢量旋向与传播方向满足右手螺旋, 称之为右旋极化, 反之, 则称为左旋极化。

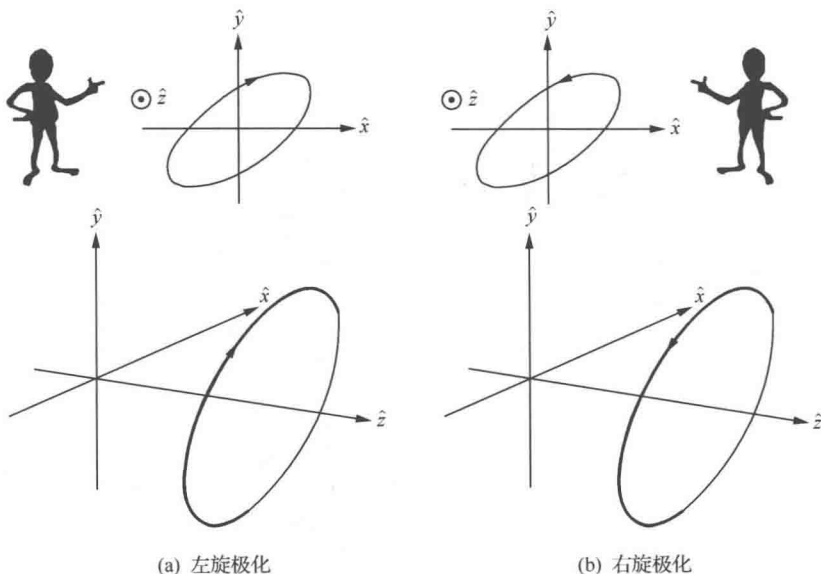


图 1.4 极化旋向的定义

对于任意极化态, 可以用椭圆的几何参量来完全描述: 极化方位角 ψ 和椭圆率角 χ 。极化方位角 ψ 定义为

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{x0}E_{y0}}{E_{x0}^2 - E_{y0}^2} \cos \delta_0 \quad (1.5)$$

椭圆率角 χ 定义为

$$\tan \chi = \pm \frac{b}{a} \quad (1.6)$$

式中, $2a$ 和 $2b$ 分别为椭圆的长轴和短轴; χ 表示椭圆的形状,同时也表征电场矢量的旋向。当 $\chi > 0$, 为左旋极化;当 $\chi < 0$, 为右旋极化。

极化方位角 ψ 和 χ 与相位差 $\delta = \delta_y - \delta_x$ 的关系如下:

$$\begin{cases} \sin 2\chi = \sin 2\alpha \sin \delta \\ \tan 2\psi = \tan 2\alpha \cos \delta \end{cases} \quad (1.7)$$

式中, $\tan \alpha = E_{y0}/E_{x0}$ 。

根据极化方位角 ψ 和椭圆率角 χ 的取值不同,除了一般的椭圆极化波外,完全极化波还可以退化为二种特殊形式:线极化和圆极化。

1. 线极化

当相位角相等,即 $\delta_x = \delta_y \rightarrow \delta_0 = 0$,由式(1.7)可知,椭圆率角 χ 变为 0。因此,电场矢量 $\mathbf{E}(z, t)$ 的轨迹表现为一直线。在该极化态下,极化方位角等于角 α ,可表示为

$$\tan \psi = \frac{E_{y0}}{E_{x0}} \quad (1.8)$$

图 1.6 所示为极化 SAR 中所采用的两种线极化态:水平极化态(H)和垂直极化态(V)。针对地学应用,以地球表面为参考面,平行于地球表面方向即水平方向,垂直于地球表面方向即垂直方向。

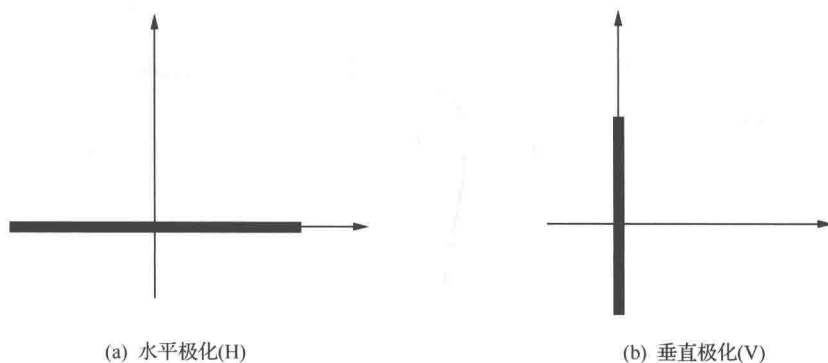


图 1.6 线极化

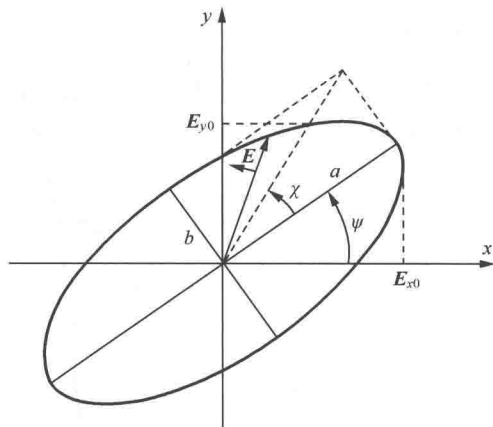


图 1.5 极化椭圆

2. 圆极化

如果 $E_{x0} = E_{y0}$ ，并且有 $\delta_0 = \pm \pi/2 + 2m\pi$ (m 为整数)，这时电场矢量 $\mathbf{E}(z, t)$ 的轨迹表现为圆，称之为圆极化。根据旋向不同，圆极化可分为右旋圆极化和左旋圆极化，如图 1.7 所示。当 $\delta_0 = -\pi/2 + 2m\pi$ ，此时电场矢量旋向与传播方向满足右手螺旋定则，这种极化态为右旋圆极化；当 $\delta_0 = \pi/2 + 2m\pi$ ，为左旋圆极化。

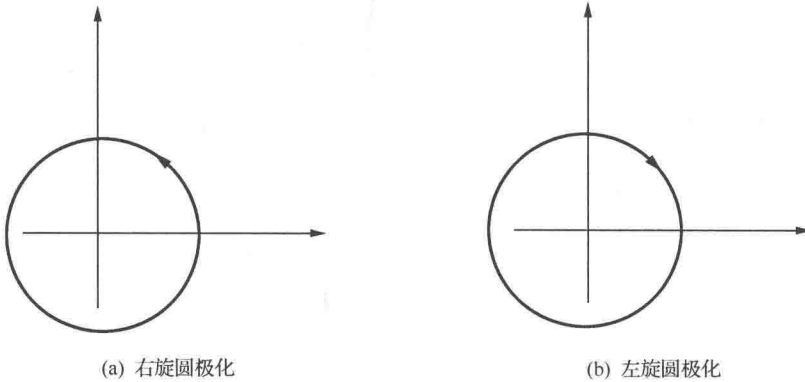


图 1.7 圆极化(电磁波方向垂直于纸面并向外)

1.2.3 Jones 矢量

极化椭圆虽然有着明确直观的物理意义，但是极化方位角和椭圆率角的描述方式并不利于数学运算，所以这里引入 Jones 矢量对平面电磁波进行描述。

对于一个单色波，电场 $\mathbf{E}$ 可表示为两个归一正交极化基 $\mathbf{e}_x$ 和 $\mathbf{e}_y$ 下复分量 E_x 、 E_y 的线性组合

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y \quad (1.9)$$

由于单色平面波从本质上说是一个简谐振荡，因而简谐电场 $\mathbf{E}$ 可表示为

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{x0} e^{i\delta_x} \\ E_{y0} e^{i\delta_y} \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

这个矢量称为 Jones 矢量。Jones 矢量包含了极化椭圆中除左旋/右旋外的全部信息；也就是说，两列传播方向相反的电磁波采用同一 Jones 矢量表达。

在很多应用领域，我们只对电场在 x 方向分量和 y 方向分量的相对关系感兴趣，因此进一步忽略式(1.10)中的绝对相位因子，可得

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y e^{i\delta} \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

式中， δ 是两个场分量的相位差。

电磁波的极化态可以用极化方位角 ψ 和椭圆率角 χ 表示，也可以复极化比 ρ 表示，

即给定极化基 $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y\}$ 下正交分量的复比值

$$\rho = \frac{E_{y0}}{E_{x0}} \cdot e^{i(\delta_y - \delta_x)} = \frac{\cos 2\chi \sin 2\psi + i \sin 2\chi}{1 - \cos 2\psi \cos 2\chi}$$

(1.12)

对于给定的复极化态，有

$$\rho \rho_{\perp}^* = -1$$

(1.13)

式中， $\rho_{\perp}$ 为正交极化比，这些极化参量在描述极化态中起到非常重要的作用。图 1.8 是极化度复平面表示。几种典型极化态的 Jones 矢量及其所对应的极化椭圆参数、极化度见表 1.1。

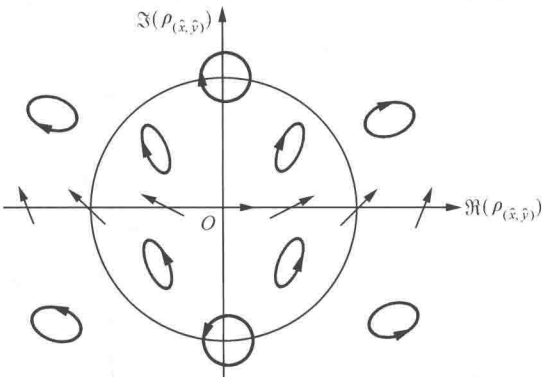


图 1.8 极化度复平面(电磁波方向垂直于纸面并向外)

表 1.1 几种典型极化态的 Jones 矢量及其对应的极化椭圆参数

极化态	Jones 矢量	极化方向角	椭圆率角	极化度
水平极化	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	0	0	0
垂直极化	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{\pi}{2}$	0	∞
线性 45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{\pi}{4}$	0	1
线性 -45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\frac{3\pi}{4}$	0	-1
左圆极化	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$	不定	$\frac{\pi}{4}$	j
右圆极化	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$	不定	$\frac{\pi}{4}$	-j

1.2.4 Jones 相干矩阵

前面两种平面电磁波的极化状态描述形式都是针对单色波而言，即完全极化波，这种形式的波在 x 方向和 y 方向上分量的振幅和相位差是常数，电场矢量端点在空间传播任一点处描绘出的也是一个具有恒定方位角和椭圆率角的极化椭圆。但是实际应用中，自然或人造目标上反射的电磁波频率范围很宽，而且雷达发射和接收的脉冲都有一定宽度，这导致雷达回波在两个正交极化基上分量的振幅和相位差是随时间变化的，其电场矢量端点在空间传播所描绘的是一个时变的极化椭圆。这种更为常见的电磁波形式就是部分极化波。对于部分极化波，其极化态不能用 Jones 矢量和极化椭圆表示，需要引入

新的表示方法: Jones 相干矩阵和 Stokes 矢量。

Jones 相干矩阵是由电场 Jones 矢量 $\mathbf{E}$ 与它的共轭转置的外积进行空间平均得到的 2×2 的 Hermitian 矩阵

$$\mathbf{J} = \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \rangle = \begin{bmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

Jones 相干矩阵的对角化元素分别表示 E_x 、 E_y 分量的强度, 非对角化元素表示两分量的相关性, 矩阵的迹 $\text{tr} \mathbf{J} = J_{xx} + J_{yy}$ 反映整个电磁波的能量。

如果 $J_{xy} = 0$, 分量 E_x 、 E_y 之间不存在相关性, Jones 相干矩阵变为对角化矩阵, 此时的电磁波定义为非极化波 (unpolarized wave)。更进一步, 在此条件上如果有 $J_{xx} = J_{yy}$, 此时的电磁波即为完全非极化波或者完全去极化波 (completely depolarized wave)。由此可见, 定义 $I = \text{tr} \mathbf{J}$, 完全非极化波可用下式表达

$$\mathbf{J} = \frac{I}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

对于 $|\mathbf{J}| = 0$, 相应地满足 $J_{xx}J_{yy} = |J_{xy}|^2$, 分量 E_x 、 E_y 之间相关性达到最大, 此时的电磁波定义为完全极化波。

位于上述两种极值情况之间的电磁波称为部分极化波, 三种波的定义已在文中 1.2.1 节给出。对于任意部分极化波来说, $|\mathbf{J}| > 0$ 意味着分量 E_x 、 E_y 之间存在一定的统计相关性, 这个相关度可用一个相似系数 j_{xy} 来表示

$$j_{xy} = \frac{J_{xy}}{\sqrt{J_{xx}} \sqrt{J_{yy}}} \quad (1.16)$$

j_{xy} 为一个复数, $|j_{xy}| \leq 1$, 它表示电场矢量的两个正交极化分量的相关性。对于完全极化波, $j_{xy} = 1$; 对于完全非极化波, $j_{xy} = 0$ 。

1. 部分极化波的二分理论

任何一个部分极化波都可分解成一个完全极化波和一个完全非极化波之和, 并且分解后的两个波是完全不相干且唯一的 (Born and Wolf, 2003; Lee and Pottier, 2009a)。因此, 任一部分极化波的 Jones 相干矩阵 $\mathbf{J}$ 都可以用下面的形式表示

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}^{(\text{dep})} + \mathbf{J}^{(\text{pol})} \quad (1.17)$$

这里 $\mathbf{J}^{(\text{dep})}$ 是指分解后完全非极化波的 Jones 相干矩阵; $\mathbf{J}^{(\text{pol})}$ 指分解后完全极化波的 Jones 相干矩阵。这两个矩阵可以表示为

$$\mathbf{J}^{(\text{dep})} = \begin{bmatrix} A & 0 \\ 0 & A \end{bmatrix}, \quad \mathbf{J}^{(\text{pol})} = \begin{bmatrix} B & D \\ D^* & C \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

根据完全极化波的定义, 可知 $BC = |D|^2$ 。因此, 通过联合式 (1.17) 和式 (1.18), 我们可以得到

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy}) - \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|\mathbf{J}|} \\
 B &= \frac{1}{2}(J_{xx} - J_{yy}) + \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|\mathbf{J}|} \\
 C &= \frac{1}{2}(J_{yy} - J_{xx}) + \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|\mathbf{J}|} \\
 D &= J_{xy}
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

由式(1.18)可知, 完全非极化波和完全极化波的强度分别为

$$\begin{aligned}
 I^{(\text{dep})} &= 2A = (J_{xx} + J_{yy}) - \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|\mathbf{J}|} \\
 I^{(\text{pol})} &= B + C = \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|\mathbf{J}|}
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

2. 极化度

部分极化波的极化程度可以用极化度(degree of polarization, DoP)来表征。极化度的定义如下:

$$\text{DoP} = \frac{I^{(\text{pol})}}{I} = \left(1 - \frac{4|\mathbf{J}|}{\text{tr}^2(\mathbf{J})}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.21}$$

显然, 对于完全极化波, DoP=1; 对于完全非极化波, DoP=0。对于一般情况, 极化度 DoP 的范围从 0 到 1, 反映了电磁波中极化分量的大小。

1.2.5 Stokes 矢量

由前面介绍可知, 单色平面波的极化态由 Jones 矢量表示, 如式(1.11)所示。Jones 矢量由两个复参量(强度与相位)确定, 这些参数仅能从相干雷达系统得到, 但这种相干雷达系统仅在近些年才成为可能。在研究早期, 只有非相干系统的情况下, 能够测量的只有入射波的强度信息, 由回波的强度(实数)来描述电磁波的极化态的方法称为 Stokes 矢量表示法, 由 Stokes 在 1852 年引入。

Stokes 矢量最初用来表示完全极化波, 它将 Jones 复矢量变换为 4 个实数组成的矢量, 表示如下:

$$\mathbf{g} = \begin{bmatrix} g_0 \\ g_1 \\ g_2 \\ g_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ 2\Re(E_y^* E_x) \\ 2\Im(E_y^* E_x) \end{bmatrix} \tag{1.22}$$

式中, $\Im(\cdot)$ 表示复数的虚部。

虽然 Stokes 矢量是由四个参数组成的, 在完全极化波情况下, 只有 3 个独立分量, 因为 g_1 、 g_2 、 g_3 之和等于 g_0

$$g_0^2 = g_1^2 + g_2^2 + g_3^2 \tag{1.23}$$