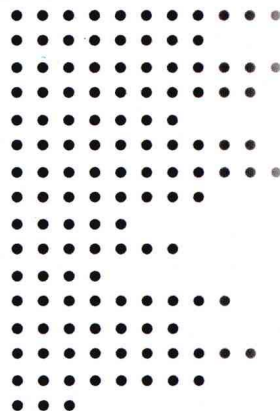
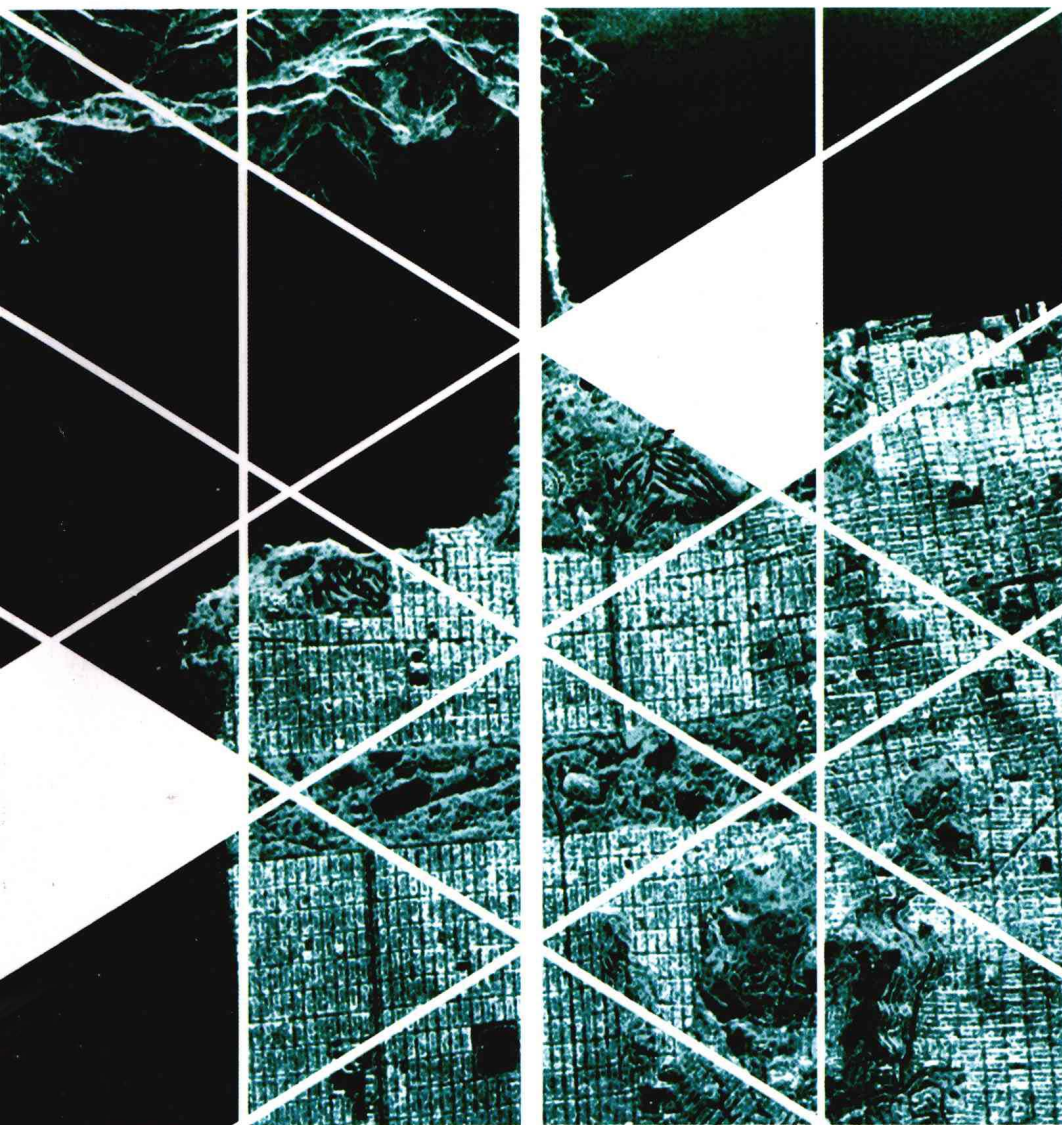




◎ 王超 张红 陈曦 刘智 闫冬梅 编著



# 全极化合成孔径雷达 图像处理



 科学出版社  
www.sciencep.com

# 全极化合成孔径雷达图像处理

王超 张红 陈曦 刘智 闫冬梅 编著

科学出版社

北京

## 内 容 简 介

本书从描述电磁波的麦克斯韦方程出发,首先介绍电磁波的极化特性以及目标极化散射表征方法,并在详细介绍现有的极化 SAR 系统基础上,总结了多种极化 SAR 数据的存储压缩格式。本书全面系统地阐述了全极化合成孔径雷达图像处理的有关内容,其中包括极化定标、极化 SAR 滤波、极化 SAR 目标分解以及极化 SAR 监督和非监督分类等。最后,本书展示了 CAE-SAR-POLSAR 极化处理软件平台在全极化合成孔径雷达图像处理方面的有关功能和成果。

本书内容广泛,讨论详细、全面,可供从事遥感、测绘、地质、林业、海洋等学科领域的科研人员参考使用,也可供高等院校相关专业的教学和研究参考。

### 图书在版编目(CIP)数据

全极化合成孔径雷达图像处理/王超等 编著. - 北京:科学出版社,2008  
ISBN 978-7-03-020051-8

I. 全… II. 王… III. 合成孔径雷达-图像处理 IV. TN958

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 089984 号

责任编辑:韩 鹏 卜 新 / 责任校对:朱光光

责任印制:钱玉芬 / 封面设计:王 浩

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

源海印刷有限责任公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

\*

2008 年 7 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

2008 年 7 月第一次印刷 印张:10 插页:6

印数:1—4 000 字数:224 000

定 价:48.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈环伟〉)

# 前 言

合成孔径雷达(SAR)发展至今已有半个多世纪。今天,太空中同时有数颗不同类型的 SAR 卫星正在执行对地观测任务。我国也计划在 2009 年发射“环境 1 号”SAR 卫星。

早期的成像 SAR 工作在单频、单极化状态,其观测值是与特定的发射极化和接收极化组合相对应的复数据或接收功率,这种标量测量方法不可能完全获得包含在散射信号极化特性中的关于散射过程的重要信息。特别是随着 SAR 理论和应用不断取得新的进展,人们已经开始不能满足雷达技术所提供的定性参数反演结果,还期望获取感兴趣地物目标的几何形状、方位取向、空间分布、粗糙度、湿度以及材料构成等。单极化通道中的雷达后向散射信息难以实现地物参数的定量反演,为了获得更加丰富的、关于散射过程的信息,必须采用矢量测量方法测量散射电磁波的极化信息,即利用多极化雷达后向散射信息实现从电磁波的极化散射机理去研究地物物理特性。

近年来,许多国家都非常重视极化合成孔径雷达的理论发展和技术应用,相继有多颗具有全极化对地观测能力的星载 SAR 卫星发射成功,如日本的 ALOS-PALSAR,德国的 TerraSAR-X,意大利的 Cosmo-SkyMed 以及加拿大的 Radarsat-2。因此未来几年内大量极化数据的获取,将会直接掀起极化合成孔径雷达研究和应用的热潮。

全极化合成孔径雷达或合成孔径雷达极化测量(SAR polarimetry, POLSAR),其数据的处理主要是针对全极化合成雷达获取的、具有地物目标电磁散射特性的回波信号进行特定目的的分析,以提取更为丰富的有用信息。与单极化 SAR 数据的处理不同的是,极化 SAR 数据是以极化矩阵形式进行表征,且极化散射矩阵常常与相应的散射机理模型相关联,因此其信息的挖掘与提取更为复杂。国外对极化 SAR 信息处理的研究开展较多,研究也相当深入;相比而言,我国对极化 SAR 问题的研究起步较晚,进入 21 世纪,随着我国机载极化 SAR 系统的发展,我国在极化 SAR 信息处理方面也有较快发展,但国内系统地介绍极化 SAR 图像处理的论著还没有。本书是作者所在课题组多年科研成果积累的结晶,以此为主要基础,加之结合国内外相关方面的工作,试图对极化 SAR 图像处理所涉及的基本知识及处理技术进行理论概括和技术总结,以供相关领域的科技工作者阅读参考。

本书第 1 章主要从描述极化合成孔径雷达发射的极化电磁波的矢量特性出发,给出部分极化电磁波、完全极化电磁波以及地物目标极化散射特征的各种表征方式。第 2 章描述了极化 SAR 机载和星载系统的演化和发展过程,并且详细介绍了目前一些常用全极化 SAR 数据的压缩格式和相应的解压算法。第 3 章则是作为本书前后章节的一个过渡,描述了极化定标以及极化滤波等图像预处理方法与常规 SAR 图像的异同。极化定标需要考虑各个极化通道之间的相位和幅度,相比单极化 SAR 定标要更为复杂。定标精度过低的极化 SAR 数据由于无法正确表征单个像素的极化特征,因此不能用于后期的处理分析以及应用。极化 SAR 非相干和相干目标分解以及极化 SAR 监督和非监督分类将在第 4 章,第 5 章中分别介绍。极化目标分解是极化 SAR 图像处理中比较有特色的一种分析

方法,由于极化 SAR 数据中包含了丰富的信息,并常用极化矩阵形式的表征,因此采用矩阵分解的方法可以用几个简单目标如导电球、偶极子、二面角等描述每个研究目标的物理散射机制。所以极化目标分解得到各个目标分量常常具有相应的物理含义,在第 4 章中我们采用列表和例图的方式试图让读者对此有一个清晰明了的理解,以获得对这些极化图像处理和分析方法的感性和直观的认识。极化目标分解技术也是极化非监督分类方法的立足点,目前极化非监督分类方法的基本思想就是利用极化目标分解得到每个像素内的各种物理散射机制,然后再根据这些极化散射特性作为聚类特征进行类型划分。可以说,只有多极化 SAR 数据才能真正做到地物的非监督分类。最后,第 6 章主要展示了一套自主研发的极化 SAR 数据处理分析平台,即 CAESAR-POLSAR。该软件平台实现了本书所介绍的大多数极化 SAR 图像处理分析算法,也包括一些本书未曾提及的极化干涉相干最优算法和基于单次全极化 SAR 飞行的数字高程模型获取算法。同时,对 CAESAR-POLSAR 软件平台中的极化文件的格式定义与图形显示也作了一定的解释说明,期望该极化软件的设计能够为日后国产极化 SAR 专业软件的开发提供一种借鉴和思路,为极化 SAR 数据应用提供支持。

本书由王超研究员、张红副研究员和陈曦博士执笔,刘智教授、闫冬梅副教授对部分章节校订。在本书撰写过程中,J S Lee 教授、S Cloude 博士、E Pottier 博士为研究工作提供多方面的支持和帮助,中欧“龙计划”合作项目为研究工作提供了部分数据,感谢汤益先博士、李洪忠博士、张波博士、吴樊博士对本书的部分章节提供修改意见。

感谢国家自然科学基金、国家 973 计划等项目的支持。书中 SIR-C、AIRSAR 数据由美国 NASA/JPL 提供,ESAR 数据由德国 DLR 提供,在此一并感谢。

由于时间仓促,水平有限,书中不当之处在所难免,敬请读者批评指正。

作者

2007 年 5 月于北京

E-mail:cwang@ccode.ac.cn

# 目 录

## 前言

<b>第 1 章 电磁波的极化及其表征</b> .....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 基本场方程 .....	3
1.3 谐变电磁场 .....	4
1.4 极化波的表征 .....	5
1.4.1 极化椭圆 .....	6
1.4.2 Jones 矢量表示法 .....	9
1.4.3 Stokes 矢量表示法 .....	9
1.4.4 极化基变换 .....	11
1.5 目标极化散射特性的表征 .....	12
1.5.1 坐标系 .....	12
1.5.2 散射体的极化描述 .....	13
1.5.3 极化合成 .....	16
1.5.4 典型目标的极化响应 .....	17
1.6 描述极化特征的常用参数 .....	23
1.6.1 非相干参数 .....	23
1.6.2 相干参数 .....	24
<b>第 2 章 极化 SAR 系统与极化 SAR 数据格式</b> .....	25
2.1 引言 .....	25
2.2 多极化合成孔径雷达系统的发展历史 .....	26
2.2.1 单极化 SAR 系统 .....	26
2.2.2 多极化 SAR 系统 .....	27
2.2.3 全极化 SAR 系统 .....	28
2.3 多极化 SAR 图像数据格式 .....	36
2.3.1 SIR-C 数据 .....	36
2.3.2 ENVISAT ASAR AP 模式数据 .....	39
2.3.3 AIRSAR 数据 .....	40
<b>第 3 章 极化 SAR 图像的预处理</b> .....	44
3.1 引言 .....	44
3.2 辐射定标 .....	46
3.2.1 相对定标与绝对定标 .....	46
3.2.2 外定标与内定标 .....	47
3.3 极化定标 .....	49

3.3.1	相位定标	50
3.3.2	串扰定标	52
3.3.3	通道不平衡度的定标	54
3.3.4	辐射定标	55
3.4	SAR 相干斑的统计特征及模型描述	55
3.4.1	SAR 相干斑的形成机理	55
3.4.2	单极化 SAR 图像的统计特征	56
3.4.3	单极化 SAR 图像的相干斑模型	59
3.4.4	多极化 SAR 图像的统计特征	59
3.4.5	多极化 SAR 图像的相干斑模型	60
3.5	极化滤波方法	61
3.5.1	极化白化滤波	61
3.5.2	最优加权滤波	63
3.5.3	极化矢量滤波	65
3.5.4	精制极化 Lee 滤波	66
3.5.5	相干斑抑制的评价标准	68
<b>第 4 章</b>	<b>极化 SAR 目标分解</b>	<b>70</b>
4.1	引言	70
4.2	相干极化目标分解	71
4.2.1	Pauli 分解	71
4.2.2	SDH 分解	74
4.2.3	Cameron 分解	76
4.2.4	SSCM 分解	84
4.3	非相干极化目标分解	86
4.3.1	Huynen 分解	87
4.3.2	Freeman-Durden 分解	90
4.3.3	Yamaguchi 分解	95
4.3.4	Cloude 分解	100
<b>第 5 章</b>	<b>极化 SAR 分类</b>	<b>107</b>
5.1	引言	107
5.2	监督极化 SAR 分类	107
5.2.1	基于最大似然准则的监督分类	108
5.2.2	基于支持向量机的监督分类	112
5.2.3	基于人工神经网络的监督分类	114
5.3	非监督极化 SAR 分类	115
5.3.1	统计 $K$ -均值原理	115
5.3.2	基于特征向量分析的非监督分类	116
5.3.3	基于散射特性保持的非监督分类	122
5.3.4	基于极化对比度的非监督分类	124

5.4	类别合并和分类终止标准 .....	124
<b>第 6 章</b>	<b>CAESAR 极化 SAR 处理平台 .....</b>	<b>127</b>
6.1	引言 .....	127
6.2	发展现状 .....	127
6.2.1	ENVI .....	128
6.2.2	PCI .....	128
6.2.3	RAT .....	129
6.2.4	POLSARPro .....	130
6.2.5	CAESAR-POLSAR .....	131
6.3	系统功能模块设计 .....	132
6.3.1	用户交互系统 .....	132
6.3.2	文件管理格式 .....	133
6.4	特色功能展示 .....	137
6.4.1	极化点目标分析 .....	138
6.4.2	分类图输出和精度分析 .....	140
6.4.3	极化高程测量的流水作业 .....	140
	<b>主要参考文献.....</b>	<b>144</b>
	<b>缩略语.....</b>	<b>150</b>
	<b>彩图</b>	



# 第 1 章 电磁波的极化及其表征

## 1.1 引言

众所周知,极化是各种矢量波共有的一种性质。例如,电磁波和固体中的弹性波、自旋波都具有这种性质。对于各种矢量波来说,极化是指用一个场矢量来描述空间中某个固定点所观测到的矢量波(电场、应变、自旋)随时间变化的性质。

电磁波的矢量特性体现在整个电磁波谱中。在地球遥感研究的整个阶段,人们是逐渐认识到相关的极化物理现象,先是在光学波段(在光学波段极化被称为偏振),之后是在低频波谱段。

1669年,Erasmus Bartolinus 研究发现,入射光可被分离为普通和非普通光线。1677年,Christian Huyens 提出了光的波动理论(认为光是一种特殊的波,而不是粒子集合),并发现了偏振光。Malus 在 1808 年证明了牛顿的假设:极化(偏振)是光的固有特性,而不是通过水晶加上去的某些东西。Brewster 在 Malus 的工作基础上做了更深入的研究,于 1816 年发现偏振角和电介质相对折射功率之间的关系。此后,Fresnel 发现了光的另外一个特性:光可以被看做一个横波。并且,他从实验中推导出反射定律。1889年,Drude 用严格的电磁波理论对上述发现进行了理论推导(Floyd and Anthony 1998)。

从早期的实验发现到当前严格的电磁场理论的转变是由无数的科学家共同完成的,但是必须要提到安培和法拉第两位科学家,以他们名字命名的定理是电磁场理论的重要基础。法拉第在 1845 年发现了电磁场极化面的旋转,对极化研究做出了重要的贡献。1852年,Stokes 通过四个被称为 Stokes 参数的定量参数,建立了描述部分极化波的数学理论基础。1868年,Maxwell 试图用一个统一的宏观电磁场的数学公式来总结前人的工作。以他的工作为起点,Helmholtz、Kirchhoff、Rayleigh 以及 Sommerfeld 增加了对波的传播和衍射的理解。另一个极化发展的重要一步是 Poincaré 研究发现所有可能的极化状态都可以用 Riemann 球中的点表示。电磁波在现代应用如电波通信、雷达的到来,是从 Heinrich Hertz 对波传播的描述开始。最后必须提到 Popov 和 Marconi,他们在 19 世纪末 20 世纪初对电波通信应用做出了巨大的贡献。

第一次有关极化雷达的广泛研究由 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  $2 \times 2$  的复数散射矩阵来表示相干目标的特性。之后,Rumsey 和 Kennaugh 继续 Sinclair 的研究,1952年,Kennaugh 率先走出重要一步,提出了最佳极化的概念,它主要是针对单静态条件天线互易及相干情况而言的。Copeland 在 Kennaugh 的指导下,发展了第一个实用方案,可用于飞机目标的分类和识别(Copeland 1960)。在 Kennaugh 之后,Huynen 将该领域的工作做了重要的突破。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。Huynen 在其博士论文中对一般目标的极化散射特性做了较为充分的

论述(Huynen 1970),他的论文直到今天还影响着极化雷达的发展。

进入 20 世纪 60 年代, A. K. Fung 和其他科研人员开展了极化信息在地质结构、植被、人文特征等方面的应用研究, 俄罗斯科学家最早发现雷达极化在目标/杂波分析上的潜能, 1967 年, Hagfors 将极化方法应用到月球研究的地质学问题当中。1978 年, Boerner 对 Kennaugh 和 Huynen 的工作进行了更深入的分析, 他和他的同事将 Kennaugh 的最优单基极化扩展到了双基的情况, 并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。

极化合成孔径雷达(POLSAR)的发展始于 20 世纪 80 年代, 1985 年, 美国国家航空航天局(NASA)喷气推进实验室(JPL)成功研制了第一台机载极化雷达——CV990 机载成像雷达。该雷达只有单波段(L), 是目前所有极化雷达的原型。1988 年, JPL 又成功研制了多波段机载极化雷达 AIRSAR, 装载于 DC-8 飞机上, 它具有 P、L、C 三个波段, 分辨率优于 10m。自 1988 年春至 1990 年, AIRSAR 系统进行了多次飞行试验, 获取了美国本土和其他国家的熔岩、森林、农田、海滨、海洋等诸多方面的大量信息。1987 年, 在美国防御先进研究计划署(DARPA)资助下, 密歇根大学、密歇根环境研究所研制成功了一台新的机载极化雷达 ERIM SAR。它装载在 P-3 飞机上, 具有 L、C、X 三个波段, 距离向分辨率为 1.6m, 方位向分辨率为 2.2m。1992 年, 加拿大遥感中心(CCRS)研制成功了装载于 CV-580 飞机的多波段极化雷达, 它具有 C、X 两个波段, 分辨率可达 4m。同年, CCRS 发起了全球雷达(GlobeSAR)计划, 包括中国在内的 13 个国家和地区参加了这一大型机载雷达对地观测计划。此外, 德国宇航局(DLR)的 E-SAR、Dornier 的 DO-SAR 系统都是机载极化 SAR 系统。

随着定标方法研究的深入和定标精度的提高, 技术上可以克服高空飞行引起的地球曲率变化以及星载传感器系统参数不稳定所造成的误差。20 世纪 90 年代以来, 极化雷达开始装载在航天飞机平台上, 观测宽度更广, 逐渐显示全球成像的能力。1994 年, 美国国家航空航天局(NASA)、德国宇航局(DLR)和意大利航天局(ASI)共同进行了航天飞机成像雷达飞行任务(SIR-C/X-SAR), 分别在 1994 年 4 月 9 日至 20 日、9 月 30 日至 10 月 11 日进行了两次飞行。SIR-C 是由 NASA/JPL 共同建造的, 为双频雷达(L 波段和 C 波段), 采用全极化(即 HH、HV、VH 和 VV)方式, X-SAR 由 DLR 和 ASI 共同建造, 为单频雷达(X 波段), 采用 VV 极化方式。SIR-C/X-SAR 首次实现了利用多频、多极化雷达信号从空中对地球进行观测, SIR-C 图像数据有助于人们深入理解现象背后的物理机理, 在此基础上开展了利用雷达数据研究植被、土壤湿度、海洋动力学、火山活动、土壤侵蚀和沙化等多项科学研究。

2002 年, 欧洲空间局(ESA)成功发射了其最新研制的环境卫星 ENVISAT-1。ENVISAT-1 上搭载的有效载荷之一——先进合成孔径雷达(advanced synthetic aperture radar, ASAR)设计为多模式工作方式, 其中包括交替极化模式, 可使目标同时以垂直极化和水平极化方式成像, 以便更好地支持地球科学的研究, 监测环境和研究气候变化的演化过程, 并促进遥感向着实用化、商业化应用的方向发展。相对于上一代星载合成孔径雷达系统而言, 新一代星载 SAR 系统在图像分辨率要求不断提高的情况下, 多极化的工作模式是各个系统重要工作模式之一。2006 年 1 月 24 日, 日本成功发射其对地观测卫星(advanced land observing satellite, ALOS), ALOS 上搭载的 PALSAR(phased array

Type L-band synthetic aperture radar)系统比 JERS-1 卫星所携带的 SAR 传感器性能更优越。该传感器具有精细、扫描(ScanSAR)和极化三种观测模式,其中极化模式属于实验性质,可提供全极化数据,具有 5 种观测角度,其空间分辨率为 24~89m。2007 年 6 月 15 日当地时间 8 点 14 分德国雷达卫星 TerraSAR-X 于俄罗斯拜克努尔发射场成功发射,该卫星在条带成像模式下可提供单极化或双极化(HH/VV,HH/HV 或 VV/VH)的 SAR 数据产品。2007 年 12 月 14 日,俄罗斯“联盟”火箭成功发射加拿大雷达成像卫星 Radarsat-1 的后续星 Radarsat-2。该星几乎保留了 Radarsat-1 的所有优点,采用更先进的技术,功能更强大,是目前世界上最先进的商用 SAR 卫星。它提供的多极化成像模式大大增加了可识别地物或目标的类别。

## 1.2 基本场方程

对雷达极化的全面理解需要了解单频电磁波(全极化情况)和有限频谱波(部分极化波)的知识。有必要考虑描述波的矢量特性以及它们怎样被天线接收发射,怎样与目标相互作用。因此我们首先要从电磁波的基本场方程入手。

19 世纪中叶,描述电磁现象的基本实验规律:库仑定律、毕-萨-拉定律、安培定律、欧姆定律、法拉第电磁感应定律等已经先后得出,建立统一电磁理论的课题摆在了物理学家面前。1865 年,麦克斯韦熟练地运用了当时正在发展的矢量分析,找到了表述电磁场的适当数学工具,终于建立了包括电荷守恒定律、介质方程以及电磁场方程在内的完备方程组。后经 H. R. 赫兹、O. 亥维赛、H. A. 洛伦兹等进一步加工,得出了电磁场方程组——麦克斯韦方程组。麦克斯韦方程组是在对宏观电磁现象的实验规律进行分析总结的基础上,经过扩充和推广得到的,它揭示了电场与磁场之间以及电磁场与电荷、电流之间的相互联系,是一切宏观电磁场现象所遵循的普遍规律,所以麦克斯韦方程是电磁场的基本方程。在线性、均一介质的情况下,空间任意一点  $\mathbf{r}$  的电场矢量在任意时刻  $t$  都满足麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1-2-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mu_r \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1-2-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \rho \quad (1-2-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1-2-4)$$

其中,  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  是电场强度矢量;  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  是磁通密度矢量;  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ , 为真空磁导率;  $\mu_r$  为相对磁导率;  $\sigma$  为电导率;  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{12} \text{ F/m}$ , 为真空介电常数;  $\epsilon_r$  为相对介电常数;  $\rho$  是电荷密度。

波运动方程的一般形式为

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = g(\mathbf{r}, t) \quad (1-2-5)$$

其中,  $\psi$  表示场,  $v$  是传播速度, 扰动项  $g(\mathbf{r}, t)$  表示波源。

在假设均一、各向同性的线性介质情况下,由麦克斯韦方程推导出波方程,对

式(1-2-1)求旋度,有

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = -\nabla \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)) \quad (1-2-6)$$

利用式(1-2-2)消去 $\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 项,得

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = -\mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (1-2-7)$$

因为 $\nabla \times (\nabla \times) = \nabla \cdot (\nabla \cdot) - \nabla^2$ 及式(1-2-5),则 $\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = \nabla \cdot (\rho/\epsilon_0 \epsilon_r)$ ,若介质 $\nabla \rho = 0$ ,则

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1-2-8)$$

类似地,得到 $\mathbf{B}$ 场

$$\nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \sigma \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1-2-9)$$

如果无外在电流,则有

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \quad (1-2-10)$$

这表明交变电流产生电磁波。在非导电性( $\sigma=0$ )介质情况下,式(1-2-8)和式(1-2-9)分别变为

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1-2-11)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1-2-12)$$

与式(1-2-5)比较,得出波传播速度

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (1-2-13)$$

其中, $c=1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ ,表示真空中的传播速度。

### 1.3 谐变电磁场

对于雷达遥感应用,一般都假设时谐场。时谐场是指电场和磁场的每一个分量都随时间 $t$ 做正弦变化的电磁场。正弦电磁场之所以重要,主要有以下两个原因:①利用时谐场的复表达式可以消除麦克斯韦方程的时间依赖,从而大大简化麦克斯韦方程组的求解。②时谐场的复表达式对应于场矢量的频率域表达式,对于研究频率域电磁现象是有利的。对于时谐场,瞬时场矢量随角速度 $\omega$ 呈正弦变化

$$\mathbf{X}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{X}(\mathbf{r})e^{i\omega t}\} \quad (1-3-1)$$

其中, $\Re$ 是复数的实部, $\mathbf{X}(\mathbf{r})$ 是复数振幅, $\omega$ 是角速度。因此,麦克斯韦方程可简化为

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -i\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (1-3-2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = i\omega \mathbf{D}(\mathbf{r}) + \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (1-3-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1-3-4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) \quad (1-3-5)$$

其中,  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  是磁场强度矢量,  $\mathbf{D}(\mathbf{r})$  是电通密度矢量,  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  为传导电流密度。

在无源、非导电性 ( $\rho=0$  和  $J=0$ ) 介质情况下, 波方程表示为

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1-3-6)$$

其中,  $k = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$  表示波数。在面波情况下, 采用笛卡儿 (Cartesian) 坐标系,  $z$  是传播方向,  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  都不随  $x, y$  变化, 在垂直于传播方向的平面内振荡, 即为横向电磁波 (TEM), 则  $\mathbf{E}$  可表示为

$$\mathbf{E}(z) = \hat{E}_0 e^{ikz} \quad (1-3-7)$$

带入式 (1-3-3) 和式 (1-2-10), 得  $\mathbf{H}$  场

$$\mathbf{H}(z) = \hat{H}_0 e^{ikz}, \quad \hat{H}_0 = \frac{1}{\eta} \mathbf{e}_z \times \hat{E}_0 \quad (1-3-8)$$

其中,  $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$  表示介质的固有阻抗,  $\mathbf{e}_z$  是传播方向  $z$  的单位矢量,  $\hat{E}_0$  和  $\hat{H}_0$  是复幅度。类似地, 可得到在任意方向  $\mathbf{e}_p$  传播的面波方程

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \hat{E}_0 e^{ik\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{r}} \quad (1-3-9)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \hat{H}_0 e^{ik\mathbf{e}_p \cdot \mathbf{r}}, \quad \hat{H}_0 = \frac{1}{\eta} \mathbf{e}_p \times \hat{E}_0 \quad (1-3-10)$$

其中,  $\mathbf{e}_p$  是平行于传播方向的单位矢量。

电磁波系统是由一对随时间变化的完全正交的电场和磁场构成, 电场矢量和磁场矢量都垂直于传播方向。在任意时刻  $t$ , 空间任意一点  $\mathbf{r}$ , 电场  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  的方向和强度用复谐波场的实部表示如下

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t) = \Re(\hat{E}_0 e^{i(\omega t + k\mathbf{r})}) \quad (1-3-11)$$

根据 Poynting 定理, 电磁波的能量流密度等于 Poynting 矢量  $\mathbf{S}$  的方向和强度

$$\mathbf{S} = \mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_r(\mathbf{r}, t) \quad (1-3-12)$$

在一定的时间间隔  $t \in [0, T]$ , 谐波场的能量流密度等于

$$\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{S} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \Re\{\mathbf{E}\} \times \Re\{\mathbf{H}\} dt = \frac{1}{2\eta} |\mathbf{E}_0|^2 \mathbf{e}_p \quad (1-3-13)$$

## 1.4 极化波的特征

在雷达遥感中, TEM 的电场特性被称为极化 (polarization), 在光学遥感中被称为偏振。广义的极化波分为三类: ①完全极化波 (completely polarized wave), 即单色波且无噪声分量, 完全极化的单色波的  $\omega, \delta$  都是常数。雷达的发射波一般可以看成完全极化波 (实际上是准单色的)。②部分极化波 (partially polarized wave), 它包含随机量、时变量或噪声分量。从许多自然界和人工建筑物等反射的信号都包含了很宽的频谱范围, 波参数  $\omega, \delta$  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  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  在空间任意点  $\mathbf{r}$ 、一个周期内随时间变化而形成的轨迹不再是一个不变的椭圆, 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可认为是部分极化波。③非极化波 (unpolarized wave), 表示电场矢量分量之间完全不相关的电磁波。

图 1-1 是三种波的示意图(CCRS)<sup>①</sup>。

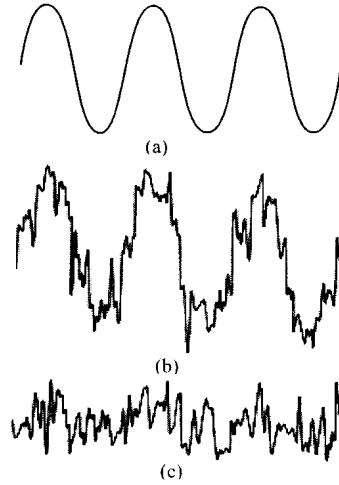


图 1-1 三种波的示意图  
(a)完全极化波;(b)部分极化波;(c)非极化波

### 1.4.1 极化椭圆

虽然极化与空间坐标系以及观测点无关,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 SAR 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(图 1-2)。 $z$  为传播方向,沿  $z$  方向传播的单色电磁波的电场位于  $x$ - $y$  平面内,由  $x$  方向分量  $E_x$  和  $y$  方向分量  $E_y$  组成。

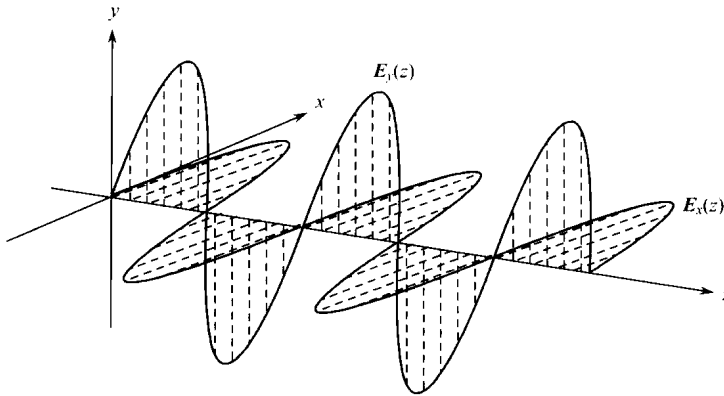


图 1-2 单色平面波

$$\mathbf{E}(z) = E_x(z)\mathbf{e}_x + E_y(z)\mathbf{e}_y \quad (1-4-1)$$

$$E_x(z) = E_x e^{ikz} = E_{x_0} e^{ikz} e^{i\theta_x} \mathbf{e}_x \quad (1-4-2)$$

$$E_y(z) = E_y e^{ikz} = E_{y_0} e^{ikz} e^{i\theta_y} \mathbf{e}_y \quad (1-4-3)$$

<sup>①</sup> [http://ccrs.nrcan.gc.ca/glossary/index\\_e.php?id=3061](http://ccrs.nrcan.gc.ca/glossary/index_e.php?id=3061)

其中,  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$  分别表示  $x, y$  方向的单位基矢量;  $\delta$  表示相位。  $\mathbf{E}_x(z, t)$  和  $\mathbf{E}_y(z, t)$  的瞬时值分别为

$$\mathbf{E}_x(z, t) = \Re(\mathbf{E}_x(z) e^{i\omega t}) = E_{x_0} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \quad (1-4-4)$$

$$\mathbf{E}_y(z, t) = \Re(\mathbf{E}_y(z) e^{i\omega t}) = E_{y_0} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \quad (1-4-5)$$

通常,  $E_{x_0} \neq 0, E_{y_0} \neq 0, \delta_0 = \delta_y - \delta_x \neq 0$ , 因此, 式(1-4-4)和式(1-4-5)可分别表示为

$$\mathbf{E}_x(z, t) = \Re(\mathbf{E}_x(z) e^{i\omega t}) = E_{x_0} \cos(\omega t - kz) \quad (1-4-6)$$

$$\mathbf{E}_y(z, t) = \Re(\mathbf{E}_y(z) e^{i\omega t}) = E_{y_0} \cos(\omega t - kz + \delta_0) \quad (1-4-7)$$

现在我们分别利用式(1-4-6)和式(1-4-7)来消去  $(\omega t - kz)$  项

$$\frac{\mathbf{E}_y(z, t)}{E_{y_0}} \cos(\delta_0) = \cos(\omega t - kz) \cos(\delta_0) \quad (1-4-8)$$

$$\frac{\mathbf{E}_x(z, t)}{E_{x_0}} = \cos(\omega t - kz) \cos(\delta_0) - \sin(\omega t - kz) \sin(\delta_0) \quad (1-4-9)$$

有

$$\frac{\mathbf{E}_x(z, t)}{E_{x_0}} \cos(\delta_0) - \frac{\mathbf{E}_y(z, t)}{E_{y_0}} = \sin(\omega t - kz) \sin(\delta_0) \quad (1-4-10)$$

则

$$\sin(\omega t - kz) = \sqrt{1 - \left(\frac{\mathbf{E}_x(z, t)}{E_{x_0}}\right)^2} \quad (1-4-11)$$

将式(1-4-11)代入式(1-4-10), 得

$$\left(\frac{\mathbf{E}_y(z, t)}{E_{y_0}}\right)^2 + \left(\frac{\mathbf{E}_x(z, t)}{E_{x_0}}\right)^2 - 2\left(\frac{\mathbf{E}_y(z, t)\mathbf{E}_x(z, t)}{E_{y_0}E_{x_0}}\right) \cos(\delta_0) = \sin^2(\delta_0) \quad (1-4-12)$$

这就是一般情况下的极化椭圆方程, 见图 1-3。从式(1-4-12)可以看出, 电场矢量在固定点  $\mathbf{r}$ , 一个周期内随时间变化形成的轨迹是一个具有旋转方向性的椭圆。其旋向的定义遵循 IEEE 标准(IEEE 1979): 如果观察者沿传播方向看, 电场强度矢量末端沿顺时针方向运动, 称之为右旋极化; 反之, 则称为左旋极化。

由式(1-4-12)可以看出, 当波的两个正交分量的振幅和正交分量之间的相位差是常数时, 即为完全极化波。当波的两个正交分量具有相同的平均功率密度而且又彼此不相关时, 则为非极化波。介于两者之间则为部分极化波。

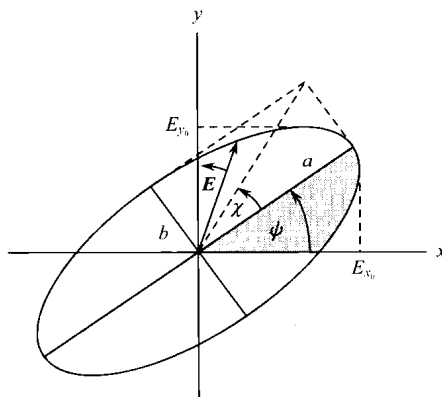


图 1-3  $x$ - $y$  平面内的极化椭圆

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  $\psi$  和椭圆率角  $\chi$ 。极化方位角  $\psi$  定义为

$$\tan(2\psi) = \frac{2E_{x_0}E_{y_0}}{E_{x_0}^2 - E_{y_0}^2} \cos(\delta_0) \quad (1-4-13)$$

椭圆率角  $\chi$  定义为

$$\tan(\chi) = \pm \frac{b}{a} \quad (1-4-14)$$

其中,  $2a$  和  $2b$  分别为椭圆的长轴和短轴,  $\chi$  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  $\psi$  和  $\chi$  与波参数  $E_{x_0}$ 、 $E_{y_0}$  和  $\delta_0$  的关系如下

$$\sin(2\chi) = \sin(2\alpha)\sin\delta_0 \quad (1-4-15)$$

$$\tan(2\psi) = \tan(2\alpha)\cos\delta_0 \quad (1-4-16)$$

其中,  $\tan(\alpha) = E_{y_0}/E_{x_0}$ 。

下面对两个特例进行讨论。

(1) 圆极化。

如果  $E_{x_0} = E_{y_0}$ , 并且有  $\delta_0 = \pm\pi/2 + 2m\pi$  ( $m$  为整数), 我们称之为圆极化。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; 反之, 当  $\delta_0 = \pi/2 + 2m\pi$ , 为左旋圆极化。图 1-4 是圆极化波示意图。

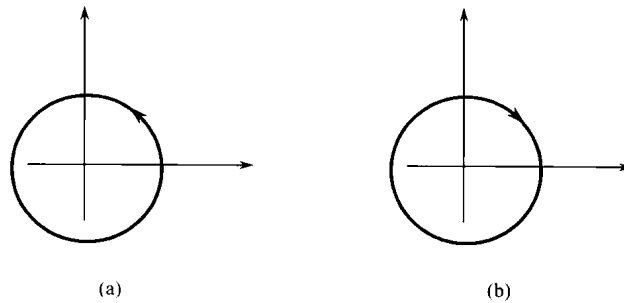


图 1-4 圆极化波

(a)右旋;(b)左旋

(2) 线极化。

当相位角相等, 即  $\delta_x = \delta_y \rightarrow \delta_0 = 0$ , 电场矢量  $\mathbf{E}(z, t)$  的轨迹表现为一直线。 $\mathbf{E}(z, t)$  的模为

$$|\mathbf{E}(z, t)| = \sqrt{\mathbf{E}_x^2(z, t) + \mathbf{E}_y^2(z, t)} = \sqrt{E_{x_0}^2 + E_{y_0}^2} \cdot \cos(kz + \omega t) \quad (1-4-17)$$

在该极化态下, 极化方位角  $\psi$  的正切可简化为电场两分量  $E_{y_0}$  和  $E_{x_0}$  的比值

$$\tan(\psi) = \frac{E_{y_0}}{E_{x_0}} \quad (1-4-18)$$

图 1-5 是极化 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(H), 垂直于地球表面方向即垂直方向(V)。

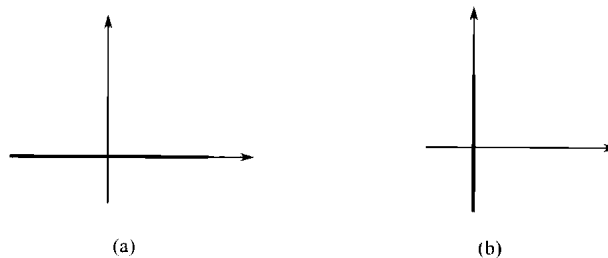


图 1-5 线极化态

(a)水平极化态(H);(b)垂直极化态(V)



### 1.4.2 Jones 矢量表示法

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

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y \quad (1-4-19)$$

同时, 单色波从本质上说就是一个简谐振荡, 因而简谐电场  $\mathbf{E}_{xy}$  可表示为

$$\mathbf{E}_{xy} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{x_0} e^{i\delta_x} \\ E_{y_0} e^{i\delta_y} \end{bmatrix} \quad (1-4-20)$$

这个矢量称为 Jones 矢量, 包含了极化椭圆上除左旋/右旋外的全部信息, 也就是说两列传播方向相反的波采用同一 Jones 矢量表达。为了补偿 Jones 矢量法的这一不足, 通常 Jones 矢量都带有下标“+”和“-”。“+”表示波沿  $\mathbf{k}$  方向传播, “-”表示沿  $-\mathbf{k}$  方向传播

$$\mathbf{E}_+(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{E}_+ e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (1-4-21)$$

$$\mathbf{E}_-(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{E}_- e^{i(\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (1-4-22)$$

矢量  $\mathbf{E}_\pm$  是方向 Jones 矢量,  $\mathbf{E}_+$  和  $\mathbf{E}_-$  互为复共轭。Jones 矢量的共轭就是改变  $\delta = \delta_y - \delta_x$  符号, 从而改变极化态的旋向性。

在很多应用领域, 我们只对电场向量在  $x$  轴和  $y$  轴上的相对关系感兴趣, 因此进一步忽略式(1-4-20)中的绝对相位因子, 则 Jones 矢量还可改写为

$$\mathbf{E}_{xy} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y e^{i\delta} \end{bmatrix} \quad (1-4-23)$$

其中,  $\delta$  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  $\psi$  和椭圆率角  $\chi$  表示, 也可以复极化比  $\rho$  表示, 即给定极化基  $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y\}$  下正交分量的复比值

$$\rho = \frac{E_{y_0}}{E_{x_0}} \cdot e^{i(\delta_y - \delta_x)} = \frac{\cos(2\chi)\sin(2\psi) + i\sin(2\chi)}{1 - \cos(2\psi)\cos(2\chi)} \quad (1-4-24)$$

对于给定的复极化态, 有

$$\rho \rho_\perp^* = -1 \quad (1-4-25)$$

其中,  $\rho_\perp$  为正交极化比。极化参量在描述极化态中起到非常重要的作用。

### 1.4.3 Stokes 矢量表示法

前面讨论的都是完全极化波的表示方法, 而对于部分极化波则需要引进新的表示方法来描述。1852 年, Stokes 引入了一套参数用于表示极化态, 这种表示法包括四个 Stokes 参数  $g_0, g_1, g_2$  和  $g_3$ 。一般选取线极化基(H, V), Stokes 参数定义如下