DOCTORAL DISSERTATION XIDIAN UNIVERSITY

代　号　10701　　学　号　0805110288

分类号　TN011　　密　级　公开

西安電子科技大學

博士学位论文

题（中、英文）目　动态海面及其上目标复合电磁散射与多普勒谱研究

A Study of Electromagnetic Composite Scattering and Doppler Spectra of a Target at Time-evolving Sea Surface

作者姓名　陈琛　　指导教师姓名、职务　张民 教授

学科门类　理学　　学科、专业　无线电物理

提交论文日期　二〇一二年九月

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

西安电子科技大学
学位论文独创性（或创新性）声明

秉承学校严谨的学风和优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢中所罗列的内容以外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果；也不包含为获得西安电子科技大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切的法律责任。

本人签名：陈瑶　　日　期：2012年11月25日

西安电子科技大学
关于论文使用授权的说明

本人完全了解西安电子科技大学有关保留和使用学位论文的规定，即：研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权单位属西安电子科技大学。学校有权保留送交论文的复印件，允许查阅和借阅论文；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以允许采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。同时本人保证，毕业后结合学位论文研究课题再撰写的文章一律署名单位为西安电子科技大学。

（保密的论文在解密后遵守此规定）

本人签名：陈瑶　　导师签名：孙民

日　期：2012年11月25日　　日　期：2012年11月25日

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

作者简介

陈珲，1985 年出生，江西南康人。2007 年毕业于西安电子科技大学、获电子信息科学与技术专业学士学位。2007 年保送西安电子科技大学无线电物理专业硕士研究生，并于 2008 年转入硕博连读开始攻读无线电物理专业博士学位。2012 年 12 月获西安电子科技大获理学博士学位。导师：张民教授。

主要研究方向：粗糙面电磁散射理论、动态海环境雷达杂波与多普勒谱仿真、电大目标与环境复合电磁建模等。

代表性成果及经历：博士研究生期间已在《IEEE Transactions on Antennas and Propagation》、《IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing》等国内外权威、核心刊物发表论文 6 篇，其中 5 篇受 SCI 检索，3 篇受 EI 检索。在国内、国际重要学术会议发表学术论文 3 篇，其中 1 篇受 EI 检索。

Hui Chen, was born in Nankang, JiangXi Province, China, in 1985. He received his B.A. degree in Electronic Information Science and Technology from XiDian University, Xi’an, China, in 2007. In the same year, he was recommended for admission to the same school as an exam-exempted postgraduate working for the M.S. degree of Radio Physics. In 2008, he was tansfered into successive postgraduate and doctoral programs of study, and began to work towards the Ph.D. degree in Radio Physics. His supervisor is Professor Min Zhang.

His research interests include the theory of electromagnetic scattering from rough surface, the simulations on the radar returns and Doppler spectra from time-evolving sea surface, composite scattering from electrically large targets at sea surface, and so on.

From 2007 to 2012, he has published 6 journal papers and 3 conference papers, including the famous journals of “IEEE Transactions on Antennas and Propagation”, “IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing”, and so on. In total, there are 5 papers retrieved by SCI and 4 papers retrieved by EI.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

摘　　要

关于动态海环境下微波高频段雷达回波特性的研究一直是业界重点关注的热点之一。尤其当海环境中存在船类等复杂运动目标时，该研究课题成为一项十分复杂且极具挑战性的工作，主要表现在以下几个方面：其一，海浪因其运动方式复杂多变，仅针对时变海面电磁散射特性的研究就已经包含众多难点，如海浪的非线性运动、二维海浪时变运动所带来的巨大计算负担、电磁波与海浪的复杂作用方式等等。尤其在微波高频段下，目前仍然没有一种十分有效的海杂波模型及时变特性分析模型；其二，海面上目标（主要指船类目标）往往具有超大电尺寸和复杂精细的结构，使得船类目标电磁散射的快速计算同样也是计算电磁学领域的难点；其三，船类目标同海面之间的电磁耦合十分复杂，加之时变海面与目标的水动力相互作用使得目标在海面上的姿态不断随时间变化，从而使问题变得更加复杂。

本论文系统地研究了微波高频段下海面电磁散射及其与电大尺寸目标复合散射问题，建立了时变海面散射模型和时变海面及其上方运动目标复合散射模型，分析了海面回波及海上目标回波的幅度均值变化规律及其多普勒谱特性。论文工作主要从以下几个方面展开：

1. 基于散射贡献面元化思想，提出了“半确定性面元散射模型”，适合快速计算任意单双站角、不同海况条件下的海面电磁散射系数的空间分布及均值水平，同时，结合该模型实现了二维海面合成孔径雷达（SAR）成像快速模拟。

2. 基于电磁波与海浪的布拉格谐振基本散射机理，提出了毛细波的简化表示方法。利用该简化表示处理传统微扰解积分核的指数项，推导出任意倾斜微粗糙小面元复反射函数的解析近似表达式，并在小面元模型物理描述的基础上，建立了同时包含回波幅度和相位信息的二维海面复反射函数快速预估模型，即“毛细波相位修正面元散射模型（CWMFSM）”。本文基于具有可观计算效率的 CWMFSM 模型，实现了 X 波段下二维时变海面确定性样本的多普勒谱模拟和分析。

3. 在详细讨论了传统多路径及修正多路径复合散射分析模型的基础上，提出了一种基于粗糙表面镜像反射单元空间分布加权镜像路径耦合贡献的思路，并建立了适合计算电大目标及其下方确定性粗糙面复合散射特性的快速预估模型。这种加权多路径模型相对于传统多路径方法更加合理地处理了目标下方粗糙面镜像反射单元斜率缓变对耦合散射的影响，从而更加适合快速计算不同时刻下具有确定性高度分布特性的粗糙海面及其上目标的时变复合散射问题。

4. 采用六自由度船舶随浪运动模型研究了系列 60 船模的随浪运动特征，并在此基础上结合毛细波相位修正面元散射模型、加权多路径复合散射模型建立了“全

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

动态”船海复合环境下微波高频段雷达回波快速预估模型。充分讨论了海上船类目标摇荡及平行运动对复合场景雷达回波幅度时变特性及多普勒谱特性的影响。

关键词:时变海面 多普勒谱 复合电磁散射 面元散射模型 加权多路径模型

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

ABSTRACT

The study on the characteristic of radar returns at higher microwave frequencies from the time-evolving maritime scene has always been one of the topics that attract the most attention in the community. The problem will be much more complex and challenging especially for the composite maritime scene contaminated by a moving ship-like target. It mainly displays in three aspects. First, the motion of sea waves always has a certain amount of randomness and polytropy, which makes the prediction on the scattering from time-evolving sea a very difficult task. The major difficulties are the computational burden arises from the numerical simulation on the nonlinear or two-dimensional time-evolving sea waves, and the complex interactions between the electromagnetic waves and sea waves. At higher microwave frequencies, the problem is still beyond a sufficient solution and comprehensive explanation. Second, the target (mainly the ship-like target) on the sea surface is always with super large electrical size and has many refined structures, which also bring great challenge on the fast calculation on the target scattering. Third, the coupling interaction between the scattering waves from the target and sea surface is also very complicated. Besides, the ship motion in seaway makes the posture of target continuously change with time. Under the circumstances, the problem becomes much more awkward.

This dissertation presents the research of the electromagnetic scattering from the sea surface and the composite scattering from the electrically large moving ship-like targets at sea surface, which is with emphasis on the characteristic analysis of Doppler spectra and mean levels of the radar echo at higher microwave frequencies. The main works are as follows:

1. Based on the facetized treatment of the scattering contribution, the "Semi-deterministic facet scattering model, SDFSM" is developed to implement the fast prediction on the spatial distributions and mean levels of the electromagnetic scattering from sea surface for arbitrary bistatic configurations and various sea states. Meanwhile, the model is used to further simulations on the synthetic aperture radar (SAR) imagery of two-dimensional sea scene.

2. The capillary waves that detected by radar is represented by a simplified wave according to the Bragg resonant mechanism, which is the main term of the interaction between the electromagnetic waves and sea surface. The simplifications above allow us to derive a simple asymptotic expression of the integration in the Fuks' formula, which facilitates the development of a compact asymptotic representation of the instantaneous

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

complex reflective function of a deterministic two-dimensional sea profile. The proposed model is named the “capillary wave modification facet scattering model, CWMFSM”, which is then employed for the fast calculation on the scattering and Doppler of two-dimensional sea surface at higher microwave frequencies (X Band).

3. After a careful examination on the traditional multi-path model and the modified multi-path model, the author propose a new approach for dealing with the coupling scattering interaction according to the distribution characteristic of the specular-reflection scattering elements on the deterministic rough profiles. A so-called “Weighted multi-path model, WMPM” is developed based on the calculation of the multi-path coupling scattering contributions that weighted by the probability distribution function of the specular-reflection scattering elements. In comparison with the aforementioned two models, the proposed WMPM treats the statistical affect of the deterministic surface model to the coupling scattering in a more reasonable term. Thus, the WMPM is more suitable for the calculation of the composite scattering from a target at a deterministic rough sea surface.

4. With the long term goal of fast prediction on the electromagnetic composite scattering from the moving ship-like target at a time-evolving sea surface, the author firstly examine the characteristics of the sea-keeping motions of a Series-60 ship model, then combine the CWMFSM and the WMFM to develop an efficient simulator of the radar return signals from the “fully dynamic” ship-sea scene at higher microwave frequencies. The simulator allows us qualitative analysis on the influence of the translation and rotation motions of ship-like target to the composite scattering and Doppler spectra.

Keywords: Time-evolving sea surface Doppler specturm Composite scattering Facet-based scattering model Weighted multi-path model

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

目　录

第一章　绪论 1
1.1 研究背景及意义 1
1.2 国内外研究概况和发展趋势 2
1.2.1 海面几何模型 2
1.2.2 海面电磁散射理论 5
1.2.3 时变海面回波分析 8
1.2.4 海面及目标复合电磁散射 11
1.2.5 时变海面及目标回波分析 14
1.3 论文结构及主要工作 15
1.3.1 论文的研究动机与主要贡献 16
1.3.2 论文的内容安排 17
第二章　二维海浪模拟 19
2.1 引言 19
2.2 海谱 19
2.2.1 全向海谱 20
2.2.2 角度分布函数 23
2.2.3 二维ELH海谱 25
2.3 二维线性海浪的模拟方法 26
2.3.1 线性叠加模型 26
2.3.2 线性过滤模型 27
2.4 二维非线性海浪的模拟方法 29
2.4.1 二阶Creamer模型 29
2.4.2 尖浪模型 30
2.5 几种海浪模型的波面与斜率分布对比 31
2.6 本章小结 34
第三章　半确定性面元散射模型与海面电磁散射系数 35
3.1 引言 35
3.2 电磁波与海浪的作用机制及散射模型 36
3.2.1 布拉格散射 36
3.2.2 非布拉格散射 38
3.3 半确定性面元散射模型 41
3.3.1 Fuks微扰解的基本公式 41
3.3.2 任意倾斜微粗糙小面元的散射 42
3.3.3 面元散射模型的建立 45
3.3.4 近掠入射区的遮挡修正 48
3.4 二维海面的单双站散射系数 50
3.4.1 单站散射系数 50
3.4.2 双站散射系数 55
3.5 散射强度空间分布与SAR成像应用 57
3.6 本章小结 61

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

第四章 毛细波相位修正面元散射模型与海面电磁散射场.....63
4.1 引言.....63
4.2 基于相对路径相位假设的散射场模型.....64
4.2.1 小面单元模型的物理描述.....64
4.2.2 基于相对路径延迟的相位假设.....64
4.2.3 海杂波幅度的模拟与验证.....66
4.3 毛细波相位修正面元散射模型.....70
4.3.1 关于简化毛细波的假设.....70
4.3.2 关于简化毛细波的幅度和方向.....72
4.3.3 毛细波相位修正的解析形式推导.....72
4.3.4 简化小面元的散射场与验证.....74
4.3.5 海面总场模型的建立.....76
4.4 二维海面的单双站散射系数.....79
4.5 本章小结.....81
第五章 微波高频段海面雷达回波的多普勒谱模拟与分析.....83
5.1 引言.....83
5.2 CWMFSM时变散射模型的建立.....85
5.2.1 重力波谱与毛细波谱的划分.....85
5.2.2 二维大尺度时变海面模拟.....86
5.2.3 时变散射模型与多普勒谱计算.....88
5.3 基于CWMFSM散射模型的多普勒谱模拟.....89
5.3.1 面元尺寸选取对多普勒谱的影响.....89
5.3.2 极化方式对多普勒谱的影响.....90
5.3.3 风速对多普勒谱的影响.....93
5.3.4 风向对多普勒谱的影响.....94
5.4 本章小结.....95
第六章 海面及其上目标电磁散射高频混合分析方法.....97
6.1 引言.....97
6.2 三维电大目标散射的等效边缘电磁流方法.....98
6.3 目标与粗糙面耦合散射的传统多路径模型.....103
6.4 复反射系数修正多路径模型.....106
6.4.1 粗糙海面前向复反射系数模型.....106
6.4.2 算例分析.....107
6.5 目标与海面耦合散射的加权多路径模型.....109
6.5.1 粗糙海面的镜像反射单元及其斜率分布.....109
6.5.2 加权多路径模型.....110
6.5.3 算例分析.....112
6.6 本章小结.....114
第七章 时变海面及其上目标电磁散射与多普勒谱.....115
7.1 引言.....115
7.2 船舶在波浪上的运动理论与仿真.....116
7.2.1 船舶在波浪上运动的六自由度模式.....116

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

7.2.2 六自由度运动方程及切片法求解理论 117
7.2.3 幅值响应算子及确定波面轮廓上的船舶运动建模方法 125
7.2.4 仿真算例 126
7.3 二维时变海面及其上运动船体的雷达回波模拟 129
7.3.1 模型参数及仿真流程 130
7.3.2 回波仿真算例 131
7.4 二维时变海面及其上运动船体的回波多普勒分析 134
7.5 本章小结 138
结束语 139
致 谢 141
参考文献 143
附录A 163
攻读博士学位期间的研究成果与科研项目 167

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第一章　绪论

1.1　研究背景及意义

我国是一个发展中的海洋大国，拥有 18000 多公里的大陆海岸线、14000 多公里的岛屿线和 300 多万平方公里的海洋国土面积[1]。海洋对我国经济、军事、科技和生活具有重要影响。我国也逐渐更加重视海洋科技和资源的开发，1994 年批准的《中国 21 世纪议程》中，对海洋领域给予了高度重视，其后制定的《中国海洋 21 世纪议程》，则更全面地阐述了我国海洋可持续发展的战略目标[2]。随着国际国内形势的发展变化，海洋事务已成为政府、媒体和公众关注的热点问题。2012 年 6 月，我国载人潜水器“蛟龙”号在马里亚纳海沟试验区顺利完成 7000 米级海试，开启我国海上试验的新时代。近年来，在国家信息化战略的推动下，我国有关海洋部门提出“数字海洋”发展战略，并于 2012 年 2 月取得了阶段性成果[3]。所谓“数字海洋”，即以海洋空间为研究对象，通过卫星、遥感飞机、海上探测船、海底传感器等进行综合性、实时性、持续性的数据采集，把海洋物理、化学、生物、地质等信息全方位数字化，并将其转变为我国开发和保护海洋资源最有效的信息平台和虚拟视觉模型。以上战略目标的实现离不开先进的海洋遥感技术的支持。目前，我国海洋遥感技术与国际先进水平尚有较大差距，加强海洋遥感方面的理论研究与技术开发，对拉动我国海洋事业的发展起着至关重要的作用。

主动式遥感技术是探测海洋的有效手段之一，其中以微波散射计、雷达高度计和合成孔径雷达（SAR）等人造传感器为基础的遥感技术，因具备全天时、全天候和大气穿透等优点，得到广泛的研究和突飞猛进的发展，为人类提供了实时探测和从空间观测大范围海洋现象的可能性。机载或星载雷达波照射到海表面后所产生的散射回波中包含了丰富的海表面有关信息，如海水的温度、含盐量、浪高以及风速等，但由于海洋环境的复杂多变性，使得回波数据具有很强的随机性和不确定性[4]。如何从复杂的接收信号中提取出一些不变性特征，并充分理解它们与实际海情的对应关系，成为海洋遥感技术研究的难点之一。

早在二十世纪五十年代，人们就开始分析大量的海面回波数据，并试图找到雷达回波信号与海浪现象的对应关系。虽然通过大量的观测研究，已得到一些有用的结论[4][5]，但由于数据变化范围太大而造成的分析困难，使得人们无法全面地认识散射回波数据。这种数据的可变性是由多种原因引起的，从一定程度上破坏了回波数据与海况参数之间的相关性，主要表现在：描述海况的各种参数的一致性、可比性较差；散射回波对风速引起的海表面变化的敏感性很强，且难以控制突变的海况；虽然已报导过大量的实测数据，但因各测量设备的性能和校正方法不同，很难做定量的对比分析。另外，由于海面散射测量费用昂贵且带有一定的

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

危险性，尤其表现在高海情机载测量实验中，使得有限的测量数据弥足珍贵。因此，在充分利用实测数据的基础上，深入研究电磁波与海浪的作用机制，并建立有效的海面电磁散射预估模型，对海面散射特征和回波数据的理解尤为重要。

早期的理论研究大多关注海面散射系数的幅值水平，即给出各种海况条件及雷达参数下的海面后向散射系数均值。至今，关于海面电磁散射系数的理论研究已经相当成熟。1998 年 IEEE（TAP）第一期出版了掠入射条件下海面散射专辑，其中包括了在时域和频域范围内研究地海面后向散射理论及数值方法的多篇重要论文。J. A. Kong 主编的 PIER’ 37（2002）也同样出版了海面散射专辑，并报导了一些现代解析方法在海面电磁散射相关领域的应用。随着高分辨雷达和 SAR 的飞速发展，人们已经不再满足于仅仅预估海面的回波均值，从而逐渐将研究重点转移到回波信号的时变特性模拟和分析上。海浪本身无时无刻不在运动变化着，导致雷达回波信号包含海浪与雷达的相对运动信息。人们对回波复信号进行谱估计，即可得到多普勒谱。海浪回波信号的多普勒谱相对于雷达散射系数，包含了更加丰富的海况信息。因此，充分理解多普勒谱特性对海洋遥感方面的应用和研究具有重要意义。通过大量的实测数据分析，人们发现，由于微波波段下海杂波本身存在大量的异常现象（由海浪破碎导致的尖峰等），使得多普勒谱中心频率和展宽对极化方式和入射条件均有很强的依赖性，尤其在微波高频段和掠入射条件下，多普勒谱具有十分复杂的特征。这种不确定性所带来不便成为海洋微波遥感技术的瓶颈。遗憾的是，至今仍然没有一套完整的理论能够充分解释和正确预估微波段下海杂波的异常现象和多普勒谱特征，关于多普勒谱的模拟和分析仍然是国内外研究的热点。

人们对海面回波特性的充分理解和研究从另一方面也有利于对海面上目标复合环境雷达回波的分析。从目标角度上看，海面散射回波作为背景杂波有时甚至会淹没目标的回波信息，严重影响着目标探测雷达的识别能力。由于海面本身具有十分复杂的散射特性，加上目标散射与海面同时存在复杂的耦合作用，使得海面和目标的复合电磁散射机理的研究一直是雷达目标特性领域具有挑战性的课题之一。已有的研究文献大多分析简化的静态海面轮廓上目标的复合散射场特征，并受到复杂计算量和计算效率的限制，预估模型的实用性离工程应用尚有很大的差距。考虑更加符合实际的二维动态海面与复杂目标的复合散射特性及多普勒谱建模，仍然是相关研究领域中的难点，同时也具有十分重要的应用价值。

1.2 国内外研究概况和发展趋势

1.2.1 海面几何模型

海洋波浪的形成原因有很多，诸如风、大气压变化、天体引潮力、海水不同水层的密度差和海底地震等等，而大多数波浪是由海表面风的吹动引起的，这种

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

波浪称为“风浪”。当风平息后或风浪移动到风区以外时，受到惯性和重力的作用，水面会继续保持振动，这类自由运动的波浪称为“涌浪”。通常情况下，人们所指的海浪即是“风浪”和“涌浪”[6]。风浪直接受风力作用，是一种强制波，通常表现为海面连续变化的紊乱的波峰和波谷，波形极不规则，传播方向也变化不定。海面的风速和风向都是随时间和空间位置变化的，带有很强的随机性，海浪既然大都由风产生，势必反映出这种特点，故外观上看通常是杂乱无章的，其波高、波长和周期等物理量都可视为随机量。由于海浪的复杂性和动态性，基于动态海面的仿真成为具有挑战性的难点和研究热点。

常见的海浪建模方法主要可分为经验函数构造法、粒子运动模型、流体动力学模型和海浪频谱模型。经验函数构造法是根据经验参数方程和构造函数直接进行海浪高度场建模，主要包括纹理映射模型[7]、噪声模型[8]和 Peachy 模型[9][10]等。其中 Peachy 模型利用余弦函数和指数函数等组合生成了涌浪和尖浪现象。这类模型虽然实时性很强，且可模拟出具有一定真实感的海浪，但往往缺乏风场驱动效果。粒子运动模型的基本思想是把水面划分为许多小粒子组成，然后分析粒子的运动规律，生成海面形态，该类方法主要包括粒子系统模型[11]（Particle system）和元胞自动机模型[12]（Cellular Automation）。这类模型能够模拟不便由多边形或曲面表示的海浪结构，如飞沫、碎波和泡沫等，但大数量的粒子或元胞会带来严重的计算负荷，而过小数量又会令海浪缺乏真实感，如何提高算法效率并将其应用于大范围海面实时模拟仍然是有待研究的问题。流体动力学模型[13-15]基于解流体力学方程组数值模拟海浪。这些方程大都依据经典的 Navier-Stokes 方程组进行简化得到，流体行为则是通过对于所研究的流体区域进行有限网格剖分，进而对方程组求解得到的。这类模型可以近乎真实地反映波浪的运动，因而是当前海浪模拟研究的热点，但由于该模型的计算复杂性，目前主要用于对某些局部区域的特殊海浪结构（如船行波等）进行仿真，很难应用于大范围海面的实时仿真。海浪频谱模型利用基于实测统计得到的海浪分布的频谱特性（即海谱），将海浪描述为由不同频率和方向的波浪成分线性叠加组成的随机表面，主要包括线性叠加模型[16][17]和线性过滤模型[18][19]。这类模型与表达海浪结构特征的海谱联系起来，能够较真实地模拟不同海况参数所对应的海浪，并且，其线性叠加的形式容易通过快速傅里叶逆变换技术（IFFT）实现，从而具有很高的模拟效率。实践证明这种研究方法是可行且有效的，它成为研究海浪的主要手段之一。

大多数海浪频谱模型基于线性海浪的假设，即忽略海浪分布在垂直和水平方向上的不对称性。尽管线性海浪理论在一定范围内可以有效模拟海浪生成，然而近年来大量的外场观测和实验室实验已经反复证明，实际的海浪是非线性的。产生非线性效应的原因主要是各谐波之间非线性相互作用、风浪和涌浪的混合、海流对海浪的影响以及水深等环境的影响。对于二维海浪运动，为了研究方便，通

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

常在线性海浪理论的基础上进行非线性研究，从而在一定程度上描述波浪的非线性形态。1989 年Creamer等提出一种“改进的线性模型”[20]，此模型需要通过水动力方程中变量的正则变换得到。有学者在此基础上生成了一维非线性海面，并用于海面电磁散射研究[21][22]。但对于二维情况，Creamer模型的计算量可能会很大。Soriano等[23]基于快速傅里叶正变换（FFT）和线性海面理论将Creamer非线性形式表示成希尔伯特变换（Hilbert transform）形式，并将其指数项级数展开取二阶近似，从而使得其最终转化成便于通过IFFT实现的形式，大大提高了二维Creamer非线性海面的模拟效率。另一种非线性模型为West模型，这种方法也是基于非线性水动力方程的推导，并借助“Watson-West”展开[24]由表面斜率得到流体速度势对海面起伏的倒数，并借助FFT实现了二维非线性海面的模拟。然而斜率展开使得这种方法不稳定，而且无法模拟风速超过 2 m/s的海面。Hayslip等[25]在此基础上通过使用曲率滤波器降低了陡峭短波分量，从而使得West模型的适用范围达到 5 m/s。另外，基于Gerstner余摆线波浪理论[26]发展得到的二维非线性尖浪模型[18][27]，也在二维非线性海浪模拟中得到广泛应用。自从 1982 年Mandelbrot首次提出“分形”概念后[28]，分形理论在众多领域都得到了广泛的应用，当然也包括海浪模拟方面的应用。不少学者认为，对于海浪来说，在大的波浪上面覆盖着小的风浪和毛细波，且大小尺度的海浪结构具有自相似性，因此海浪的非线性特征特别适合用分形理论来描述，既能体现大尺度的周期有序又能体现小尺度的随机性。在各种分形海浪模型中，使用最多的是分数布朗运动模型（fBm）[29][30]和带限Weierstrass分形函数[31-33]。不过因为分形函数具有负幂律谱，所以只有在海面功率谱呈负幂律形式的空间波数范围内才能用分形模拟。为了解决这个问题，Chen等将海谱与带限Weierstrass分形函数相结合构造一维海面[33]，取得了较好的效果，但如何推广到二维情况仍需进一步研究。

在国内，已有不少人着手海浪建模与仿真的研究。国防科技大学鄢来斌等[34]通过构造不同的波函数来生成不同浪级的海浪。中国科学技术大学陈前华等[35]采用有限体积法求解二维浅水波方程，并结合粒子系统和隐式曲面模拟了抵税涟漪的效果。清华大学杨怀平等[36]结合元胞自动机理论给出了一种实现水波动画的新算法，并利用海谱实现了大范围海浪形态及显示。西安电子科技大学李广鑫[37]等则引入Perlin噪声模型，采用准均匀B样条曲面构造了海浪。为了研究非线性海浪的电磁散射特征，也有不少学者研究了分形海面的建模。西安电子科技大学吴振森、郭立新等人将分形几何用于自然粗糙面的模拟[38,39]，利用随时间变化的带限分形模型来模拟海面，研究了具有自仿射分形特征的一、二维随机粗糙面的散射，取得了较好的效果。复旦大学金亚秋等[40]研究了一维介质分形粗糙面的建模及其双站散射和透射问题。另外，关于全球海浪数值模式的研究方面，我国已经取得了可喜的成果。中国海洋大学文圣常等在我国“七五”科技攻关项目成果中提出

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

一种新型混合型海浪数值模式[41][42]。该模式基于其研究组提出的“文氏风浪谱”[41]，以可靠的风浪成长经验关系得到源函数取代通常逐项计算源函数，避免了复杂的、难以精确的计算手续；同时由于综合性源函数避免直接计算波-波相互作用，节省大量的计算量，且具有良好的可靠性。中国工程院袁业立等改进了国际盛行的WAM（Wave Modelling）海浪数值模式，发展出在全新提法基础上的第三代海浪数值模式LAGFD-WAM（Key Laboratory of Geophysical Fluid Dynamic-WAM）模式[43][44]。该理论用能量耗散源函数取代了WAM模式中的经验公式，同时还在控制方程中引入了浪-流相互作用项，考虑了非均匀和非定常流场的作用。国家海洋局第一海洋研究所杨永增研究员等在LAGFD-WAM基础上，建立了球坐标系下MASNUM（Key Laboratory of Marine Science and Numerical Modeling）海浪数值模式[45]，以便进行全球区域海浪数值模拟。

1.2.2 海面电磁散射理论

海面电磁散射理论属于粗糙面电磁散射理论范畴。粗糙面散射的主要难点是表面轮廓的不确定性（随机性）和电大尺寸性。对随机性，可以采用计算多个粗糙面样本以及加大粗糙面计算面积的方法来获得统计效果，对电大尺寸性，则必须用高效的计算方法。由于粗糙面具有其自身的分布特性和描述方法，因而针对粗糙面散射问题也发展出一些特有的分析方法，主要包括高频近似方法和低频数值方法两大类。

关于粗糙面散射高频近似方法的研究起步较早，目前已经有大量的研究文献，其中也不乏经典的粗糙面散射理论论著。例如，1963 年 Beckmann 和 Spizzichino [46]利用基尔霍夫近似方法（Kirchhoff Approximation Method, KAM）首次全面研究了周期性和随机粗糙面的标量波散射，同时他们提出了复合粗糙面的散射并引入了遮蔽函数的概念。1979 年 Bass 和 Fuks[47]总结讨论了微扰法（Small Perturbation Method, SPM）和 KAM，基于这两种经典理论推导了不同粗糙面散射的解析近似解，提出双尺度散射理论，并研究了遮蔽效应，多重散射效应等粗糙面散射问题。20 世纪 90 年代，Fung[48]、Ishimaru[49]和 Ogilvy[50]等人进一步发展了粗糙面散射理论。除了 SPM 和 KAM 两种经典的粗糙面散射理论外，常见的方法还有：全波法（Full wave algorithm, FWA）[51]，相位微扰法（Phase-perturbation method, PPM）[52]，积分方程法（Integral equation method, IEM）[53]，加权曲率近似方法（Weighted curvature approximation, WCA）[54]和小斜率近似方法（Small-slope approximation, SSA）[55]等。从二十世纪 60 年代至今，粗糙面散射理论的发展已经达到非常成熟的地步，针对不同类型粗糙面的方法种类众多，其中不同的方法往往具有不同的局限性，如限于理想导体、一维情况或仅给出单站散射条件和某种极化方式的结果等等[56]。海面电磁散射一般为二维问题，且海水本身是介质，考虑到能够给出

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

二维介质粗糙面散射问题的解析结果的近似方法并不多，目前人们一般基于粗糙面经典散射理论（KA 和 SPM）、复合表面理论（如双尺度和多尺度法等）或者借助一些现代解析近似方法（如 SSA 和 WCA 等）来研究二维海面的电磁散射问题。下面介绍这些海面散射近似方法的研究进展：

基尔霍夫近似方法[46][57]，又称物理光学近似方法，它适用于大曲率半径、平缓型的海浪表面。KAM将粗糙曲面用局部切平面代替，由Fresnel反射定律获得切平面的感应场，从而近似计算远区散射场。KAM被认为只能在入射角为30º以内得到合理的结果，但是由于其形式简洁，物理意义明确，在对精度要求不高的场合得到了广泛应用。Barrick[58]基于KAM 推导出具有高斯或指数分布斜率特征粗糙面的散射系数表达式，该形式被广泛应用于近垂直入射区海面散射系数的预估[59][60]。为了扩大KAM的适用范围，Ishimaru等[61]人提出了二阶基尔霍夫近似，考虑了多重散射和传播遮挡及自遮挡等效应。Toporkov和Brown[62]基于扩展基尔霍夫近似（Extended Kirchhoff approximation）研究了时变线性和非线性海面散射特性。

微扰法也是最古老和最常用的方法之一，它认为散射场可以用沿远离边界传播的未知振幅的平面波的叠加表示，未知振幅通过求解边界条件获得[63][64]。受固有Rayleigh假设误差的影响，该方法仅适用于表面高度起伏远小于入射波长的情况。Fuks 等基于微扰法推导了适合计算任意分层介质边界散射场和透射场的表达式，并给出了一阶微扰场的简洁表示形式[65][66]。Voronovich, Johnson 等进一步分别推导了二阶[55]、三阶[67]和四阶[68]微扰解公式。Barrick 等[69][70]利用微扰法研究了HF附近波段下的海面散射回波特征，并成功解释了一阶和二阶布拉格谐振（Bragg resonant）散射现象。

复合表面理论认为真实海洋表面可看作两种或多种尺度表面的线性组合，并忽略各种尺度表面之间的相关性，借助合适的解析方法分别计算各种尺度表面的散射贡献，最后通过直接或加权叠加的方法获得总的散射贡献。基于这种思想，Wright[71]提出了双尺度方法，即将海面假设成由两种尺度的粗糙度构成，一种比入射波长大，一种比入射波长小，而小尺度粗糙度是按照表面大尺度粗糙度的斜率分布来倾斜的。这样就可以用微扰理论的一阶近似结果计算小尺度粗糙度的散射系数，然后通过对大尺度的斜率分布求集平均的方法来考虑粗糙面的倾斜效应。同时期，Bass和 Fuks等[47][72][73]也基于该思想提出了双尺度方法，并分析了VHF波段海面散射回波的幅度特性和时变特性（多普勒谱频移）。Valenzuela[74]在总结当时流行的海面散射模型的基础上进一步给出了单双站海面散射系数的双尺度公式。Fung等[75]基于重力波和毛细波谱提出了一种半经验组合海谱形式，将该谱结合双尺度方法成功预估了多种海况和雷达频段下的海面后向散射系数，通过与实测数据的对比，验证了方法的有效性。双尺度方法的缺点在于需要人为地通过截断波数（Cut-off wavenumber）划分大小两种尺度， Brown[76]、Hasselmann[77]和

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Soriano[78]等人讨论了不同截断波数对计算结果的影响及其选取方法。通过大量实测数据的对比证明，双尺度法在一定入射角范围内可以提供合理的预估结果，例如，垂直极化（VV）条件下的有效范围一般可达 0^0~70^0，而对于水平极化（HH）和交叉（VH或HV）极化，预估值往往要比实测值小，其中HH极化的有效范围一般限制在 45^0 以内[79]。为了提高模型的预估精度，Romeiser[80]、Plant[81]和Walsh[82]等进一步细化了复合表面理论，提出了三尺度散射理论，通过与实测数据的对比，取得了较好的预估效果。

小斜率近似方法是基于表面斜率的级数展开的一种比较精确的近似方法，通过保留级数展开的不同项可以得到一阶和二阶SSA（SSA-I和SSA-II）[55][83][84]。多年来经过与数值方法和实测数据的比较[85-87]，证明SSA-I超过了SPM的适用范围，但在大粗糙度区域仍不如KAM。然而SSA-II则具有显著的精确性，在高频波段可以退化到KAM并合理地解释大尺度倾斜效应，而且可以研究掠入射问题。不过SSA-II中包含的空间和频域的双重积分导致其计算量较大，因而SSA-I应用较为广泛。

加权曲率近似方法属于现代解析方法中新发展起来的方法之一，是在KA积分核的基础上考虑了本地曲率的影响，从形式上看这种方法是对SSA-I散射幅度（Scattering Amplitude-SA）表达形式的一种修正，使得该方法的适用范围和精度同时超过了KAM和SPM[54][88][89]。Nouguier等[90][91]利用该方法研究了微波高频段二维线性和非线性海面的散射回波，取得了较好的预估效果，显示了该方法的巨大发展潜力。

用高频近似方法分析粗糙面散射的优点为计算快，缺点为计算不够精确，有些情况下甚至无法获得合理的结果，必须借助低频数值方法。用来分析粗糙面散射的数值方法主要有矩量法（MoM）[92]，时域有限差分法（FDTD）[93]，有限元法（FEM）[94]等，但用纯粹的数值方法去分析粗糙面散射效率十分低下，没有什么工程应用价值，必须借助快速数值算法。计算电磁学中的一些成熟的快速算法固然可以直接用在粗糙面散射中，比如快速多极子方法（FMM）[95]，小波矩量法（Wavelet-MoM）[96]等，但针对粗糙面散射自身的特性，近年来，发展了一些十分有效的粗糙面散射快速算法，其中应用的最为成熟、最具代表性的有两种：

稀疏矩阵正则网格法（SMCG）[97-99]。该方法基于 MoM 法，主要是利用了粗糙面的近平面特性，将粗糙面起伏用 Taylor 级数展开，从而将阻抗矩阵分成了稀疏和稠密两部分，其中稀疏部分反映了相隔较远电流之间的耦合，稠密部分反映了相隔较近部分电流间的耦合。该方法将稀疏部分巧妙地用快速傅立叶变换(FFT)求解，由于稀疏部分占绝大部分，因此整个求解过程效率大大提高。

前后向迭代法（FBM）[100-103]。该方法也基于 MoM 法，主要利用了粗糙面散射的前向性和后向性，将粗糙面每个离散单元的感应电流对散射场的贡献分为前

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

向和后向两个部分，先用前向贡献来确定后向贡献，并进行迭代，直到收敛为止。这种方法能够显著提高导体和介质随机粗糙面的计算效率并达到与 MoM 同等精度，近年来备受青睐。基于前后向迭代思想，Kapp 和 Brown 等提出多阶感应矩方法(Method of Ordered Multiple Interactions, MOMI)，并研究了一维粗糙面散射问题[104]。Toporkov 和 Brown 同样结合 MOMI 分析了一维线性和非线性导体海面的散射回波[105]。

不难看出，数值方法和高频渐近方法各有其优缺点：数值方法精确度高，稳定性好，适用范围广，但是不适于处理电大尺寸目标的散射问题；相反，高频渐近方法计算速度快，内存需求小，可以处理二维电大尺寸粗糙面散射，但是由于采用各种物理近似，计算精度不够高。所以在实际应用中应该根据具体问题来选择合适的处理方法。

在国内，关于粗糙面和海面电磁散射理论的研究虽然起步较晚，但也取得了不少突破性进展。1994 年，复旦大学金亚秋、黄兴忠等用迭代法求解离散球形粒子的矢量辐射传输方程和随机粗糙界面的边界条件, 研究了强风驱使下产生泡沫白冠散射粒子的双尺度随机粗糙海面模型的后向散射[106]和双站散射[107]。2001 年，北京大学夏明耀等[108]采用小波矩量法研究了二维大尺寸导体粗糙面散射问题。2002 年，金亚秋、李中新[40]采用基于谱加速的前后向迭代法研究了分形介质粗糙面的双站散射与透射问题。西安电子科技大学吴振森、张延冬[109]在传统双尺度法的基础上考虑了遮挡修正、曲率修正等，给出了更加符合实测数据的修正双尺度法。2003 年，夏明耀等[110]采用单积分方程结合多层稀疏矩阵规范网格法研究二维有耗粗糙面电磁散射问题。2004 年，郭立新、吴振森[111]提出扩展边界条件法研究分形粗糙海面电磁散射问题。2005 年，叶红霞、金亚秋对有限粗糙面入射锥形波的参数选取进行了讨论，详细给出了针对粗糙面散射数值计算中入射锥形波参数与粗糙面大小的关系[112]。电子科技大学赵志钦等[113]利用多层快速多极子方法分析了三维碎浪结构的散射问题。2010 年，北京航空航天大学徐小剑、李晓飞[114]基于SSA-II方法分析了二维线性和非线性海面的散射回波。中国海洋大学王运华等[115]同样基于该方法研究了一维非线性海面的散射问题。2011 年，浙江大学杜阳等[116]基于改进的谱加速前后向迭代法研究了一维介质海面的双站散射问题。西安电子科技大学张民等[117][118]分别基于毛细波相位修正面元散射模型和SSA-II研究了二维海面相关散射问题。

1.2.3 时变海面回波分析

时变海面回波，即海杂波时间序列，通常是指海洋表面的雷达后向散射回波。海杂波的存在严重影响了雷达对海面目标的检测性能，因而关于海杂波特性的研究对于雷达系统设计、海面目标检测等具有十分重要的意义。海杂波的分析对象

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

主要包括其幅度分布特性及时间相关特性。其中，关于海杂波幅度分布特性的研究和分析理论发展相对成熟，主要包括海杂波幅度概率密度分布函数（PDF）特性分析理论[119]、海杂波混沌特性分析理论[120]和海杂波分形特性分析理论[121]等。关于海杂波时间相关特性的分析主要是基于其多普勒谱特性的研究，包括一阶和二阶谱峰、中心频率和展宽特征分析等。

为了加深对海杂波的认识和理解，人们一般从两个方面对其进行研究，其一是基于雷达实测数据的特性分析，其二是基于仿真海杂波序列的特性分析。美国从上世纪 70 年代开始，先后进行了多次飞行实验，运用机载、星载雷达对海面进行了大量的测试，以期获得海杂波幅度均值随测量条件及海况变化的规律。例如，美国海军研究实验室（Naval Research Laboratory）和美国 Naval Oceanographic Office 于 1970 年 1 月及 1971 年 2 月使用 4 频段机载雷达系统 NRL-4FR 雷达系统对不同海况，不同雷达波长下海面后向散射信号进行了测量[122][123]。通过对测量数据进行拟合，发展出不少关于海杂波幅度均值的半经验模型，如适用于 Ku 波段的 RADSCAT 模型[124]、SASS-II 模型[125]及 NUSCAT 模型[126]等，这些经验模型虽然不能从物理本质上反映雷达波与海面的相互作用，但形式简单，计算速度快，具有较强的工程应用价值。高分辨雷达的发展使得现代实验活动主要集中于高分辨海杂波的测量和分析。例如，Ward 等[127][128]采用 X 波段（9.5~10 GHz）高分辨雷达系统在英国南海岸进行了一系列海况条件的低掠入射测量，并基于复合 K 分布拟合了不同条件的海杂波 PDF。Javier 等[129]于 2006 年在西班牙南海岸利用 Ka 波段（28、30 GHz）高分辨雷达系统进行了多组实验测量，并对其海杂波测量数据进行了幅度 PDF 和多普勒谱分析。Plant 等[130]于 2005 至 2007 年间新浙西等海域采用 X 波段船载多普勒雷达进行了一系列低掠入射测量活动，并报道了一些海杂波异常现象。此外，为了研究低掠入射条件下碎浪等结构引起的海杂波尖峰或多普勒谱异常现象，国外有不少学者基于造波技术和高分辨雷达系统进行了大量实验研究和杂波分析，为海杂波现象提供了不少有价值的物理解释[131-133]。基于仿真海杂波序列的特性分析的基础是海杂波模拟方法，主要包括两个方面，一是数学变换方法，即结合 Rayleigh、Weibull、Log-Normal 或 K 分布等幅度 PDF，借助零记忆非线性变换（ZMNL）[134]或球不变随机理论[135]来模拟海杂波幅度；二是散射统计方法，即结合海浪模型和海面电磁散射理论模拟海杂波。数学变换方法因其高效率、易通过硬件实现等特点，在工程得到广泛应用。该方法的缺点在于缺乏物理机制的解释，且难以找到理论 PDF 形状参数与实际海况参数的对应关系，无法合理模拟杂波的时间相关特性，因此，基于物理机制的散射统计方法更能反映电磁波与海浪的相互作用，被广泛用来定量分析不同散射机制对海杂波的影响，从理论上寻求海杂波特殊现象的物理解释。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

时变海面回波信号包含海浪与雷达的相对运动信息。人们对回波复信号进行谱估计，即可得到多普勒谱。海杂波的多普勒谱相对于其幅度分布，包含了更加丰富的海况信息。因此，充分理解多普勒谱特性对海洋遥感方面的应用和研究具有重要意义。早期关于海杂波多普勒谱的研究主要集中于HF附近波段，例如，Crombie[136]通过分析HF波段海面回波的多普勒，发现电磁波与海浪的Bragg谐振现象。Barrick 等[69][70]研究了HF附近波段下的海面散射回波多普勒谱特征，并基于微扰法建立了一阶和二阶多普勒谱模型。Bass等人[72][73]结合TSM和SPM，推导出计算一阶多普勒频移的公式。虽然这些早期的研究认为，海杂波多普勒谱频移可以用Bragg理论频移来预估，但是随着大量更高频段的实测数据的获得，人们发现，随着频率的增大，多普勒谱展宽要大于HF波段，频移往往大于Bragg理论频移，并且对海况和极化方式等更加敏感[137][138]。随着数值加速算法的飞速发展，人们开始借助数值加速方法计算确定性时变海面样本的多普勒谱，通过大量的算例分析寻找多普勒谱的影响机制。不过由于实现多普勒谱的模拟需要重复计算大量随时变化的海面样本，即使采用加速算法仍然十分耗时，因此，相关文献大多简化成一维海面进行研究。Toporkov和Brown[105]结合MOMI数值计算方法对L波段下一维时变线性和Creamer非线性海面模型的多普勒谱进行研究，发现海面的非线性特征对多普勒谱展宽影响较大，而且在掠入射条件下VV极化与HH极化的多普勒谱出现明显的分离，并随着入射角的增大而增大。并且，采用同样的方法实现了X波段下一维非线性海面多普勒模拟[139]，发现该波段下多普勒频移远远超过了理论Bragg频移。Johnson等人[21][25]对Creamer模型和West 模型的非线性海面在L和S波段的多普勒谱进行比较，发现West模型能够体现更明显的非线性作用，而且随着风速增强，谱宽增大，极化相关性增强。考虑到数值方法十分耗时，且难以实现高频段多普勒谱模拟，有不少学者借助现代解析方法研究多普勒谱。Toporkov和Brown[62]采用扩展基尔霍夫近似和SSA-I进一步对非线性海面的多普勒谱进行研究，得出了与MOMI方法一致的结论。王运华等[115][140]借助SSA-II同样对一维海面多普勒谱特性做了大量研究工作。关于二维海面多普勒谱模拟，相关文献较少，且大都限于L波段以下。其中Soriano等[23]基于小斜率积分方程法（small-slope integral equation, SSIE）研究了二维Creamer(2)非线性海面的多普勒谱，并实现了不同风速和风向条件下多普勒的模拟。李晓飞、徐小剑等[114]利用SSA-II分析了二维线性和非线性海面的多普勒谱特性，并指出二维条件下，非线性对掠入射条件下多普勒谱的影响不如Toporkov等所报道的一维条件下的影响明显。Nouguier等[90][91]基于尖浪模型和WCA方法详细研究了更高微波频段下二维海面多普勒谱频移和展宽特性，同样指出了二维条件下多普勒谱与一维预估结果的差异性，另外，研究指出了尖浪模型与Creamer模型对多普勒谱影响的差异性。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

微波波段下，海浪的非线性特征会对多普勒谱产生明显地影响，尤其在微波高频段和低掠入射条件下，这个结论目前已被业界学者广泛接受。但是，在二维时变海面或微波高频段等条件下，关于非线性到底会对多普勒谱产生何种程度的影响，目前仍然没有统一的结论。针对这个观点的研究仍然是国内外学者积极讨论的热点和难点，主要表现在：其一，关于二维海浪非线性特征的建模目前仍然没有可行且有效的模型。已有的模型（如尖浪模型、Creamer模型和West模型等）均基于弱非线性假设，仅适合于相对平静海浪的模拟；其二，二维时变海面多普勒谱的模拟实现面临这十分庞大的计算量，按照目前的计算能力，数值方法仍然无法实现更高微波频段的多普勒谱模拟；其三，现代解析方法中仅有SSA-II和WCA方法具备计算二维非线性海面足够的精度。然而，WCA方法虽然被用来模拟X波段二维海面多普勒谱，但在掠入射条件下的表现不令人满意[91]。SSA-II方法虽然在掠入射区具备足够的精度，但是由于其对粗糙面的剖分要求以及复杂的计算过程，仍然难于实现微波高频段二维海面的多普勒谱模拟。

1.2.4 海面及目标复合电磁散射

地海背景中目标复合电磁散射特性的实验与理论研究一直是计算电磁学领域中的难点问题和重点研究方向之一。传统粗糙面与目标复合散射的研究中，对粗糙面和目标的散射问题往往是独立分析，因而忽略了目标与粗糙面之间的耦合作用。事实证明耦合场在某些情况下对复合散射的贡献会接近甚至大于一次散射场的贡献，然而，由于粗糙面具有很强的随机性，而目标也通常具有十分复杂的精细结构，它们之间的耦合散射作用固然也十分复杂。粗糙面与目标复合散射电磁建模同时涉及到复杂目标散射理论和粗糙面散射理论，并且耦合场问题的研究也十分复杂，因此，关于粗糙面与目标复合散射的研究是十分复杂同时又极有实际应用价值的电磁散射课题。

目前国内外对于复杂目标电磁散射预估技术的研究已经达到近乎完善的程度。目前目标电磁散射的求解方法主要可分为三类，即解析方法、近似方法、数值方法和高低频混合方法。

解析方法，是指从 Maxwell 方程出发，根据边界条件，直接给出电磁问题的解析解。解析方法是一种不带任何近似的精确方法，但遗憾的是，只有极少数边界条件较规则的电磁问题具有解析解，比较典型的有求解圆柱体及圆球体散射的 Mie 理论等[141]。实际存在的电磁问题，绝大部分边界条件都十分复杂，无法用解析方法求解。实际应用中，解析方法常用来检验其他方法的精确性。

近似方法，指的是当目标的形状和尺寸满足一定条件时，问题中某些电参量能进行合理近似，以简化求解过程。目前，求解散射问题的近似方法主要有两类：当散射目标的电尺寸很大（目标的几何外径至少大于 10 个波长），且目标表面较

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

平滑时，可近似认为目标表面的电流相互之间没有感应或感应较弱，从而发展出高频近似方法。常见的高频近似方法有，几何光学法（GO）、几何绕射理论（GTD）、一致性几何绕射理论（UTD）、物理光学法（PO）、物理绕射理论（PTD）、等效边缘电磁流法（EEC）、增量长度绕射系数法（ILDC）等[142]。当目标的电尺寸很小，小到目标体内的场可近似认为不变时，则可采用低频近似方法，主要包括瑞利近似、波恩近似、WKB 近似等方法[143]，这些近似方法可将散射场表达成为一个简单的解析式，计算十分方便。近似方法的优点为计算快捷，耗费计算资源极少，缺点为计算结果不是很精确，并且目标的特性必须满足近似条件。

数值方法的四大主流算法为矩量法（MoM）、有限元法（FEM）、时域有限差分法（FDTD），以及时域积分方程法（TDIE）。直接从数值方法出发，为提高数值方法的计算效率，在数值求解过程中进行合理的近似，从而发展出一批数值快速算法。例如，近年来基于 MoM 法发展了成熟的快速多极子算法[144]（FMM），多层快速多极子算法（MLFMM）[145-147]，自适应积分方法[148]（AIM），小波矩量法（Wavelet- MoM）[149]等；基于 FDTD 方法则发展起来了时域交替隐式差分方法（ADI-FDTD）[150]，多分辨率小波时域伽略金法（WGTD）[151]等；基于 TDIE 则发展起来了平面波时域算法（PWTD）[152]，多层平面波时域算法[153]（MLPWTD）等。

高低频混合方法充分结合了数值算法的精确性和高频近似方法的高效性，适用于所分析目标中既含有满足高频近似的结构，又含有必须采用数值模拟方法分析的精细结构，比如电大平台上天线分析、粗糙面上方目标复合散射等。混合法的基本思想是将散射体的一部分用近似方法建模，另一部分用数值模拟方法建模，通过特殊处理，考虑两者之间的耦合，从而既提高计算效率，降低计算资源耗费，又保证计算精度。同样，基于不同的高频近似和数值模拟方法，发展了不同的混合快速算法，对于频域方法，比较成熟的有基于 MoM 和 PO 法的 MoM-PO 法[154]；对于时域方法，比较成熟的有基于 TDIE 和 TDPO 的 TDIE-TDPO 法[155]，基于 FDTD 和 TDPO 的 FDTD-TDPO 法也有学者做过专门研究[156]。

上述目标电磁算法是粗糙面与目标复合散射分析的基础，然而，由于其自身模型的特点，关于粗糙面与目标复合散射问题也形成了独特的研究方法。粗糙面与目标复合散射算法的发展，极大地丰富了计算电磁学研究的方法和内容，迄今，已构成了计算电磁学理论的重要分支。如前所述，粗糙面与目标复合散射问题的难点在于表面结构的随机性和电大尺寸特性，这要求电磁模型必须具有可观的计算效率，才能处理这两种特性所带来的巨大计算负担。基于上述难点，目前关于复合散射快速算法的研究，主要围绕三个方面展开：数值加速算法、高频近似方法以及高低频混合方法。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

数值加速算法，将粗糙面和目标当作一个整体，通过数值加速方案直接处理复合散射场的计算。这种解决方案一般将海面假设成理想导体或简化成沿单一方向分布的一维情况，尽管离实际地海环境与目标散射问题的工程应用还有很大差距，但这类方法对定量地分析和理解特殊目标结构或场景的总场特征有重要的指导意义和参考价值。国内外代表性工作有：Pino 和 Burkholder 等人在 FBM 的基础上提出广义前后向法（GFBM）来处理二维舰船模型与海面之间复合散射问题[157]，然后引入谱加速算法来改进 GFBM，使计算量从$O\left(N^2\right)$降低到$O\left(N\right)$[158]。Colak 和 Burkholder 等[159]结合多重扫描矩量法（Multiple Sweep Method of Moments ）研究了海面上目标三维散射问题。Y. Zhang 等人提出模式扩展法（Mode-Expansion Method）来计算二维导体海面上舰船模型的 L 波段电磁散射，相对于传统 MoM 有效的减少了未知数[160]。东南大学崔铁军等[161][162]将射线传播-快速远场近似与 MLFMM 有效结合，给出了快速远场近似的条件，并对半空间埋地金属和介质多散射体目标进行了详细的研究分析。复旦大学金亚秋、刘鹏等[163][164]利用有限元法研究一维海面及其上飞行目标的双站散射，用 FDTD 方法[165]分析二维粗糙面上三维目标的电磁散射。金亚秋、李中新[166]利用谱加速前后向迭代法研究了船类目标与一维海面的复合散射问题。武汉大学邓方顺、朱国强等[167]将 RWG 基函数用于粗糙面和电大目标表面矢量电流建模，开发出三维多级 UV 方法（3-D Multilevel UV Method）来分析三维海上舰船复合电磁散射，并且在保证与 MoM 相等精度的前提下使计算量降低为$O\left(N\log N\right)$。中电集团 22 所康士峰、王显德[168]应用 MoM 研究了介质粗糙面与其上方二维目标的散射回波特征。

高频近似方法，通常将总的散射场分解为海面直接散射场、目标直接散射场和耦合散射场三部分。虽然与数值方法相比这是一种在高频电磁段的近似行为，但是如果三部分散射场的计算方法精度足够的话，计算结果也可以较好的模拟实际散射现象。Johnson 利用四路径模型（Four-Path Model）简化了微起伏粗糙面与目标的复合散射问题[169][170]。Sarabandi 等[171][172]用互易原理、PO 和 GO 等计算高频近似条件下微粗糙面上层状植被模型（有限长圆柱），以及植被内埋藏体目标的电磁散射。Burkholder 等利用迭代物理光学法（IPO）[173]和射线追踪法（SBR）[174]分析了海面上简单目标的二维和三维散射问题。复旦大学徐丰、金亚秋[175]实现了双向解析射线追踪技术（Bidirectional analytical ray tracing, BART），并用来计算大型舰船与粗糙海面的三维复合散射，通过与精确数值方法的比较，验证了其方法的有效性。武汉大学朱国强等基于物理光学法的双次弹射法分别对平板与正弦型组合粗糙面的电磁波复合散射[176]、导体条带与周期粗糙面对电磁波的复合散射[177]、平板目标与随机粗糙面对电磁波的复合散射[178]等问题展开研究。北京航空航天大学许小剑等[179][180]采用混合高频方法对海面与目标形成的角反射器结构进

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

行研究，并且结合目标电磁散射计算的高频方法，建立时变海面舰船目标动态雷达特征信号仿真模型。西安电子科技大学张民等采用时域表面积分方程方法计算了来自任意形状三维介质目标和锥形波入射下粗糙海面的瞬时散射[181]，并基于结合小面元模型的多路径复合散射理论、IPO-MEC 等算法广泛开展了海上目标电磁环境建模及 SAR 成像仿真工作[182-187]。

高低频混合方法，将粗糙面和目标分开建模，用不同的方法计算，然后运用特殊的方法考虑两者之间的耦合。这样做的突出优点是可以针对不同散射体，选用合适的方法。混合法的关键技术在于目标和粗糙面之间耦合的计算，耦合的计算在两个方面影响计算效果：一是计算精度，如果没有将耦合效应完全考虑进去，则计算精度受损；二是计算效率，良好的耦合计算方法，应该是既能很好地保证精度，又不过分耗费计算资源。据公开文献报道，在粗糙面与目标复合散射的混合法研究方面，我国学者做出了许多卓有成效的工作，处于国际领先地位，代表性文献有：东南大学崔铁军、周小阳等 [188]基于 KA 推导了粗糙边界半空间格林函数，结合 MoM 提出了 KA- MoM 快速算法，并计算了二维导体粗糙面与三维目标的复合散射，在 KA 有效区获得了很高的计算精度。复旦大学叶红霞、金亚秋等[189-191]用 KA-CG 迭代方法分析了一维粗糙面与二维目标，二维粗糙面与三维目标的复合散射，其粗糙面和目标之间的耦合通过迭代来计算，精确而高效。电子科技大学赵志钦、聂在平等[192]提出 KA-MLFMA 混合快速算法，并实现了二维介质粗糙面和三维目标的复合散射场计算，通过精确数值方法验证了该算法的有效性。武汉大学何思远、朱国强[193]用 MoM-PO 混合法分析了一维导体粗糙面与二维导体目标的复合电磁散射。北京理工大学张晓燕、盛新庆提出基尔霍夫近似结合多层快速多极子技术研究一维介质粗糙面与上方目标的后向散射[194]。空军工程大学童创明等采用基尔霍夫-亥姆霍兹方程与矩量法相结合，研究高斯粗糙面与临空目标复合电磁散射问题[195]，并提出快速计算二维导体粗糙面与其上三维金属目标复合散射的广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格法(GSMFSIA/CAG)[196]。西安电子科技大学龚书喜等[197][198]研究了 KA-MoM 以及 TDIE-TDKA 等混合方案，分析了粗糙面与目标的复合瞬态散射等难点问题。

1.2.5 时变海面及目标回波分析

时变海面及目标回波的模拟是一项十分复杂的工作，主要表现在以下几个方面：其一，如前所述，海浪因其运动方式复杂多变，使得时变海面电磁散射计算本身就是一个十分复杂且极具挑战性的课题；其二，海面上目标（主要指船类目标）往往具有超大电尺寸和复杂精细的结构，使得船类目标电磁散射计算同样也是计算电磁学领域的难点；其三，船类目标同海面之间的电磁耦合十分复杂，加

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

之时变海面与目标的水动力相互作用使得目标在海面上的姿态不断随时间变化，从而使问题变得更加复杂。

目前国内外关于动态海环境中目标散射特性的研究仍处于起步阶段。考虑到复合模型的时变性，使得电磁建模过程中需要重复计算大量随时间变化的样本，从而引入了庞大的计算量，采用目前的数值加速方法和计算机能力仍然难于处理三维介质海面及其上超电大目标的复合散射问题。从已有研究方法来看，数值方法虽然可以精确考虑电磁耦合作用，但由于计算量和计算能力的限制，大都将三维模型简化成二维模型来处理。近似方法本身虽然计算效率高，但在考虑电磁耦合场计算时仍然要借助现代近似方法，如 IPO 和 SBR 等，这些方法仍然难以处理超电大复合场景的计算量。因此，对近似方法来说，如何在保证一定精度的基础上快速有效地计算目标与海面的耦合场，仍然是厄待解决的难点问题。

关于时变海面与目标回波特性的研究一直是国内外热点课题，代表性工作有：Burkholder 等人采用谱加速的 GFBM 方法对二维时变目标海面复合场景的回波信号进行数值模拟，发现在 LGA 条件下海面散射的贡献主要来自于海谱中的长波分量[199]。在此工作基础上 Jamil 等人研究了舰船目标的横摇角度对于复合散射的影响，发现海面与目标形成的角反射器效应使得船类目标横摇的对雷达回波的影响较为明显[200]。在国内，复旦大学刘鹏、金亚秋[201][202]应用 FEM 研究了动态海面与其上方低空飞行目标的复合电磁散射问题，并详细分析了不同雷达参数和海况条件下的多普勒谱特征。北京航空航天大学徐小剑等[203]结合六自由度水动力模型、多路径模型以及 SSA-I 方法建立了时变海面舰船目标动态雷达特征信号模型，实现了海面舰船雷达回波的仿真。

1.3 论文结构及主要工作

论文主要工作来源于：

1. 国家自然科学基金“动态海面上目标复合电磁散射特性分析的优化算法”（项目编号：60871070），2009-2011。

2. 国家部委项目“高海情动态海面电磁散射建模与软件开发”（项目编号：HX0109072315），2009-2011。

3. 西安电子科技大学基本科研业务费资助项目.“动态海面与舰船目标复合电磁散射建模研究”，2011-2013。

4. 国家部委项目.“典型目标与环境 SAR 图像建模方法研究”（项目编号：o0607h05），2007-2008。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

1.3.1 论文的研究动机与主要贡献

1. 海面几何建模是海面电磁散射分析的基础。本文按照统一描述框架总结了几种常见海谱的表达形式，明确了各谱之间的联系。为了体现沿不同方向波浪的传播方式，结合 Elfouhaily 全向谱和 Longuet-Higgins 方向分布函数给出了二维单边组合谱的形式，并在此基础上实现了二维线性与非线性海浪的快速模拟。

2. 传统的统计散射模型仅仅给出不同输入参数下海面雷达回波的系数均值水平，然而，为了从散射机理上理解和分析 SAR 图像与海面空间分布的对应关系，要求散射模型能够给出具体对应各散射单元散射贡献的空间分布。本文基于散射贡献面元化思想，提出了“半确定性面元散射模型”，适合快速计算任意单双站角、不同海况条件下的海面电磁散射系数的空间分布及均值水平，同时，结合该模型实现了二维海面 SAR 成像模拟。

3. 建立同时包含回波幅度和相位信息的海面复反射函数预估模型，对相干海杂波仿真、海杂波多普勒谱模拟以及海面与目标复合散射建模等研究方面具有重要意义。本文基于电磁波与海浪的 Bragg 谐振基本散射机理，提出了毛细波的简化表示方法。利用该简化表示处理 Fuks 微扰解积分核的指数项，推导出任意倾斜微粗糙小面元复反射函数的解析近似表达式，并在小面元模型物理描述的基础上，建立了二维海面复反射函数快速预估模型，即“毛细波相位修正面元散射模型”。基于该模型分析了不同雷达参数和海况条件下的二维海面复反射函数空间分布及均值水平。

4. 微波高频段二维时变海面多普勒谱模拟是国内外研究的热点与难点。多普勒谱模拟过程需要重复计算大量随时间变化的样本，拓展到二维情况，计算量十分庞大。大多数二维海面多普勒谱预估模型受到剖分间隔要求和计算效率的限制，最高报道了 L 波段下二维确定性多普勒谱的模拟。本文基于具有可观计算效率的“毛细波相位修正面元散射模型”，实现了微波高频段（X 波段）下二维海面确定性多普勒谱的模拟，并通过算例定量分析和讨论了倾斜 Bragg 散射贡献对不同雷达参数和海况条件下的多普勒谱所产生的影响。

5. 粗糙面与目标复合散射电磁建模的数值加速算法和高低频混合算法虽然得到国内外学者的重视和广泛研究，但大多将海面假设成理想导体或者简化成沿单一方向分布的一维情况，并且，受到计算能力的限制，难以实现大范围动态海面及复杂目标的复合散射建模，离实际问题的工程应用还有很大差距。本文在详细讨论了传统多路径及修正多路径复合散射分析模型的基础上，提出了一种基于粗糙表面镜像反射单元空间分布加权镜像路径耦合贡献的思路，并建立了适合计算电大目标及其下方确定性粗糙面复合散射特性的快速预估模型。这种加权多路径模型相对于传统多路径方法更加合理地处理了目标下方粗糙面镜像反射单元斜率

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

缓变对耦合散射的影响，从而更加适合快速计算不同时刻下具有确定性高度分布特性的粗糙海面及其上目标的时变复合散射问题。

6. 时变海面及其上目标雷达回波的模拟研究是一项十分复杂的工作，现有的大多数时变模型均将海上船类目标视为静态的，亦或将之视为零摇荡的平动目标。显然，真实海场景中的船类目标由于受到海浪的流体作用力，将会呈现随浪变化的复杂摇荡运动，这必然会对船海复合场景雷达回波信号的时变特征产生影响。本文采用六自由度船舶随浪运动模型研究了系列 60 船模的随浪运动特征，并在此基础上结合毛细波相位修正面元散射模型、加权多路径复合散射模型建立了全动态船海复合环境下微波高频段雷达回波快速预估模型。充分讨论了海上船类目标摇荡及平行运动对复合场景雷达回波幅度时变特性及多普勒谱特性的影响。

1.3.2 论文的内容安排

论文系统地研究了微波高频段下海面电磁散射及其与电大尺寸目标复合散射问题，建立了时变海面散射模型和时变海面及其上方运动目标复合散射模型，分析了海面回波及海上目标回波的幅度均值变化规律及其多普勒谱特性，具体章节安排如下：

第一章：绪论 论文的研究背景和意义，国内外相关问题的研究现状和最新进展，以及论文主要内容和创新点。

第二章：二维海浪模拟 首先对几种常见的海谱形式进行了归纳总结，并按照统一的形式给出了各谱的表达式，明确了各谱之间的联系。在规范定义的基础上，结合 Elfouhaily 全向谱和 Longuet-Higgins 方向分布函数给出了二维单边组合谱的形式。其次，总结了目前常用的基于海谱的二维海浪模型，并实现了二维线性及非线性海浪的快速模拟。

第三章：半确定性面元散射模型与海面电磁散射系数 基于半确定性面元化思想，借助 Fuks 微扰理论和基尔霍夫模型建立了半确定性面元散射模型（SDFSM）。该模型物理意义明确、形式简单、且适合计算任意单双站角度的海面电磁散射系数。同时利用 Z-BUFFER 消隐算法数值计算了任意观察角下的遮挡函数，并对本文模型进行遮挡修正，最后通过与实测数据进行对比验证了本文模型的正确性。

第四章：毛细波相位修正面元散射模型与海面电磁散射场 基于散射贡献面元化思想以及简化毛细波假设建立了毛细波相位修正面元散射模型（CWMFSM）。实现了微波高频段二维确定性海面样本的复反射函数的计算，并讨论了基于静态海面样本计算的复反射函数幅值和相位空间分布特征，分析了不同雷达参数和海况条件下的单双站统计平均散射系数。

第五章：微波高频段海面雷达回波的多普勒谱模拟与分析 基于第四章所提出的毛细波相位修正面元散射模型，本章考虑将其应用于二维线性时变海面散射场

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

的计算，以实现微波高频段（X 波段）下确定性多普勒谱的模拟。通过算例定量分析和讨论了倾斜 Bragg 散射贡献对不同雷达参数及海况条件下多普勒谱所产生的影响。

第六章：海面及其上目标电磁散射高频混合分析方法 基于等效边缘电磁流方法和多路径镜像等效原理建立多路径复合散射模型，并讨论了该模型的预估精度。结合考虑粗糙度影响的前向复反射系数模型，建立了适合计算较平静海面及目标的修正多路径复合散射模型。在多路径镜像等效思想的基础上，通过统计确定性粗糙面上镜像反射单元的分布特征，并以此加权平均各镜像路径的耦合贡献，提出了一种新的多路径复合散射分析模型。

第七章：时变海面及其上目标电磁散射与多普勒谱 本章结合新切片法建立了船舶随浪运动模型，以此模拟不同海况下船类目标的运动姿态随时间的变化规律。进一步整合前述章节所建立的目标散射模型、海面散射模型、目标及海面耦合散射模型，建立全动态船海复合环境下雷达回波的快速预估模型，并分析了不同雷达参数和海况参数下回波多普勒谱特性。

本论文的结构框图如图 1.1 所示。

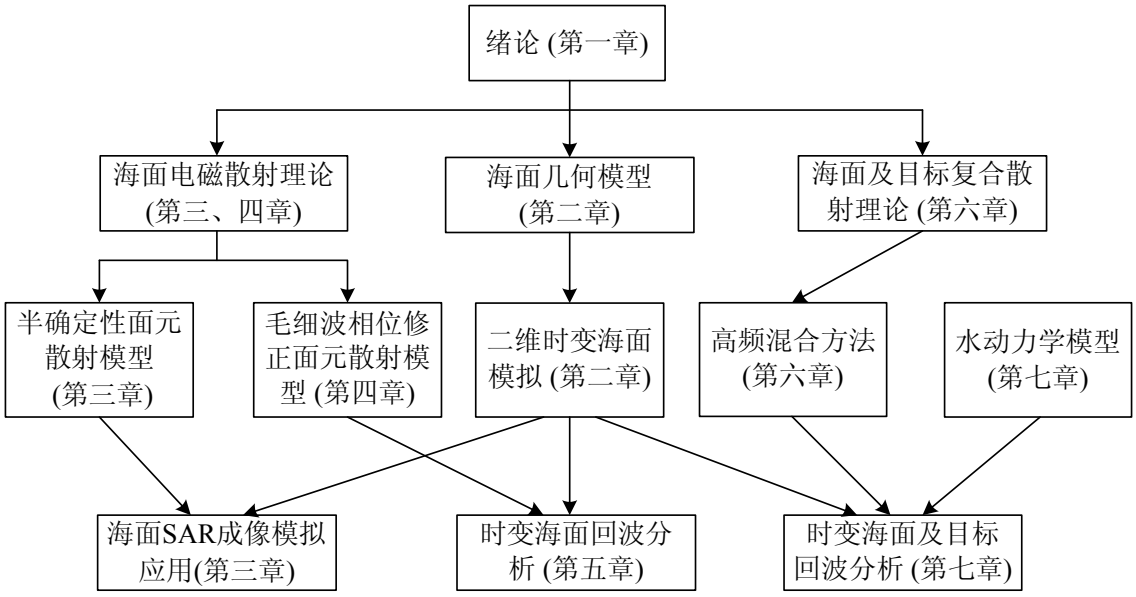


图 1.1 论文的结构框图

本文采用 $e^{i\omega t}$ 为时谐因子。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第二章　二维海浪模拟

2.1　引言

海洋表面是一个时刻动态变化的复杂环境，海浪的生成与成长都与风场环境息息相关，同时海浪的形态还受到重力、水下地形的影响，导致其波动规律极其复杂。对于二维规则波浪运动，为了研究方便，可以应用一些近似简化的线性方法进行描述，然后在线性理论的基础上进行非线性研究，能够在一定程度上描述波浪形态。经典的海浪研究理论分为线性理论和非线性理论。

海浪几何形态的模拟是海面电磁散射分析的基础。综合考虑波浪模拟的真实性和实时性，本章着重讨论基于海浪谱的二维线性和非线性海浪的模拟方法。常用的线性理论有线性叠加模型和线性过滤模型。目前非线性模型主要是基于弱非线性的假设，往往在线性模型的基础上引入非线性修正项，较常用的模型有二阶 Creamer 模型和尖浪模型。本章首先对几种常见的海谱形式进行了归纳总结，并按照统一的形式给出了各谱的表达式，明确了各谱之间的联系。在规范定义的基础上，结合 Elfouhaily 全向谱和 Longuet-Higgins 方向分布函数给出了二维单边组合谱的形式。其次，总结了目前常用的基于海谱的二维海浪模型，并实现了二维线性及非线性海浪的快速模拟。

2.2　海谱

海谱定义为海浪高度起伏相关函数的傅里叶变换。人们通常将海浪视为随机过程并引入谱的概念，从而在此基础上描述并研究海浪[41]。海谱本身包含了丰富的海浪各谐波成分的分布信息，并由于其易观测性得到了广泛的研究。 建立准确有效的海谱模型，不论在理论上和应用上，均有重要的意义，主要表现在：1）海浪生成机制的研究。在风和海底地形的影响下，海浪的变化是极其复杂的，经典的液体波动理论或纯经验的方法均不充分或不适合以描述其生成机制和发展过程。通过其内部结构及外在表现的统计特征（即海谱）来进行研究，顺理成章地成为有效手段。2）海浪的观测与预报。早期的海浪预报方法主要是根据波高、周期等要素进行分析。由于海浪的复杂性和随机性，五十年代初，人们开始将谱应用于预报。密切结合谱的概念对海浪进行观测、分析及相关数值计算，现今已俨然成为最流行和最有效的方法之一。3）海洋环境遥感方面。海浪状态来严重影响着海面对电磁波，声波等的反射特性，从而影响雷达等相关遥感设备的设计和使用。相关研究无一不结合海谱这一重要概念。4）船舶与海洋工程方面。结合海谱、遭遇海浪谱等概念，研究不用船型以及海上浮体的响应振幅算子，从而建立有效的船类浮体的随浪运动模型，对优化船舶设计和海洋工程建设方面有重要的指导意义。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

二维海谱通常可以表示为如下形式[204]

$$S(\mathbf{k})=\frac{1}{k}\Psi(\mathbf{k})\Phi(\mathbf{k}) \tag{2-1}$$

其中，$\Psi(\mathbf{k})$称为全向海谱(Omnidirectional sea spectrum)，也称为一维谱。$\Phi(\mathbf{k})$称为角度分布函数(Angular spreading function)。$\mathbf{k}=(k_x,k_y)=(k\cos\varphi,k\sin\varphi)$为波数方向矢量。$k=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$为波数大小，$\varphi$为波数方向角，如图 2.1 所示。

在极坐标系下，谱亦可表示为

$$S(k,\varphi)=\frac{1}{k}\Psi(k)\Phi(k,\varphi-\varphi_w) \tag{2-2}$$

或

$$S(\omega,\varphi)=\frac{1}{k}\Psi(\omega)\Phi(\omega,\varphi-\varphi_w) \tag{2-3}$$

其中，φ_w为风向角，ω为角频率。在不考虑非线性作用条件下其与波数k满足如下弥散关系[75]

$$\omega^2=gk\left[1+(k/k_m)^2\right]\tanh(kh) \tag{2-4}$$

其中$k_m=\sqrt{\rho_w g/\tau_w}\approx 370\,\mathrm{rad/m}$；$\rho_w$，$g$和$\tau_w$分别表示水密度，重力加速度和水表面张力；$h$ 为水深。对于深水区（$kh\gg 1$），$\tanh(kh)\approx 1$。

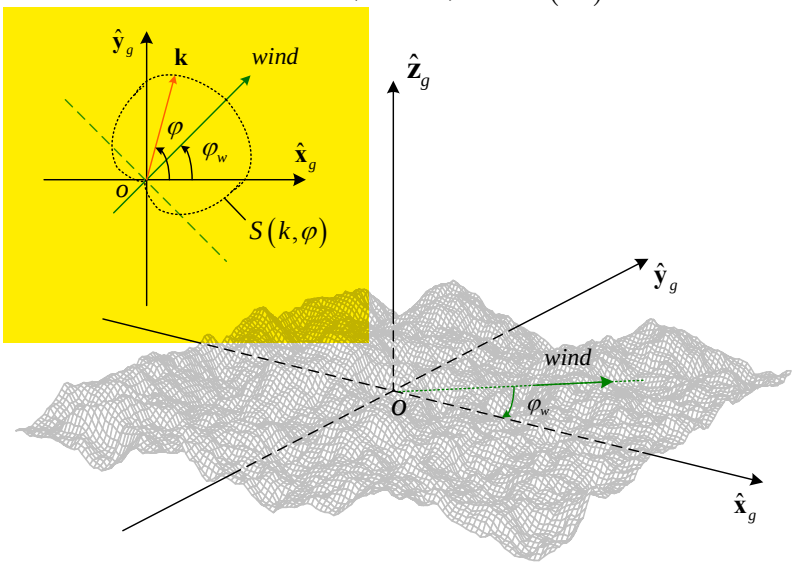


图 2.1 全局坐标系，波数方向角，风向角示意图。

2.2.1 全向海谱

本节介绍几种常用的全向海谱。

Moscowitz 对北大西洋上 1955 至 1960 年的观测资料进行谱估计，从中选出 54 个充分成长状态下的风浪谱，依风速分成 5 组并将各组谱进行平均，发现它们有良好的相似性。同年 Pierson 和 Moscowitz 将这 5 个平均谱进行无因次化，并对

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

风速进行了处理，从而得到 Pierson-Moscowtz 谱（简称 P-M 谱）[205]。该谱与 Neumann 谱相比，具有较充分的观测资料依据，其分析方法（如统计处理和无因次化）也更为合理有效。故自六十年代中期以后，P-M 谱在海浪研究及有关工程问题中得到了广泛的应用，并被国际船模试验池会议(ITTC)推荐为标准充分发展稳态海谱。P-M 谱的常见形式可表示为：

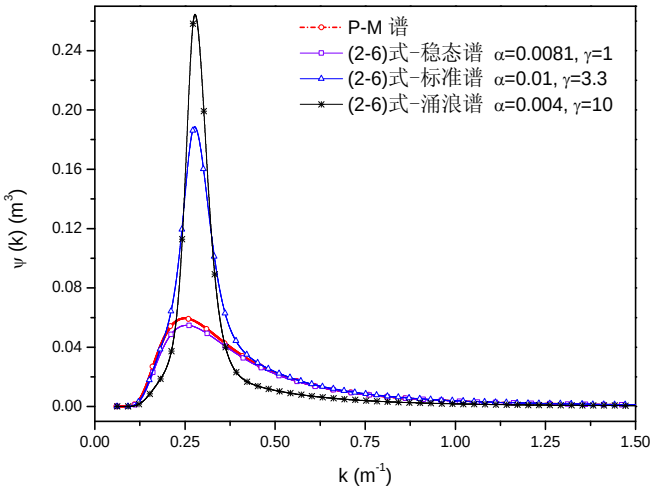


图 2.2 不同形参下 JONSWAP 谱对应的风浪谱形

$$\Psi_{\mathrm{PM}}(k)=\frac{\alpha_p}{2k^3}L_{PM} \tag{2-5}$$

其中，α_p 为大尺度广义平衡参数(Generalized equilibrium range parameter)，这里取 $\alpha_p=8.1\times10^{-3}$，$L_{\mathrm{PM}}=\exp[-0.74(k/k_p)^{-2}]$，无因次峰峰值波数 $k_p=g/u_{19.5}^2$，其中 $u_{19.5}$ 为海平面上 19.5 m 高度处的平均风速。

实际海面环境中，由于波浪间能量转换的复杂性及大气条件的多变性，海面多处于非稳态。60 年代末期，英、荷、美、德等国为了适应北海开发的需要在丹麦和德国边境西海岸对海浪进行系统观测，即联合北海波浪计划（Joint North Sea Wave Project），由此得到了非稳态海谱模型，简称为 JONSWAP 谱[206][207]。它被认为是国际标准海洋谱，其一般形式为

$$\Psi_{\mathrm{JONS}}(k)=\frac{\alpha_p}{2k^3}L_{\mathrm{PM}}J_P \tag{2-6}$$

其中，L_{PM} 重新表示为 $L_{\mathrm{PM}}=\exp[-1.25(k/k_p)^{-2}]$。引入无因次风区 $\tilde{X}=gX/U_{10}^2$（X 为风域，U_{10} 为10 m 高度处的风速），则无因次峰峰值波数 $k_p=\Omega_c^2 g/u_{10}^2$，峰值逆波龄 $\Omega_c=7\pi\tilde{X}^{-0.33}$。$\alpha_p$ 重新表示为 $\alpha_p=0.076\tilde{X}^{-0.22}$。另外，

$$J_{\mathrm{P}}=\gamma^B \tag{2-7}$$

$$B=\exp\left\{-\frac{\left[(k/k_p)^{1/2}-1\right]^2}{2\sigma_J^2}\right\} \tag{2-8}$$

σ_J 为峰形参数，其定义如下

$$\sigma_J=\begin{cases}0.07 & k\le k_p\\ 0.09 & k>k_p\end{cases} \tag{2-9}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

γ 为峰值增强因子（其观测值介于 1.5～6 之间，平均值为 3.3），Brüning 等[208]认为，随着 α_p 和 γ 取值的不同，（2-6）式可对应模拟不同风浪的谱，如：$\alpha_p = 0.01$，$\gamma = 3.3$ 对应非充分发展 JONSWAP 谱；$\alpha_p = 0.0081$，$\gamma = 1$ 对应充分发展海浪谱（即退化为 P-M 谱形式）；$\alpha_p = (4,2,1,0.25)\times 10^{-3}$，$\gamma = 10$ 则对应不同能量级的涌浪谱。图 2.2 分别给出了不同形参所对应的风浪谱形式，这里取风速 $U_{10} = 5$ m/s，风域 $X = 50$ km。

Elfouhaily等[204]对JONSWAP、P-M、Phiilips等波谱进行修正和结合，提出一种统一海谱模型，这里我们简称为E谱，其一般形式为

$$\Psi_{\mathrm{E}}(k) = \frac{1}{k^3}\left[B_L(k) + B_S(k)\right] \tag{2-10}$$

$B_L(k)$ 为长波曲率谱（Long-wave curvature spectrum）

$$B_L(k) = \frac{1}{2}\alpha_p \frac{c(k_p)}{c(k)} F_p \tag{2-11}$$

其中，参数 α_p 重新表示为 $\alpha_p = 0.006\sqrt{\Omega}$，逆波龄（Inverse Wave Age）$\Omega = u_{10}/c(k_p)$，波浪相速度 $c(k) = \sqrt{g/k\left(1 + k^2/k_m^2\right)}$，

$$F_p = L_{\mathrm{PM}} J_P \exp\left\{-\frac{\Omega}{\sqrt{10}}\left[\left(\frac{k}{k_p}\right)^{1/2} - 1\right]\right\} \tag{2-12}$$

可以看出，E 谱中 F_p 前两项引用了 JONSWAP 谱中 L_{PM} 和 J_P 的对应形式，不同的是，E 谱根据峰值逆波龄 Ω_c 的取值范围重新表示了（2-7）式的 J_P，其相关参数定义如下，

$$\gamma = \begin{cases} 1.7, & \Omega_c \le 1 \\ 1.7 + 6\log(\Omega_c), & 1 < \Omega_c < 5 \\ 2.7\Omega_c^{0.57}, & \Omega_c \ge 5 \end{cases} \tag{2-13}$$

$$\sigma_J = \begin{cases} 0.08\left(1 + 4\Omega_c^{-3}\right), & \Omega_c < 5 \\ 0.16, & \Omega_c \ge 5 \end{cases} \tag{2-14}$$

$$\Omega_c = 0.84\left\{\tanh\left[\left(\frac{\tilde{X}}{X_0}\right)^{0.4}\right]\right\}^{0.75}, \quad X_0 = 2.2\times 10^4 \tag{2-15}$$

（2-10）式中另一项 $B_S(k)$ 为短波曲率谱（Short-wave curvature spectrum），可表示为

$$B_S(k) = \frac{1}{2}\alpha_m \frac{c(k_m)}{c(k)} F_m \tag{2-16}$$

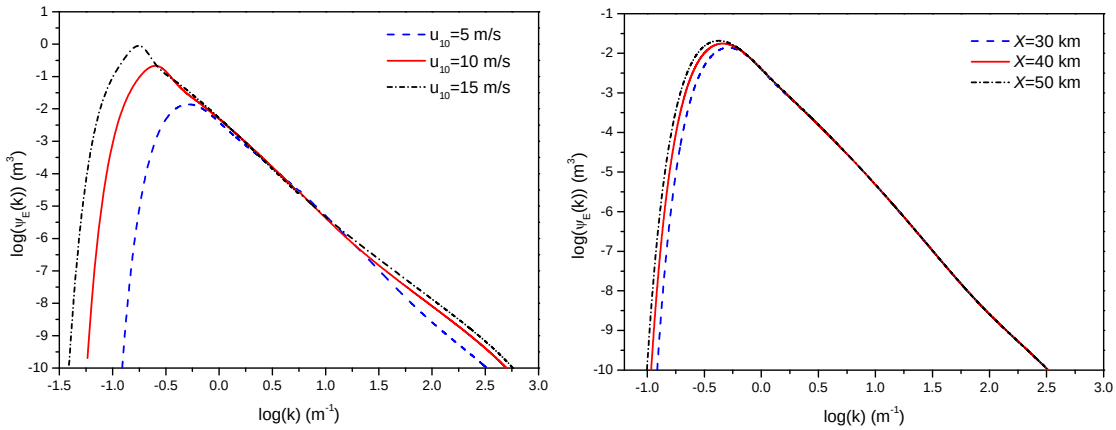
(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$F_m = \exp\left[-\frac{1}{4}\left(1-\frac{k}{k_m}\right)^2\right] \tag{2-17}$$

其中，α_m 为小尺度波广义平衡参数(Generalized equilibrium range parameter)，Elfouhaily 在 Phillips-Kitaigorodskii 参数基础上修正得到，即

$$\alpha_m = 0.01\begin{cases} 1+\ln\left[\dfrac{u_f}{c(K_m)}\right] & u_f \le c(K_m) \\ 1+3\ln\left[\dfrac{u_f}{c(K_m)}\right] & u_f > c(K_m) \end{cases} \tag{2-18}$$

$c(K_m)=\sqrt{2g/k_m}\approx 0.23\ \mathrm{m/s}$，　u_f 为海表面摩擦风速(Friction velocity)。



(a) 风域 30km　　(b) 风速 5m/s

图 2.3 不同风域及风速下 E 谱的比较

图 2.3(a)给出了风速的变化对 E 谱的影响。图 2.3(b)显示了 E 谱相对于风域的成长过程。可以很明显地看到谱曲线下的面积随风域及风速的增大而增大，峰频率随风域及风速的增大而减小的规律。说明随风域及风速的增大，谱能量范围增大，且主能量分布向低频推移，换句话说，大尺度重力波的能量随风域及风速的成长将占主导地位。随着风速的增大，分别对应高低频部分的重力波与毛细波谱能量均呈增大趋势，但明显重力波分布对风速的变化要敏感。另外，根据 E 谱的预估，风域的成长似乎只对大尺度重力波分布有影响，而对毛细波分布影响甚微。

2.2.2 角度分布函数

角度分布函数反映海浪不同方向、频率的组成波相对于风向的能量变化。迄今已提出的角度分布函数远较全向谱少，主要原因为其观测方法和数据处理相对困难。这里分别介绍三种常用的角度分布函数。

Longuet-Higgins 等[209]曾提出被广泛使用的单边余弦形式

$$\Phi_{\mathrm{LH}}(k,\varphi) = G(s)\cos\left(\frac{\varphi-\varphi_w}{2}\right)^{2s} \tag{2-19}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

其中，

$$s=1-\frac{1}{\ln 2}\ln\left[\frac{1-\Delta(k)}{1+\Delta(k)}\right] \tag{2-20}$$

$$G(s)=1\Big/\int_{-\pi}^{\pi}\cos^{2s}\left(\frac{\varphi}{2}\right)\mathrm{d}\varphi \tag{2-21}$$

$\Delta(k)$ 称为逆侧风比例因子（upwind-crosswind ratio），Mitsuyasu[210]、Donelan[211]、Fung[75]等均给出了不同的形式，一般跟风速和波浪相速度有关。为方便起见，这里我们选用Elfouhaily给出的表达形式，详见（2-25）式。

对应JONSWAP谱，Brüning等[208]提出了如下双边角度分布函数

$$\Phi_{\mathrm{JONS}}(k,\varphi)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(1+0.5p)}{\Gamma(0.5+0.5p)}\cos^{2p}(\varphi-\varphi_w) \tag{2-22}$$

$\Gamma(\cdot)$ 为伽马函数，指数 p 定义为

$$p=\begin{cases}0.46\left(k/k_p\right)^{2.5}p_m, & k<k_p\\ 0.46\left(k/k_p\right)^{-1.25}p_m, & k\geq k_p\end{cases} \tag{2-23}$$

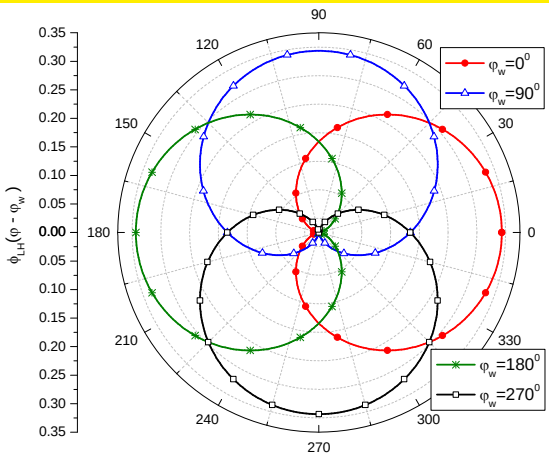
其中，$p_m=11.5\left[u_{19.5m}/c(k_m)\right]^{-2.5}$。

对应E谱， Elfouhaily也给出了双边函数形式，其表达式如下[204]

$$\Phi_{\mathrm{E}}(k,\varphi)=\frac{1}{2\pi}\left\{1+\Delta(k)\cos\left[2(\varphi-\varphi_w)\right]\right\} \tag{2-24}$$

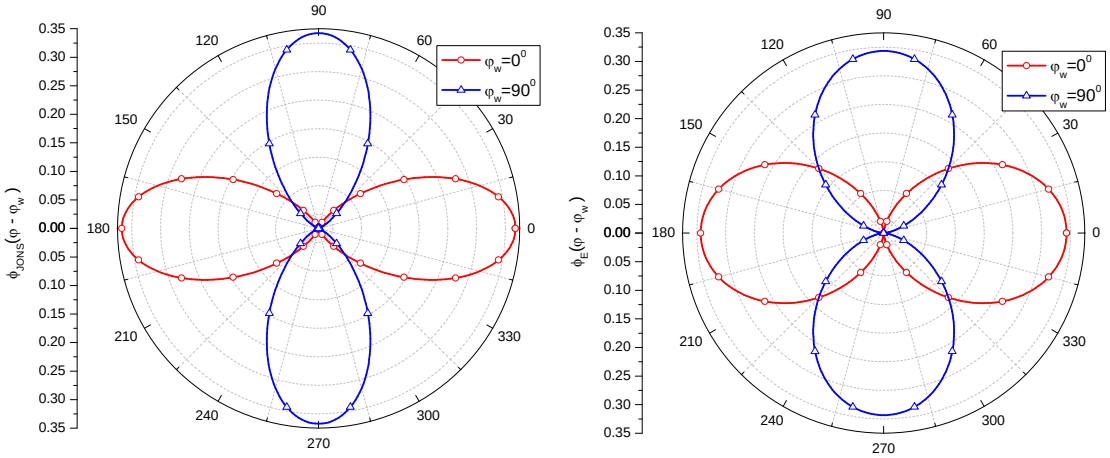
其中，

$$\Delta(k)=\tanh\left\{\frac{\ln 2}{4}+4\left[\frac{c(k)}{c(k_p)}\right]^{2.5}+0.13\left[\frac{u_f}{c(k_m)}\right]\left[\frac{c(k_m)}{c(k)}\right]^{2.5}\right\} \tag{2-25}$$



(a) Longuet-Higgins 分布函数

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(b) Hasselmann 分布函数　　(c) Elfouhaily 分布函数

图 2.4 不同形式的角度分布函数。计算参数：$k=0.3$，$X=30$ km，$u_{10}=5$ m/s 。

图 2.4 给出了对应（2-19），（2-22）和（2-24）式的角度分布函数。从图中可以看出，虽然这三种分布函数均不能反映顺风和逆风两种情况下的差异性，但(a)图所示的单边谱形式滤除了与主波能量传播方向相反方向的大部分贡献，从而允许被用来模拟顺逆风两种方向传播的海面。虽然单边谱形式仍然不能反映顺逆风方向传播波成分的能量差异，但这种形式更加适合用来模拟具有确定浪向的海面。因此，这种单边谱形式在工程上也被广泛采用，如造波池设计[212]，船舶耐波特性分析[213]等等。

2.2.3　二维ELH海谱

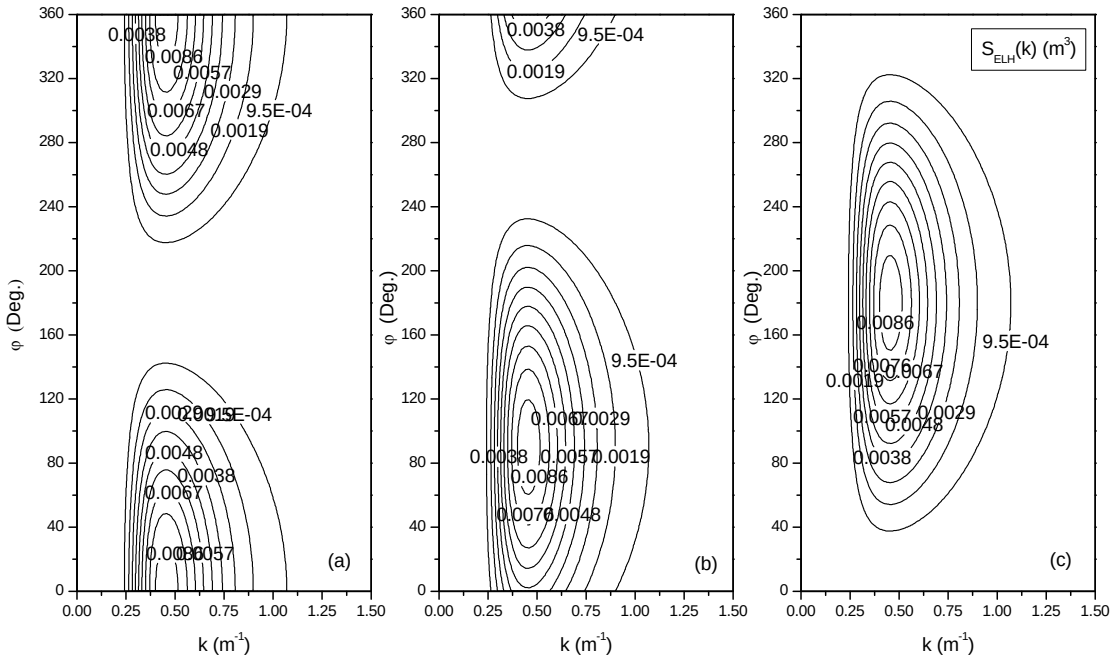


图 2.5 二维 ELH 海谱分布。计算参数：$X=30$ km，$u_{10}=5$ m/s ；(a) $\varphi_w=0^0$，(b) $\varphi_w=90^0$，(c) $\varphi_w=180^0$ 。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

为方便后续章节的统一使用，且考虑不同浪向海面的模拟应用，类似Plant[81]给出的方法，我们结合Elfouhaily全向谱Ψ_{E}和Longuet-Higgins方向分布函数Φ_{LH}，写出如下二维组合谱，这里简称为ELH谱，即

$$S_{\mathrm{ELH}}(k,\varphi)=\frac{1}{k}\Psi_{\mathrm{E}}(k)\Phi_{\mathrm{LH}}(k,\varphi-\varphi_w) \tag{2-26}$$

其中，Ψ_{E}、Φ_{LH}分别对应于（2-10）式和（2-19）式。如无特别说明，在后续章节中，我们将统一使用（2-26）式所表示的二维 ELH 谱来生成二维海面。

从图 2.5 可以看出，二维 ELH 谱可以反映包括顺逆风向（对应$\varphi_w=0^0,180^0$）等不同风向下的海谱能量分布。

2.3 二维线性海浪的模拟方法

二维海浪的数值模拟方法有很多种，其中最常用的方法一般建立在基于海浪谱的线性波浪理论的基础上。当选择了合适的海浪谱之后，就需要选择合适的反演方法由海谱得到海浪起伏。将海浪视为一个平稳随机过程，它可以由多个（理论上为无穷多个）不同周期和不同随机初始相位的余弦波叠加而成，这就是所谓线性叠加方法[16][17]。另外，线性过滤方法[18][19]也是一种快速有效的反演海谱的方法。其基本思想是：借助傅里叶变换将白噪声转换到频域，再用海谱对其进行滤波，然后作傅里叶逆变换得到海面的高度起伏。本节将分别采用这两种方法模拟二维线性海浪。

2.3.1 线性叠加模型

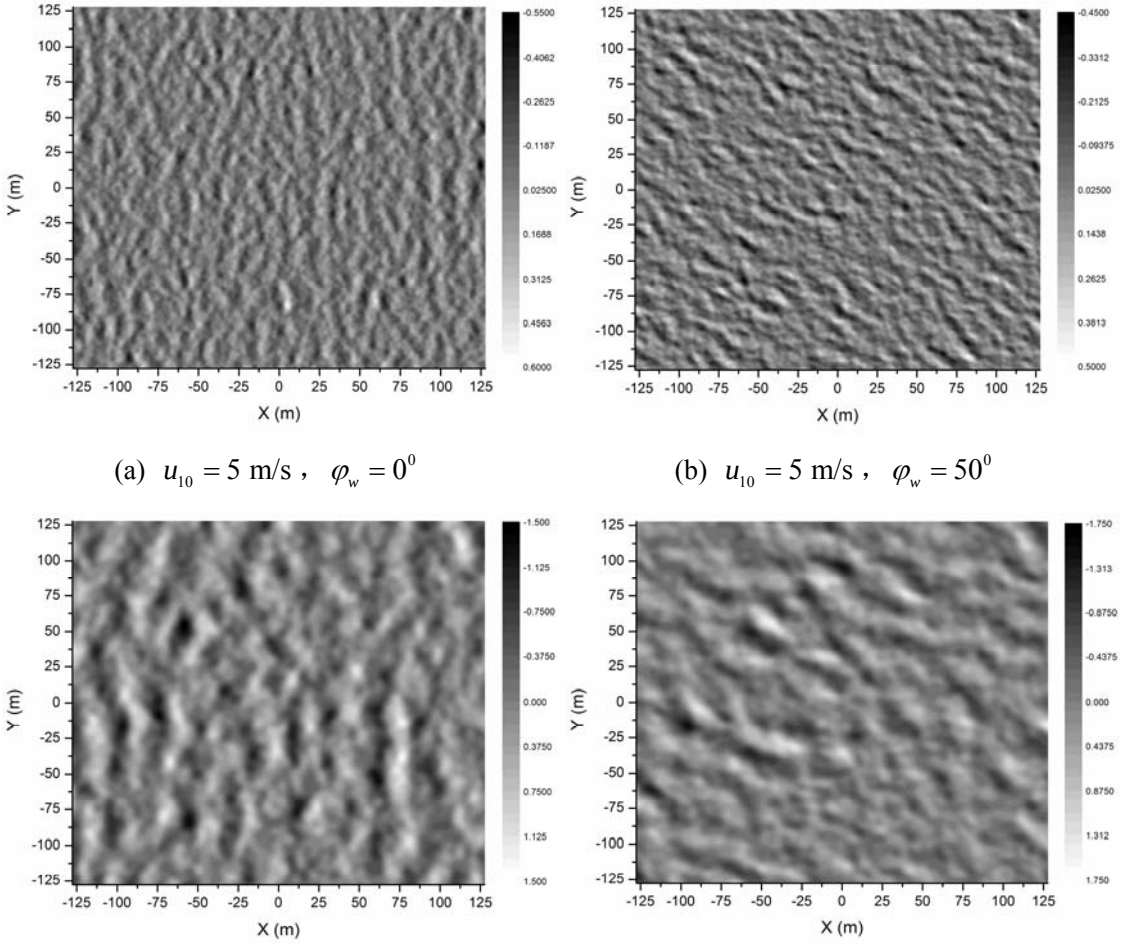
尽管这种简单叠加近似的海面模型不能反映真实海面中长波与短波的相互作用，但是 Jefferys 通过观察分析认为在数值计算和物理实验中该模型是可行的[214]。根据线性叠加法，假设某时刻 t，海上一个固定点的水面波动可以用多个随机余弦波叠加来描述，并假定只在平面内产生波浪，且波浪沿固定方向传播，则海面上某一点的波高$\eta_L(x,y,t)$可表示为

$$\eta_L(x,y,t)=\sum_{l=1}^{N_k}\sum_{j=1}^{N_\varphi}\sqrt{2S\left(k_l,\varphi_j-\varphi_w\right)\Delta k\Delta\varphi}\cos\left[\omega_l t-k_l\left(x\cos\varphi_j+y\sin\varphi_j\right)+\varepsilon_{lj}\right] \tag{2-27}$$

其中$S(\mathbf{k})$选用二维 ELH 谱，无特殊说明，后续章节中均采用此谱，将不再累述。k_l、ω_l、φ_j和ε_{lj}分别表示组成波的波数、圆频率、方向角和初始相位。初始相位ε_{lj}在$0\sim2\pi$之间满足均匀分布。η_L的下标‘L’表示线性海浪。N_k，N_φ分别为频率和方向角的采样点数。假设要产生的二维海面在x和y方向的长度分别为L_x和L_y，等间隔离散点数为M和N，相邻两点间的距离分别为Δx和Δy，我们模拟出不同风速与风向条件下的海面轮廓，如图 2.6 所示。相关计算参数描述如下：沿$\hat{\mathbf{x}}_g$，$\hat{\mathbf{y}}_g$方向的离散点数为$M=N=512$，$\Delta x=\Delta y=0.5\ \mathrm{m}$；频率采样点数$N_k=72$，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

考虑到模拟效率，这里动态选取频率采样范围，即根据 99％谱能量分布截取频率范围。图中具体对应采样范围为，$u_{10}=5$ m/s 时，$[k_{\min},k_{\max}]=(0.179,1.823)$，$u_{10}=5$ m/s时，$[k_{\min},k_{\max}]=(0,0.864)$。与此同时，以$\Delta\varphi=3^0$平均离散$[0,360^0]$方向角。虽然这里考虑了模拟效率的优化，但模拟如图所示离散点为512×512的海面轮廓仍需耗时 532.0 s。当涉及到更大范围的海面模拟或剖分网格要求较细密的情况时，离散点数会很高，使得这种简单的嵌套叠加方法生成海面效率很低，将不能满足实时模拟的需求。另外，从图中可以看出，海浪轮廓的分布具有风向性，且风速增大时，海面起伏随之增大，大尺度波长与随之增大。



(a) $u_{10}=5$ m/s，$\varphi_w=0^0$　　(b) $u_{10}=5$ m/s，$\varphi_w=50^0$

(c) $u_{10}=10$ m/s，$\varphi_w=0^0$　　(d) $u_{10}=10$ m/s，$\varphi_w=50^0$

图 2.6 线性叠加模型所模拟的海面轮廓（灰度标尺表示浪高，单位 m）。

2.3.2 线性过滤模型

将海面看作是各种谐波成分的叠加，这些谐波的幅度是与一定海谱成比例的独立的高斯随机变量，那么线性海面可以采用线性过滤法来模拟。首先通过傅里叶变换将白噪声转移到频域，然后用海谱对其进行滤波，这样海面起伏$\eta(\boldsymbol{\rho},t)$就可以表示为

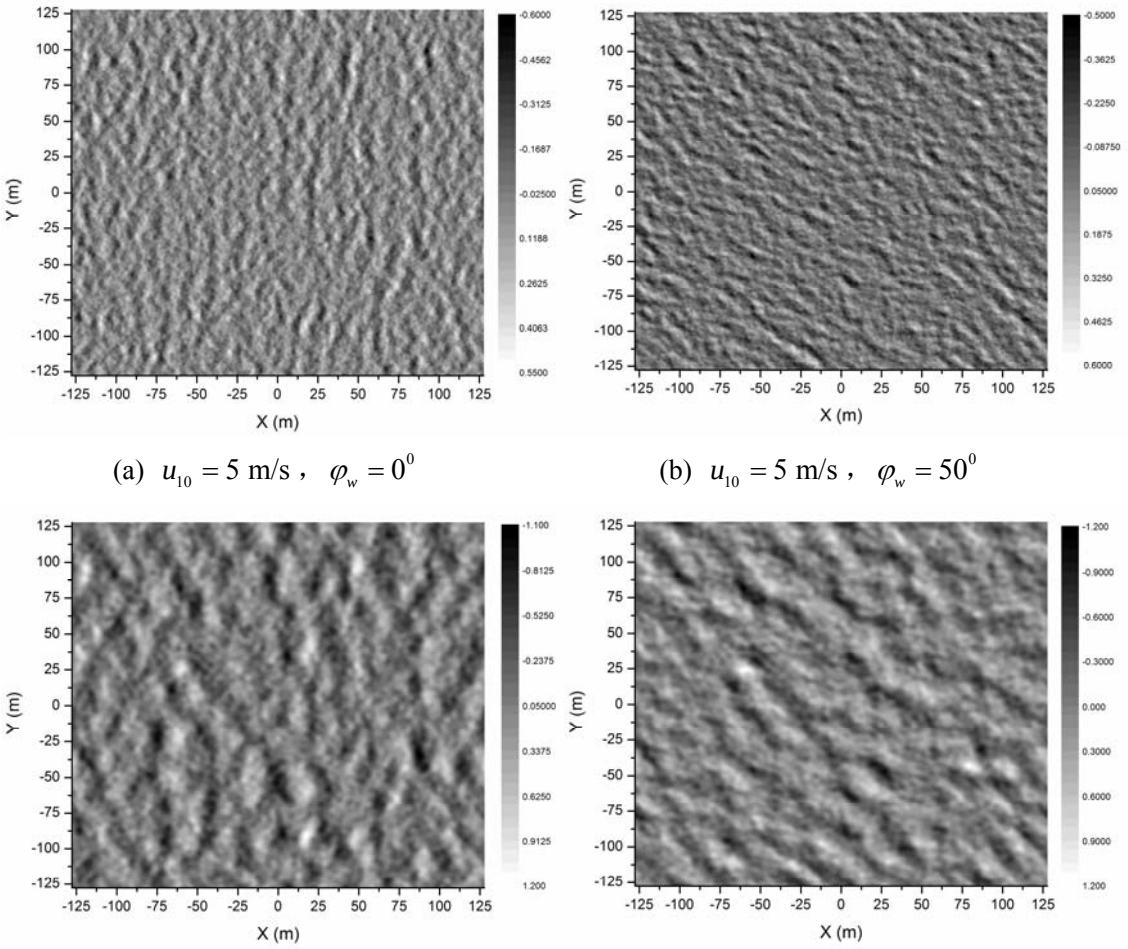
$$\eta_L(\boldsymbol{\rho},t)=\sum_{\mathbf{k}}\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}} \tag{2-28}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

其中，$\boldsymbol{\rho}=\left(x_g,y_g\right)$为位置矢量，频域复幅度$\tilde{\eta}\left(\mathbf{k},t\right)$为[18]

$$\tilde{\eta}_L\left(\mathbf{k},t\right)=\chi\left(\mathbf{k}\right)\pi\sqrt{2S\left(\mathbf{k}\right)/A}e^{-i\omega(\mathbf{k})t}+\chi^*\left(-\mathbf{k}\right)\pi\sqrt{2S\left(-\mathbf{k}\right)/A}e^{i\omega(-\mathbf{k})t} \tag{2-29}$$

此处χ是一个均值为 0 标准差为 1 的复高斯变量，A为所模拟海面的面积，t为时间因子。为了保证$\eta\left(\boldsymbol{\rho},t\right)$为实数，其频域复幅度须满足条件$\tilde{\eta}_L^*\left(\mathbf{k}_g,t\right)=\tilde{\eta}_L\left(-\mathbf{k}_g,t\right)$，“*”表示取共轭复数。



(a) $u_{10}=5$ m/s，$\varphi_w=0^0$　　(b) $u_{10}=5$ m/s，$\varphi_w=50^0$

(c) $u_{10}=10$ m/s，$\varphi_w=0^0$　　(d) $u_{10}=10$ m/s，$\varphi_w=50^0$

图 2.7 线性过滤模型所模拟的海面轮廓（灰度标尺表示浪高，单位 m）。

线性过滤法最大的优点是可以结合快速傅里叶逆变换(IFFT)来实现，克服了线性叠加模型的效率问题，十分适合大范围实时海面的模拟。需要特别指出的是，（2-29）式表示任意特定时刻的海浪由两个朝向相反的波成分叠加，这就要求式中所采用的二维谱$S\left(\mathbf{k}\right)$中的须为单边谱形式。类似图 2.6 的模拟参数，沿$\hat{\mathbf{x}}_g$，$\hat{\mathbf{y}}_g$方向的离散点数为$M=N=512$，$\Delta x=\Delta y=0.5$ m。不同的是，由于 IFFT 大大提高了模拟效率，这里对谱域采样按照采样定理的需求对（2-29）式进行离散，即

$$\tilde{\eta}_L\left(\mathbf{k},t\right)=\tilde{\eta}_L\left(k_{m_k},k_{n_k},t\right),\quad m_k=1,M;\quad n_k=1,N. \tag{2-30}$$

其中，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

$$k_{m_k}=\left(m_k-\frac{M}{2}-1\right)\frac{2\pi}{L_x}，\ k_{n_k}=\left(n_k-\frac{N}{2}-1\right)\frac{2\pi}{L_y} \tag{2-31}$$

频域复幅度按（2-30）式填充好后，即可直接借助 IFFT 实现（2-28）式的求和运算，从而等到海面的高度起伏分布，如图 2.7 所示。由于谱域采样范围没有被截断，图中模拟的海面同时也包含中尺度或小尺度等微浪结构，因此相对于图 2.6 所示的海面轮廓，这里显得更加精细和粗糙。值得提出的是，采用线性过滤方法生成离散点数为 512×512 的二维海面仅耗时 3.469 s。

2.4 二维非线性海浪的模拟方法

非线性随机海浪模型的研究自六十年代开始一直是海洋学及相关交叉学科关注的焦点和难点，并得到众多学者的广泛研究，但应当看到：大多数摄动解的前提条件是假设波动的弱非线性相互作用，对一般条件下，任意水深或二维情况下波动方程的求解仍然困难。应用到二维情况，目前非线性模型主要是基于弱非线性的假设，较常用的模型有：Soriano等将 1989 年Creamer等提出的“改进的线性模型”借助快速傅里叶变换（FFT）和指数项级数展开生成了二阶表示，从而得到了所谓的二阶Creamer模型[23]；West 等[24]基于非线性水动力方程的推导，并借助“Watson-West”展开由表面斜率得到流体速度势对海面起伏的倒数，同样也拓展到二维情形，并且包含表面张力。然而斜率展开使得这种方法不稳定，而且无法模拟风速超过 2 m/s的海面；Nouguier 在总结分析了现有的弱非线性海浪模型的基础上，进一步给出了一维和二维形式的尖浪模型（Choppy wave model）[27]。下面我们将采用二阶Creamer模型和尖浪模型来实现二维时变非线性海浪的模拟。

2.4.1 二阶Creamer模型

在各种非线性海面建模方法中，Creamer 模型具有原理明确，计算效率高的特点。在水动力方程零阶解的基础上，这种理论在海面起伏的频域加入扰动项，从而产生非线性效果。基于弱波浪-湍流理论，将 Creamer 形式的非线性项写成线性海面的希尔伯特变换(Hilbert transform)，在二维情况下，这个希尔伯特变换需要被定义成为一个矢量。在某时刻t，可以在（2-29）式的基础上得到如下变换形式

$$\mathbf{h}_t(\boldsymbol{\rho})=\mathrm{Re}\sum_{\mathbf{k}}\left(-i\frac{\mathbf{k}}{k}\right)\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)\exp(i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}) \tag{2-32}$$

容易写出$\mathbf{h}_t(\mathbf{r})$的分量为

$$h_{tx}(\mathbf{r})=\mathrm{Re}\sum_{\mathbf{k}}\left(-i\frac{k_x}{k}\right)\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)\exp(i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{r}) \tag{2-33}$$

$$h_{ty}(\boldsymbol{\rho})=\mathrm{Re}\sum_{\mathbf{k}}\left(-i\frac{k_y}{k}\right)\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)\exp(i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}) \tag{2-34}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

以上变换形式称为希尔伯特变换，可以用 IFFT 来计算。这样 Creamer 非线性项在频域写为

$$C_t(\mathbf{k})=\frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol{\rho}}\frac{\exp\left[i\mathbf{k}\cdot\mathbf{h}_t(\boldsymbol{\rho})\right]-1}{k}\exp(-i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}) \tag{2-35}$$

由于（2-35）式仍不能用 FFT 计算，所以需要近似处理来提高效率。对指数项进行泰勒级数展开，就可以得到其 n 阶展开式

$$C_t^n(\mathbf{k})=\frac{1}{N}\sum_{\boldsymbol{\rho}}\frac{\left[i\mathbf{k}\cdot\mathbf{h}_t(\boldsymbol{\rho})\right]^n}{n!k}\exp(-i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}) \tag{2-36}$$

上式取二阶近似为

$$C_t^2=-\frac{k_x^2}{2k}\mathcal{F}\left[h_{tx}^2\right]-\frac{k_xk_y}{k}\mathcal{F}\left[h_{tx}h_{ty}\right]-\frac{k_y^2}{2k}\mathcal{F}\left[h_{ty}^2\right] \tag{2-37}$$

$\mathcal{F}[\cdot]$表示进行 FFT。可以证明（2-37）式的一阶结果C_t^1与线性项$\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)$相等。这样我们容易表示出二阶 Creamer 非线性海浪的频域复幅度

$$\tilde{\eta}_{NL}(\mathbf{k},t)=\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)+C_t^{(2)} \tag{2-38}$$

$\tilde{\eta}_{NL}$的下标‘NL’表示非线性海浪。这样二阶 Creamer 非线性的海面起伏可表示为

$$\eta_{NL}(\boldsymbol{\rho},t)=\sum_{\mathbf{k}}\tilde{\eta}_{NL}(\mathbf{k},t)e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}} \tag{2-39}$$

图 2.8 显示了采用 Creamer 非线性模型模拟得到的海面轮廓，模拟参数同图 2.7。从图中可以看出，引入非线性项后，波面呈现在波峰处更加尖锐，在波谷处更加平坦的不对称性特征。

2.4.2 尖浪模型

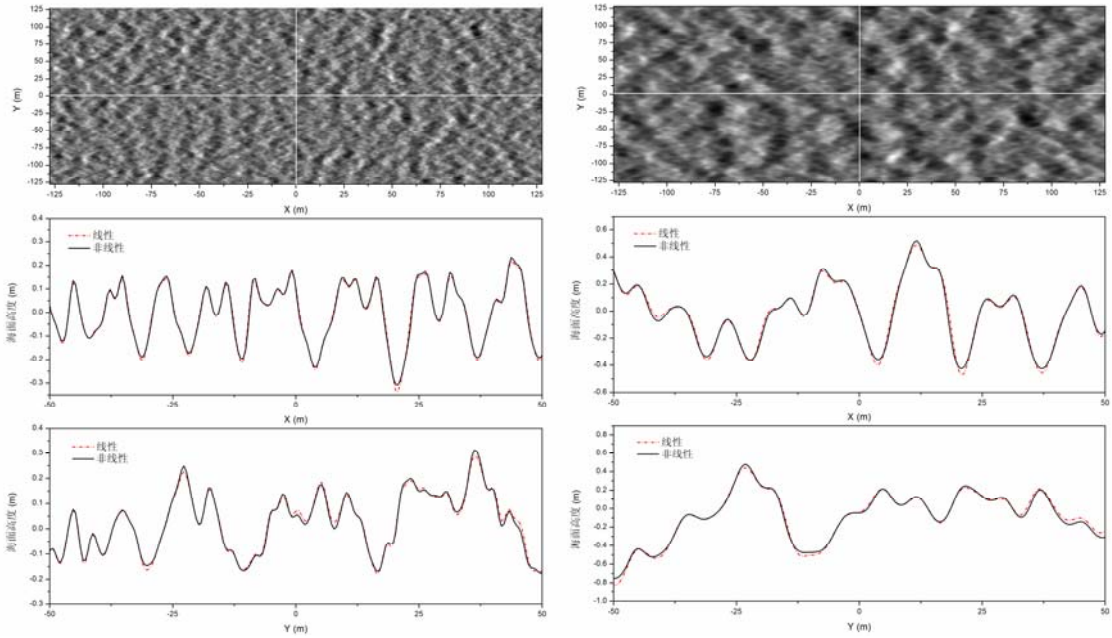
跟二阶 Creamer 模型类似，尖浪模型同样基于弱波浪-湍流理论，引入线性海面的希尔伯特变换。不同的是，尖浪模型将这个变换的矢量结果视为线性海浪的附加水平平移量，即

$$\eta_{NL}\left(\boldsymbol{\rho}+\mathbf{h}_t(\boldsymbol{\rho}),t\right)=\eta_L(\boldsymbol{\rho},t) \tag{2-40}$$

其中，$\mathbf{h}_t(\boldsymbol{\rho})$为（2-32）式所表示的希尔伯特变换矢量。这样我们只要根据（2-28）式模拟的到线性海浪，再将水平坐标$\boldsymbol{\rho}$按照（2-40）式进行变换，即可得到对应的二维尖浪模型。

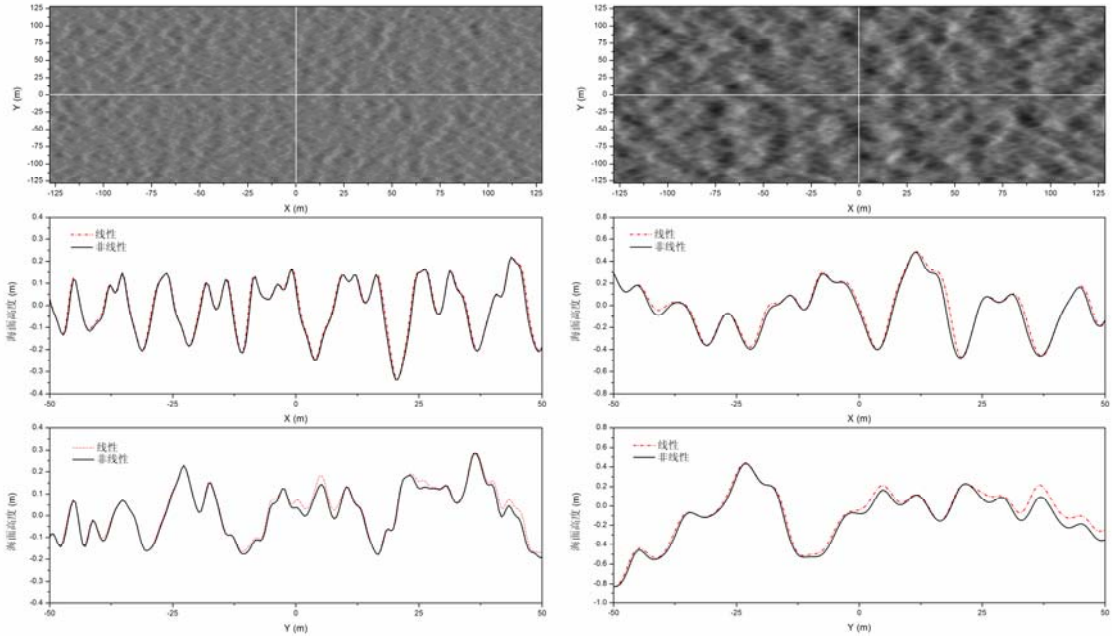
图 2.9 显示了采用尖浪模型模拟得到的海面轮廓，模拟参数亦同图 2.7。从图中可以看出，引入附加水平平移量后，尖浪模型所模拟的波面同样呈现如图 2.8 所示的非线性特征。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) $u_{10} = 5$ m/s， $\varphi_w = 0^0$　　(b) $u_{10} = 10$ m/s， $\varphi_w = 0^0$

图 2.8 二维 Creamer 模型海面的波面分布。灰度图为非线性海面轮廓。曲线图分别为在灰度图上沿 $y = 0$ m 和 $x = 0$ m 所截取的一维波面轮廓。



(a) $u_{10} = 5$ m/s， $\varphi_w = 0^0$　　(b) $u_{10} = 10$ m/s， $\varphi_w = 0^0$

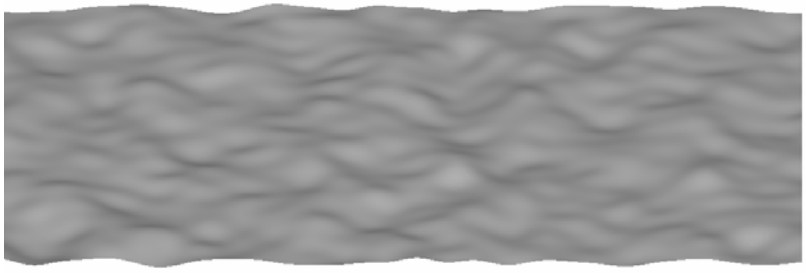
图 2.9 二维尖浪模型海面的波面分布。灰度图为非线性海面轮廓。曲线图分别为在灰度图上沿 $y = 0$ m 和 $x = 0$ m 所截取的一维波面轮廓。

2.5　几种海浪模型的波面与斜率分布对比

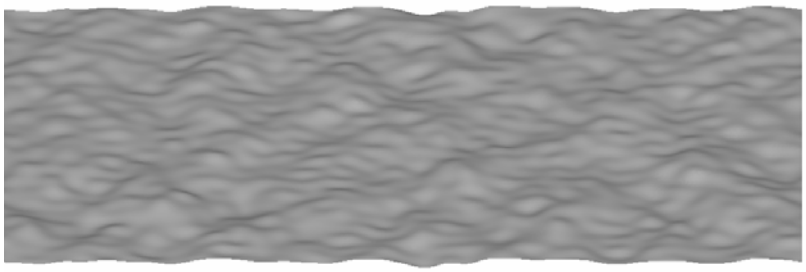
为了更加直观地显示不同海浪模型所模拟海面的差异，本节将前面所得到的海面高度分布信息转换成三角面元表示，并结合 OpenGL 显示技术将其转换到三维视觉窗口上显示。图 2.10 给出了对应四种模型所绘制的海面起伏分布。离散点

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

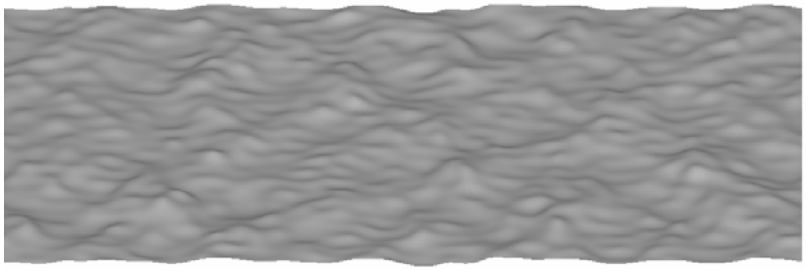
数仍然取 $M = N = 512$，$\Delta x = \Delta y = 0.25$ m，并且 $u_{10} = 10$ m/s，$\varphi_w = 0^0$。从图中看以直观地看出非线性海面所体现出来的尖锐波峰。



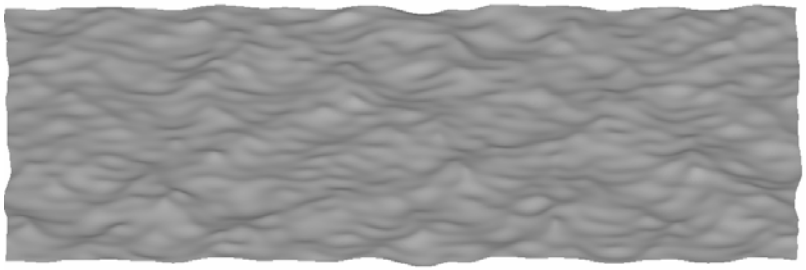
(a) 线性叠加模型



(b) 线性过滤模型



(c) Creamer 模型



(d) 尖浪模型

图 2.10 采用 OpenGL 显示技术绘制的不同海浪模型所得到的海面轮廓。

海面表面大尺度的斜率分布反应了海面的粗糙程度，在海面散射的数值计算中，对散射系数具有重要影响。在双尺度法中用到的海面斜率概率密度函数（PDF）体现了大尺度重力波对于小尺度布拉格散射的倾斜调制作用。传统的斜率 PDF 往往采用高斯（Guassian）分布或者维布（Weibull）分布。基于太阳光在风驱海面上反射光斑的照相技术得到的统计结果，Cox 和 Munk 发现海面斜率分布可以很好的被 Gram Charlier 分布来描述，并进一步得到了一个海面斜率 PDF[215]

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$P\left(z_x,z_y\right)=\frac{F\left(z_x,z_y\right)}{2\pi\sigma_u\sigma_c}\exp\left[-\frac{z_x^{\ 2}}{2\sigma_u^{\ 2}}-\frac{z_y^{\ 2}}{2\sigma_c^{\ 2}}\right] \tag{2-41}$$

$$\begin{aligned}F\left(z_x,z_y\right)=&1-\frac{c_{21}}{2}\left(\frac{z_y^{\ 2}}{\sigma_c^{\ 2}}-1\right)\frac{z_x}{\sigma_u}-\frac{c_{03}}{6}\left(\frac{z_x^{\ 3}}{\sigma_u^{\ 3}}-\frac{3z_x}{\sigma_u}\right)+\frac{c_{40}}{24}\left(\frac{z_y^{\ 4}}{\sigma_c^{\ 4}}-6\frac{z_y^{\ 2}}{\sigma_c^{\ 2}}+3\right)+\\&\frac{c_{22}}{4}\left(\frac{z_y^{\ 2}}{\sigma_c^{\ 2}}-1\right)\left(\frac{z_x^{\ 2}}{\sigma_u^{\ 2}}-1\right)+\frac{c_{04}}{24}\left(\frac{z_x^{\ 4}}{\sigma_u^{\ 4}}-6\frac{z_x^{\ 2}}{\sigma_u^{\ 2}}+3\right)\end{aligned} \tag{2-42}$$

$$\left.\begin{aligned}c_{21}&=\left(0.01-0.0088u_{12.5}\right)\pm0.03\\c_{03}&=\left(0.04-0.034u_{12.5}\right)\pm0.12\\c_{40}&=0.4\pm0.23\\c_{22}&=0.12\pm0.06\\c_{04}&=0.23\pm0.41\\\sigma_u^2&=0.005+0.78\times10^{-3}u_{12.5}\\\sigma_c^2&=0.003+0.84\times10^{-3}u_{12.5}\end{aligned}\right\} \tag{2-43}$$

其中$u_{12.5}$为距海平面高度为 12.5 m 处的风速，它与 10 m 处风速之间的关系可用如下表达式转换。

$$u_h=(u_f/0.4)\ln\left(\frac{h}{0.684/u_f+4.28\times10^{-5}u_f^2-0.0443}\right) \tag{2-44}$$

u_h表示距海平面高度为h处的风速，u_f为摩擦风速。注意上式各参量单位统一采用 cm/s，计算得到的风速单位亦为 cm/s，需要进行单位转换。

（2-41）式是类高斯函数的形式，包含了起伏坡度的倾斜和尖峰。由于 Cox 和 Munk 的测量结果仅适用于大尺度，因此计算的逆风时的斜率方差$\sigma_u^{\ 2}$与侧风时的斜率方差$\sigma_c^{\ 2}$要比实际测量结果小 2.5 倍。

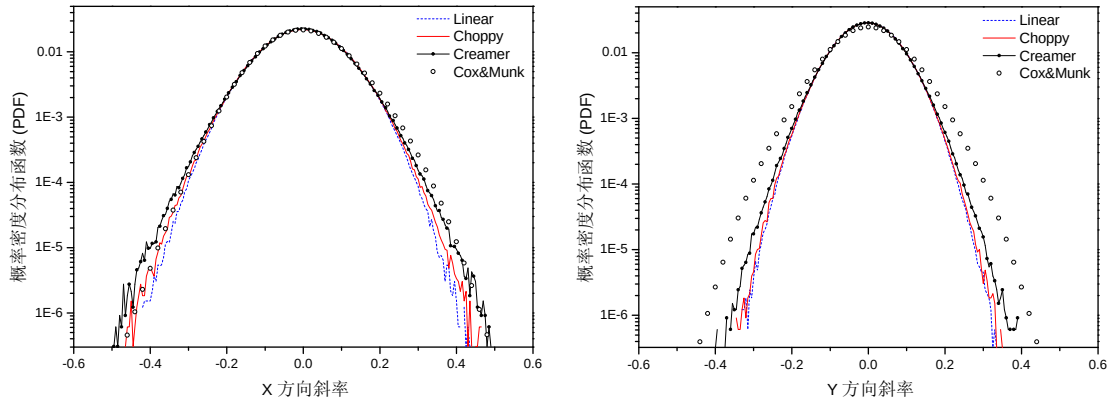


图 2.11 模拟斜率分布与 Cox-Munk 模型对比。计算参数：$u_{10}=5$ m/s，$\varphi_w=0^0$；统计样本数 50。

既然已经可以借助海浪模型得到海面高度分布，那么容易通过中心差分得到各离散点的斜率信息。图 2.11 给出了几组基于模拟高度信息统计得到的斜率分布，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

并于 Cox-Munk 模型进行比较。从图中可以看出，引入非线性项后，模拟斜率分布范围更加接近 Cox-Munk 模型，尤其是沿风向（X 方向）斜率分布。注意到 Y 方向斜率范围要比 Cox-Munk 模型窄，可能是由于单边角度分布函数的误差导致。

2.6 本章小结

本章总结分析了海谱、二维线性海浪及非线性海浪的模拟方法，并统一规范了几种常见概念的定义，为后续章节的对海浪电磁散射的分析奠定了基础。Charles L. Rino 和 J. V. Toporkov 等通过数值模拟分析了海浪的非线性特征对其电磁散射尤其是多普勒谱所产生的影响，此后，海浪的非线性建模开始受到业界学者的广泛关注。然而，考虑到二维情况，目前报道的非线性模型大多基于弱非线性假设，从而仅适用于低风速条件下的平静海面。此外，随着风速的增加，海浪将出现尖浪、碎浪及泡沫层等结构，这些现象也对海面电磁散射产生重要影响，如何对这些特征进行几何建模仍需大量的研究工作。

本章所总结的内容将作为后续章节中进行海面电磁散射研究的基础。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第三章　半确定性面元散射模型与海面电磁散射系数

3.1　引言

随着雷达在科技和军事等领域的广泛应用，海面电磁散射的研究越来越受到人们的重视。粗糙面散射理论是建立海面电磁散射模型的基础，由于涉及电磁波与随机粗糙界面的相互作用，其分析方法与计算都十分复杂。自然表面都是不规则的，它的电磁散射场没有精确地解析表示，只能在一定假设条件下求出近似解。几十年来，许多学者做了大量的研究工作，提出了许多解析模型和方法，其中常见的模型包括基尔霍夫法、微扰法、双尺度法等等。由于早期的实验研究大多关注海面散射系数的幅值水平，因此广泛应用的散射理论往往给出各种海况条件及雷达参数下的海面后向散射系数均值。常见的表达形式主要是基于海面斜率的概率密度分布函数并通过求集平均的方法来统计得到对应不同输入参数（海况及雷达参数）下海面总回波系数的均值曲线，从而并不需要产生具体的海面几何样本，人们通常将这类模型称为“统计散射模型（statistical scattering model）”[216]。

随着合成孔径雷达（SAR）的飞速发展，大量的机载SAR所获得的高质量的图像已经向世人证明了微波雷达能够达到很高的空间分辨率。基于SAR图像分析和反演海况的方式已经称为海洋环境遥感的重要手段之一。电磁波与海浪的散射机制对海浪SAR图像的理解具有重要的指导意义。由于海面各散射点具有非恒定的速度和加速度，并且还有可能涉及到污染、海底地形以及洋流等影响，所以SAR灰度图像的分布特征往往与具有确定性空间分布的海表面特征（如尾迹、碎浪、内波、油膜污染等）有一定的对应关系。从应用需求上看，仅有统计模型所给出的总回波均值水平是远远不够的，为了充分理解对应确定海面分布特征的SAR图像，要求我们的散射模型必须给出具体对应各散射单元的散射贡献。因此，一种将散射贡献面元化的思想便由此产生[77][216]。基于这种思想：首先借助海浪模型模拟生成大尺度海面轮廓，并采用合适尺寸的小平面表示；其次，各个小平面的散射贡献假设成两部分，即镜像反射和基于Bragg谐振机制的漫散射。对单个小平面的这两种贡献则分别借助基尔霍夫模型和倾斜Bragg散射模型来计算；最后，假设各小平面之间的散射贡献是非相关的，这样总的散射贡献即可表示为各个小平面散射贡献的叠加。以上思路事实上是先模拟得到具有确定性空间分布的小面元集，然而每个小面元的大尺度镜像反射和小尺度Bragg谐振的贡献则采用统计散射模型来预估，因此，人们将这种散射系数面元化模型称为“半确定性散射模型（semi-deterministic scattering model）”，或“半统计散射模型（semi-statistical scattering model）”[216]。从已有文献上看， Wright[71]，Valenzuela[74]，Hasselmann[77]等基于倾斜调制的Bragg散射理论建立了散射系数面元模型，并作为基本散射机理被广泛应用于海面SAR成像模拟。Andreas等[216]结合基尔霍夫和双尺度理论给出了

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

适合计算单双站散射系数的面元模型，并提出用局部入射角来确定镜像反射区和漫反射区。Oumansour[217]、Hennings[218]等基于复合表面思想建立了面元散射模型，在此基础上计算了带Kelvin尾迹结构的海表面散射分布，分析并解释了不同雷达视向及极化条件下SAR图像对尾迹结构的可见性。

本章将基于半确定性面元化思想，借助Fuks微扰理论[47]和基尔霍夫模型[58]建立了半确定性面元散射模型（SDFSM）。该模型物理意义明确、形式简单、且适合计算任意单双站角度的海面电磁散射系数。同时利用Z-Buffer消隐算法[219]数值计算了任意观察角下的遮挡函数，并对本文模型进行遮挡修正，最后通过与实测数据进行对比验证了本文模型的正确性。

3.2 电磁波与海浪的作用机制及散射模型

3.2.1 布拉格散射

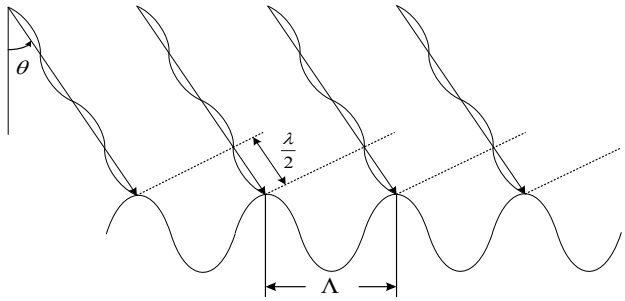


图 3.1 布拉格谐振示意图

1955 年，Crombie[136]首次发现并报道HF雷达波段下电磁波与海浪的相互作用存在布拉格谐振（Bragg resonant）现象，即雷达散射体的速度近乎等同于波长等于半个雷达波长的那些重力波的速度，从各散射体反射回来的信号因相程差为2π而产生同相位叠加，从而达到可观的回波贡献。与电磁波发生谐振的水波成分称为布拉格波，如图 3.1 所示，假设在表面频谱中有一布拉格波分量，当电磁波以θ角入射到表面时，此布拉格波的波长Λ与电磁波波长λ需满足如下关系

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \tag{3-1}$$

在中等入射角条件下，这种谐振效应将在回波中占支配地位。20 世纪六七十年代，布拉格散射机制从理论上逐渐得到大量的支持并广泛被用来解释当时所观测到的海浪电磁散射现象[47] [71] [69]。另外，Wright[220]，Plant[221]，Poulter[222]等进行了大量的水槽及外场观测实验，也为布拉格散射提供了可靠地实验验证。基于Bragg谐振假说发展起来的较为著名的理论为微扰理论。该理论认为，只有那些满足（3-1）式谐振条件且平行于雷达视线传播的海浪成分才能对后向散射产生贡献，因此，海面的后向散射系数为

$$\sigma_{pq}^{\mathrm{Bragg}}(\theta) = 8k^4\cos^4\theta\left|g_{pq}(\theta)\right|^2\left[S(2k\sin\theta,0)+S(-2k\sin\theta,0)\right] \tag{3-2}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

下标 $p=h,v$ 表示散射波矢量的极化方式，$q=h,v$ 表示入射波矢量的极化方式(h 表示水平极化，v 表示垂直极化)，无特殊说明本文均采用此符号标识极化方式。$S(\pm 2k\sin\theta,0)$ 是指沿雷达视线正负两个方向传播的 Bragg 波矢量所对应的二维谱密度，这里可以用第二章给出的 ELH 单边谱表示。$g_{pq}(\theta)$ 为极化因子，假设海水相对介电常数为 ε，则其表达式如下

$$\left.\begin{aligned} g_{hh}(\theta) &= \frac{\varepsilon-1}{\left[\cos\theta+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta}\right]^2} \\ g_{vv}(\theta) &= \frac{(\varepsilon-1)\left[\varepsilon\left(1+\sin^2\theta\right)-\sin^2\theta\right]}{\left[\varepsilon\cos\theta+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta}\right]^2} \end{aligned}\right\} \tag{3-3}$$

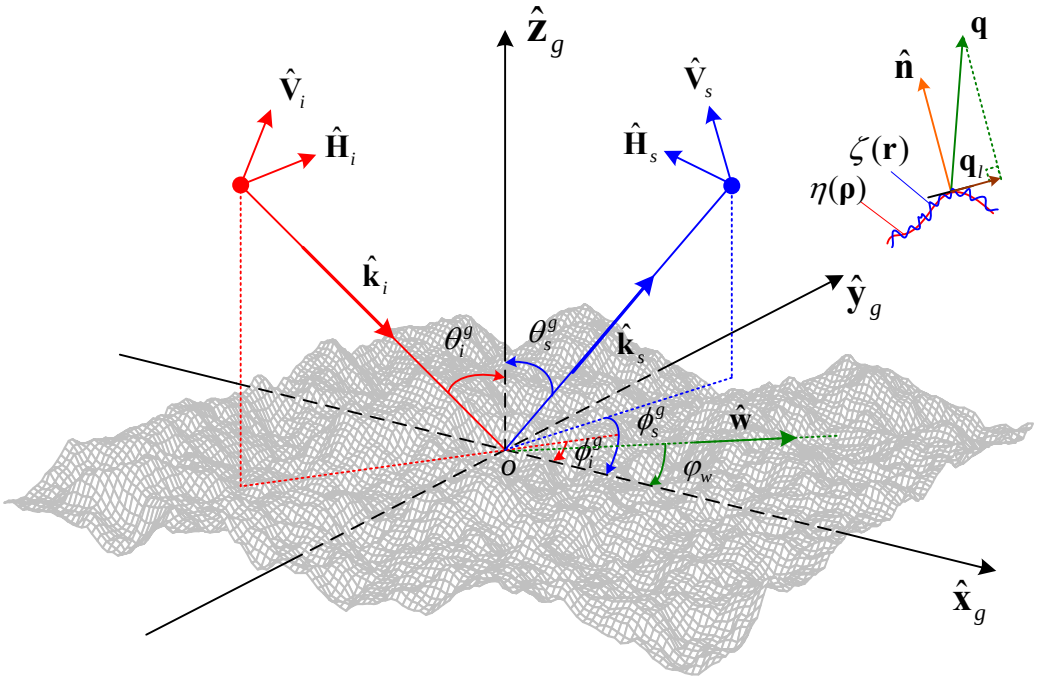


图 3.2 海面电磁散射坐标示意图

微扰理论给出的后向散射系数决于波浪谱密度中的Bragg分量，且只适用于微粗糙表面的散射计算，因此该理论从一定程度上仅适合预估平静海面的散射贡献。考虑到微波高频段海面电磁散射的应用，该理论逐渐发展为另一种较为著名散射理论，即复合表面散射理论(Composite surface scattering theory)[47][71][75]，又称为双尺度散射理论(Two-scale scattering theory)。该理论将海表面划分为由大小两种尺度的轮廓组成，其中小尺度轮廓叠加在大尺度上，并按照大尺度轮廓的分布来倾斜。从而，可利用微扰理论来计算小尺度轮廓的散射系数，然后通过对大尺度的斜率分布求集平均的方法来考虑海面的倾斜效应。如图 3.2 所示坐标定义，当电磁波以 $\hat{\mathbf{k}}_i=(\theta_i^g,\phi_i^g)$ 方向入射时，复合表面散射理论给出的海面后向散射系数为[75]

$$\sigma_{pq}^{\mathrm{TSM}}(\theta_i^g)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\cot\theta_i^g}^{\infty}\sigma_{pq}^{\mathrm{Bragg}}(\theta_i^l)\,P_\theta(z_x',z_y')\,\mathrm{d}z_x\mathrm{d}z_y \tag{3-4}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

θ_i^l 表示局部入射角。z_x 和 z_y 分别表示粗糙面在 x_g 方向和 y_g 方向的斜率。式中对 x_g 方向的斜率积分是从 $-\cot\theta$ 至 $+\infty$，这是为了考虑粗糙面的自遮挡效应。$P_\theta(z'_x, z'_y)$ 表示从入射方向看斜率 z_x 和 z_y 服从的联合概率密度函数。

$$P_\theta(z'_x, z'_y) = (1 + z_x \tan\theta_i^g) P(z'_x, z'_y) \tag{3-5}$$

$P(z'_x, z'_y)$ 是大尺度粗糙度在 x_g 方向和 y_g 方向的斜率服从的联合概率密度函数。这里采用（2-41）式所表示的 Cox-Munk 分布函数，考虑到风向与观察方向的夹角， 带入到分布函数中的斜率需修正为

$$\left.\begin{aligned} z'_x &= z_x \cos\varphi + z_y \sin\left(\phi_i^g - \varphi_w\right) \\ z'_y &= z_y \cos\varphi - z_x \sin\left(\phi_i^g - \varphi_w\right) \end{aligned}\right\} \tag{3-6}$$

复合表面散射理论事实上是对微扰理论的改进，它把与电磁波产生作用的表面波仍然看作是那些满足 Bragg 谐振条件的微起伏表面，大尺度的影响即是对这些微起伏表面的抬升和倾斜，（3-4）式则是借助大尺度表面的斜率分布来统计这种倾斜效应的对散射系数的影响。这种模型可以有效预估微波高频段不同海况条件下的散射系数，因此至今仍然是预估海面电磁散射的有效理论之一。

3.2.2 非布拉格散射

虽然布拉格散射假说从一定程度上实现了人们对平静海况下雷达回波的预估，但自从该假说提出以来，就伴随着不少关于其应用性和有效性的质疑：其一，很难找到合理划分大小两种尺度的统一标准[78]；其二，大量外场测量数据表明，单纯的布拉格散射假说所预估的散射系数要比实测小，尤其是水平极化条件下[79]；其三，当近垂直入射和近掠入射条件时，该理论不能正确反映雷达回波值[75]；其四，该理论不能准确预估水平及垂直极化比(即HH/VV)，不能解释水平极化回波均值接近甚至大于垂直极化均值的现象[132][133]。事实上，早在 1951 年，Goldstein[223]在X波段对海浪后向散射的观测中就首次发现并报道了 HH > VV 的现象。此后，更多关于非布拉格散射的现象相继报道： Pidgenon[224]发现HH、VV极化多普勒谱峰分离的现象； Mel’nichuk 和Chernikov[225]发现布拉格散射理论在近掠入射区失效； Long[226]、Leykin[227]以及Kalmykov[228]等最先将HH极化异常现象归因于海表面尖峰或碎浪结构； Jessup[229]，plant[79]和Lee[230]等在理论上和实验上分别做了大量关于HH极化异常现象的深入研究，并尝试用劈、角反射器等结构的散射来解释这些异常现象。

关于非布拉格散射，总结归纳可描述并划分为如下几种机制：

1）单次镜像反射(Single–bounce specular reflection)。当电磁波以近垂直角度入射到海面上时，大尺度重力波平坦表面产生的镜像反射是该入射区间的主要散射机制。在这种机制下，常用的散射模型有基尔霍夫近似模型（Kirchhoff

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

approximation model, KAM）。KAM假设入射波照射到散射源的切平面上，然后由菲涅尔反射定律计算出该处的散射场。由于采用了切平面近似，KAM只能在入射角为30° 以内得到准确的结果，但是由于其形式简洁，物理意义明确，因而被广泛应用与近垂直入射区海面电磁散射系数的预估。根据该模型，海面的电磁散射系数同样可借助大尺度斜率的概率密度分布函数来获得[216]

$$\sigma_{pq}^{KAM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\frac{\pi k^2|\mathbf{q}|^2}{q_z^4}\left|\tilde{\mathbb{F}}_{pq}^{KAM}\right|^2 P(z_x^{\tan},z_y^{\tan}) \tag{3-7}$$

其中，$\mathbf{q}=k(\hat{\mathbf{k}}_s-\hat{\mathbf{k}}_i)$，$k$ 为电磁波波数。$z_x^{\tan}$ 和 $z_y^{\tan}$ 为镜像点切平面的斜率，根据驻留相位近似（stationary-phase approximation）,该斜率可表示为

$$\left.\begin{aligned} z_x^{\tan}&=-q_x/q_z \\ z_y^{\tan}&=-q_y/q_z \end{aligned}\right\} \tag{3-8}$$

另外，KAM 的极化因子 $\tilde{\mathbb{F}}_{pq}^{KAM}$ 可表示为[231]，

$$\tilde{\mathbb{F}}_{vv}^{KAM}=M_0[R_v(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)+R_h(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)] \tag{3-9a}$$

$$\tilde{\mathbb{F}}_{vh}^{KAM}=M_0[R_v(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)-R_h(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)] \tag{3-9b}$$

$$\tilde{\mathbb{F}}_{hv}^{KAM}=M_0[R_v(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)-R_h(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)] \tag{3-9c}$$

$$\tilde{\mathbb{F}}_{hh}^{KAM}=M_0[R_v(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)+R_h(\theta_i^l)(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)(\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{k}}_s)] \tag{3-9d}$$

其中，$\left\{\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s\right\}$ 和 $\{\hat{\mathbf{H}}_i,\hat{\mathbf{V}}_i,\hat{\mathbf{H}}_s,\hat{\mathbf{V}}_s\}$ 分别为电磁波入射散射单位矢量以及其对应的极化单位矢量，且 $M_0=|\mathbf{q}||q_z|\big/\{[(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)^2+(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{k}}_i)^2]kq_z\}$。$R_v$ 和 R_h 分别为两种极化下的菲涅尔反射系数(Fresnel reflection coefficient)，定义为

$$R_v=\frac{\varepsilon\cos\theta_i-\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_i}}{\varepsilon\cos\theta_i+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_i}} \tag{3-10a}$$

$$R_h=\frac{\cos\theta_i-\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_i}}{\cos\theta_i+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_i}} \tag{3-10b}$$

尽管 Kwoh 等[232]曾认为这种镜像反射机制可用来解释近掠入射条件下的异常现象，但 Lee 等[233]指出这种机制难以说明异常现象，且在近掠入射条件下这种散射贡献并不占主导地位。

2）多径与多次散射(Multi-path and multi-bounce scattering)。Lee[133]、Plant[79]等认为，在近掠入射条件下，由于尖浪或碎浪等结构引起的多径与多次散射将占主导地位，如图 3.3 所示。

3）白冠散射(Whitecap scattering)。随着海况等级的增加，海浪出现破碎并伴随着海气界面大面积的白冠，包含水滴和气泡，如图 3.4 所示，这些海浪特征所导致的体散射同样对海面电磁散射有重要贡献[234]。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

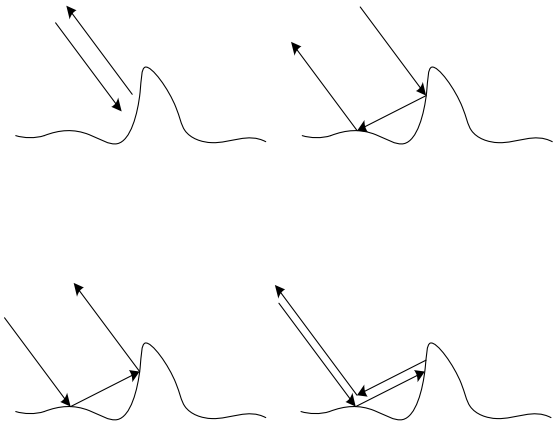


图 3.3 尖浪等结构的多次散射示意图

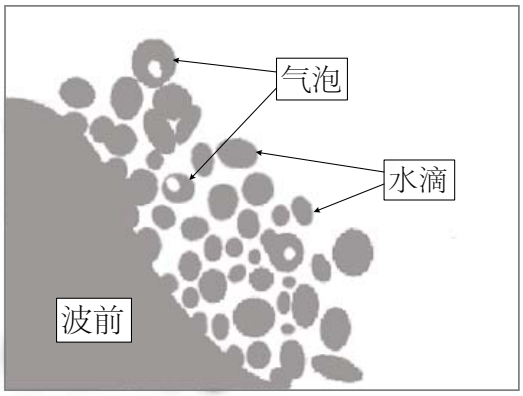


图 3.4 白冠散射示意图

以上两种散射机制从产生机理上看，可归因于海浪运动中的一种常见的现象，即海浪破碎。波浪破碎是一种强波-波相互作用现象，主要由于海浪的非线性成长造成。波浪破碎时大量空气被卷挟于水中，在角形波峰顶端出现白浪，在海面出现泡沫，在空气中出现浪花水滴，在次表层海水中出现气泡云。电磁波与碎浪结构所产生的相互作用，被认为与掠入射条件下海面回波分析中出现的超级现象（Super Events）有着密切联系[133][233]。从已有的文献来看，建立碎浪与海面复合散射模型有两个途径：1）基于水动力学建立碎浪几何模型，并延展得到海面模型，然后计算其散射场。West等采用水动力数学模型LONGTANK生成一维碎浪模型，然后与由P-M谱反演的海面模型结合得到统一海面几何模型，并分别采用矩量法（MoM）和双尺度法（TSM）计算碎浪和海面的散射，而且借助物理光学近似（PO）计算了海面与碎浪之间的耦合散射[113][235][236]。2）结合白冠覆盖率，在统计意义上计算海面散射系数。Phillips在实测数据的基础上得到了一个海面散射和碎浪散射的经验关系式，指出单位面积海面后向散射截面是Bragg散射和波浪破碎对后向散射的贡献之和[237]。由于这个关系式较为简单，而且其中参数的设定不明确，Kudryavtsev等人在Phillips工作的基础上，推导出一个半经验模型[238]。3）将碎浪结构近似用劈、二面角反射器等结构来代替，结合测量数据给出半经验散射模型。Kalmykov于 1976 年对LGA条件下实测海面回波进行分析，结合测量数据与海浪照片，推测海面上的波冠可以用劈来近似表示，然后用绕射理论求解波冠散射系数[239]。Kalmykov认为正是类似劈的波冠的散射，造成HH极化散射系数强于VV极化。Kwoh提出处于破碎状态波浪的主要散射可以用劈散射来近似[240]，并分别采用几何绕射理论和微扰法计算劈散射和张力波散射分量，从而近似得到碎浪的散射。Lyzenga等人采用二面角劈结构来近似碎浪，将劈散射系数与海面散射系数相加得到统计意义上的总散射系数[241]。Holliday采用数值方法计算了X波段一维Sommerfeld劈和指数劈的海面双站散射，分析了劈高度对劈表面电流分布的影响[100]。Holliday的研究对象与Lyzenga的类似，但是没有考虑碎浪与海面复合散射。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

3.3 半确定性面元散射模型

3.3.1 Fuks微扰解的基本公式

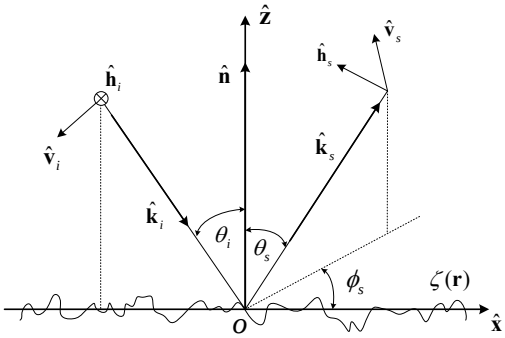


图 3.5 微粗糙表面的散射示意图

如图 3.5 所示，假设所研究边界为均值为 0 的微粗糙表面$\zeta(\mathbf{r})$，且其分布具有空间齐性(Statistically spatial homogeneous)。另外，不失一般应用情况，假设：上半空间$z>\zeta(\mathbf{r})$为真空介质，即相对介电常数为 1；下半空间$z\le\zeta(\mathbf{r})$的相对介电常数为ε。根据Fuks等所给出的一阶微扰解公式[65][66]，考虑单位平面波$\mathbf{E}_i$沿xoz平面入射，则容易写出对应的散射幅度 (Scattering amplitude)，

$$\mathbb{S}_{pq}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2}\mathbb{F}_{pq}\iint\zeta(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}\mathrm{d}\mathbf{r} \tag{3-11}$$

其中，$\hat{\mathbf{k}}_i$和$\hat{\mathbf{k}}_s$分别为入射和散射方向单位矢量；$\mathbf{q}=k(\hat{\mathbf{k}}_s-\hat{\mathbf{k}}_i)$，$k$为电磁波波数；$\mathbb{F}_{pq}$为极化因子，下标$p=h,v$表示散射波矢量的极化方式，$q=h,v$表示入射波矢量的极化方式($h$表示水平极化，$v$表示垂直极化)。极化因子可表示为，

$$\begin{aligned}\mathbb{F}_{vv}=&\frac{1}{\varepsilon}[1+R_v(\theta_i)][1+R_v(\theta_s)]\sin\theta_i\ \sin\theta_s\\&-[1-R_v(\theta_i)][1-R_v(\theta_s)]\cos\theta_i\ \cos\theta_s\ \cos\phi_s\end{aligned} \tag{3-12a}$$

$$\mathbb{F}_{vh}=[1-R_v(\theta_i)][1+R_h(\theta_s)]\cos\theta_i\ \sin\phi_s \tag{3-12b}$$

$$\mathbb{F}_{hv}=[1+R_h(\theta_i)][1-R_v(\theta_s)]\cos\theta_s\ \sin\phi_s \tag{3-12c}$$

$$\mathbb{F}_{hh}=[1+R_h(\theta_i)][1+R_h(\theta_s)]\cos\phi_s \tag{3-12d}$$

式中，θ_i，θ_s，ϕ_s分别为入射角，散射角和散射方位角；R_v和R_h分别为两种极化下的菲涅尔反射系数(Fresnel reflection coefficient)。

假设接收点到坐标中心的距离为R_0，则单位面积的散射场可表示为[56]

$$\mathbf{E}_{pq}^{\mathrm{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=2\pi\frac{e^{ikR_0}}{iR_0}\mathbb{S}_{pq}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) \tag{3-13}$$

根据雷达散射系数的定义，

$$\sigma_{pq}^0(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\pi k^4\left|\varepsilon-1\right|^2\left|\mathbb{F}_{pq}\right|^2S_\zeta\left(\mathbf{q}_l\right) \tag{3-14}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

其中，$S_{\zeta}(\mathbf{q}_l)$ 为微粗糙面的空间功率谱(Spatial power spectrum)。$\mathbf{q}_l$ 为 $\mathbf{q}$ 在均值面 $z=0$ 上的投影矢量。（3-14）式的推导见附录 A。

3.3.2 任意倾斜微粗糙小面元的散射

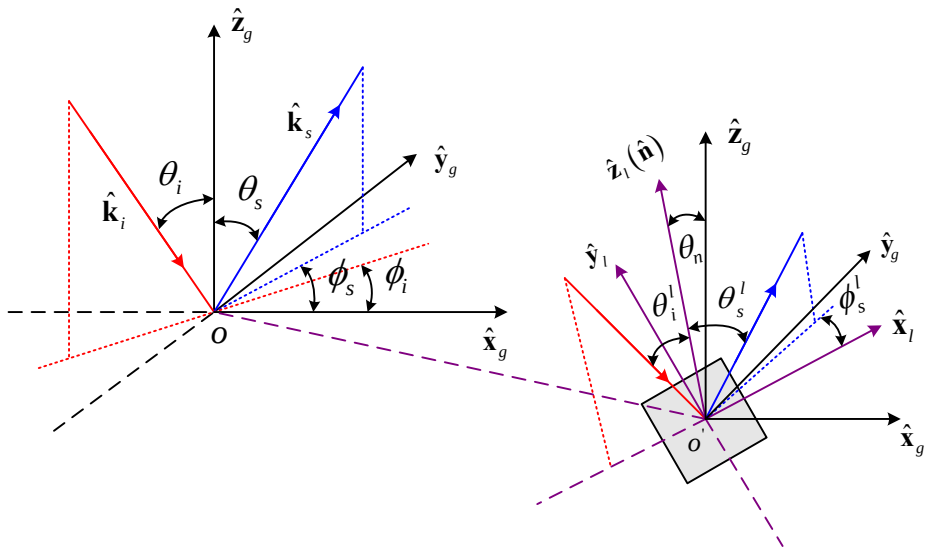


图 3.6 全局直角坐标系与本地坐标系示意图

容易看到，上节描述的 Fuks 微扰模型具有十分简洁的形式，并适合计算双站条件下的散射贡献。为方便将该微扰解应用到确定性海面电磁散射的计算，这里着重考虑建立并给出适合计算任意倾斜微粗糙小面元微扰系数的公式。

如图 3.6 所示，$\{\hat{\mathbf{x}}_g,\hat{\mathbf{y}}_g,\hat{\mathbf{z}}_g\}$ 为全局直角坐标系(Global coordinate)。在任意倾斜微粗糙均值平面 o' 上建立如下本地坐标系(Local coordinate),

$$\hat{\mathbf{z}}_l=\hat{\mathbf{n}} \tag{3-15a}$$

$$\hat{\mathbf{y}}_l=\hat{\mathbf{n}}\times\hat{\mathbf{k}}_i\Big/\left|\hat{\mathbf{n}}\times\hat{\mathbf{k}}_i\right| \tag{3-15b}$$

$$\hat{\mathbf{x}}_l=\hat{\mathbf{y}}_l\times\hat{\mathbf{z}}_l \tag{3-15c}$$

其中，$\hat{\mathbf{n}}=(-Z_x\hat{\mathbf{x}}_g-Z_y\hat{\mathbf{y}}_g+\hat{\mathbf{z}}_g)\Big/\sqrt{1+Z_x^2+Z_y^2}$ 为小面元的法向矢量。定义入射和散射方向在两种坐标系下对应的全局角与本地角分别为 $(\theta_i,\theta_s,\phi_i,\phi_s)$ 和 $(\theta_i^l,\theta_s^l,\phi_s^l)$；所对应的单位极化矢量分别用 $\{\hat{\mathbf{H}}_i,\hat{\mathbf{V}}_i,\hat{\mathbf{H}}_s,\hat{\mathbf{V}}_s\}$ 和 $\{\hat{\mathbf{h}}_i,\hat{\mathbf{v}}_i,\hat{\mathbf{h}}_s,\hat{\mathbf{v}}_s\}$ 表示，则容易写出它们的关系式，

$$\hat{\mathbf{H}}_i=(\hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{v}}_i)\hat{\mathbf{v}}_i+(\hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{h}}_i)\hat{\mathbf{h}}_i,\qquad \hat{\mathbf{V}}_i=(\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{v}}_i)\hat{\mathbf{v}}_i+(\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{h}}_i)\hat{\mathbf{h}}_i \tag{3-16a}$$

$$\hat{\mathbf{H}}_s=(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{v}}_s)\hat{\mathbf{v}}_s+(\hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{h}}_s)\hat{\mathbf{h}}_s,\qquad \hat{\mathbf{V}}_s=(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{v}}_s)\hat{\mathbf{v}}_s+(\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{h}}_s)\hat{\mathbf{h}}_s \tag{3-16b}$$

如果用 $\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}$ 表示全局坐标系下的极化因子，通过（3-16）式的关系可以得到

$$\begin{bmatrix}\tilde{\mathbb{F}}_{VV} & \tilde{\mathbb{F}}_{VH}\\ \tilde{\mathbb{F}}_{HV} & \tilde{\mathbb{F}}_{HH}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{v}}_s & \hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{v}}_s\\ \hat{\mathbf{V}}_s\cdot\hat{\mathbf{h}}_s & \hat{\mathbf{H}}_s\cdot\hat{\mathbf{h}}_s\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\mathbb{F}_{vv} & \mathbb{F}_{vh}\\ \mathbb{F}_{hv} & \mathbb{F}_{hh}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{v}}_i & \hat{\mathbf{V}}_i\cdot\hat{\mathbf{h}}_i\\ \hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{v}}_i & \hat{\mathbf{H}}_i\cdot\hat{\mathbf{h}}_i\end{bmatrix} \tag{3-17}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

上式的详细推导见附录 A。下标 $P,Q=H,V$ 分别表示散射和入射波在全局坐标系下的极化方式。对照（3-14）式，可以写出任意倾斜微粗糙小面元的散射系数

$$\sigma_{PQ}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\pi k^4\left|\varepsilon-1\right|^2\left|\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\right|^2 S_\zeta\left(\mathbf{q}_l\right) \tag{3-18}$$

值得注意的是，考虑到只计入小面元上半空间的贡献，只有当入射和散射方向满足 $\hat{\mathbf{k}}_i\cdot\hat{\mathbf{z}}_l<0$ 和 $\hat{\mathbf{k}}_s\cdot\hat{\mathbf{z}}_l>0$ 时，入射或散射波才不会被面元本身所遮挡。

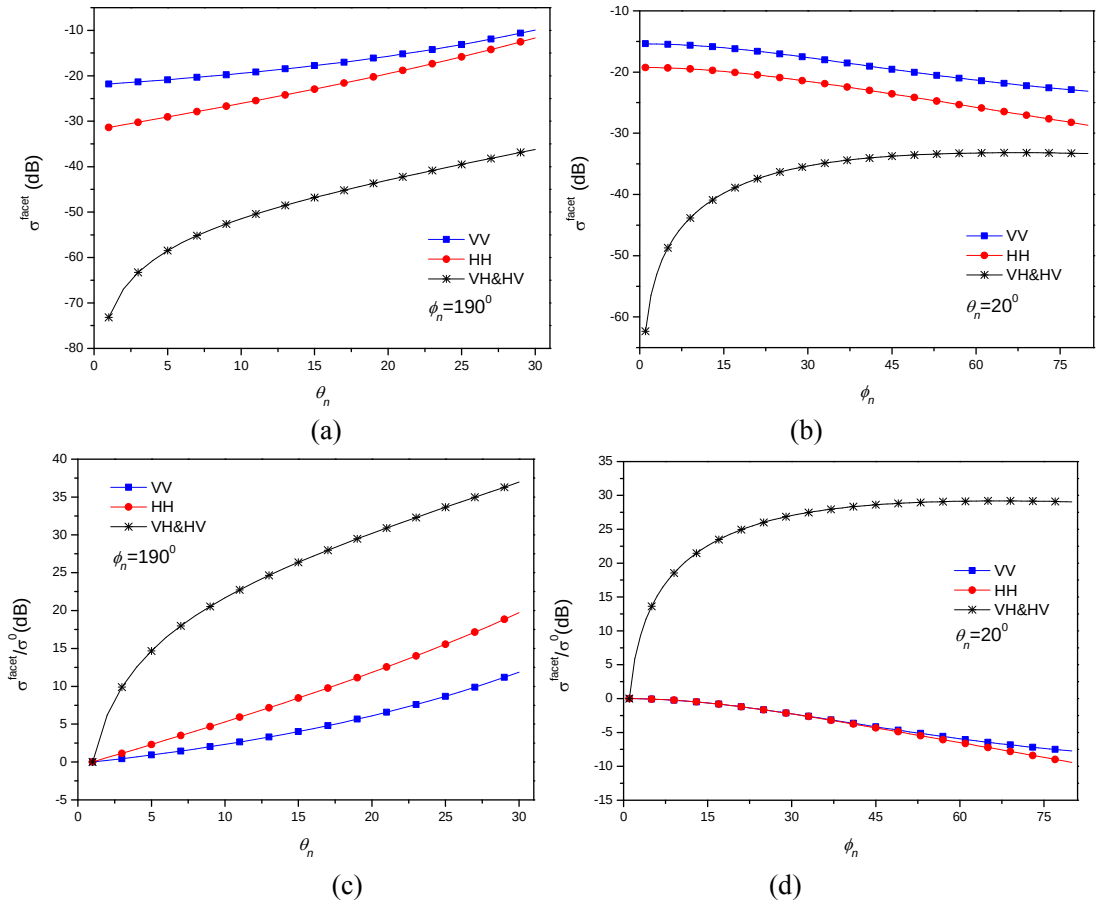


图 3.7 小面元倾斜角对不同极化条件下其后向散射系数的影响。

设面元法向矢量 $\hat{\mathbf{n}}$ 在全局坐标系下的极坐标表示为 (θ_n,ϕ_n)，其中，θ_n 为 $\hat{\mathbf{n}}$ 与 $\hat{\mathbf{z}}_g$ 的夹角，ϕ_n 为 $\hat{\mathbf{n}}$ 在 $x_g o y_g$ 平面的投影到 $\hat{\mathbf{x}}_g$ 的夹角。为了分析倾斜调制对微粗糙小面元散射的影响，对给定频率为 10 GHz，假设小面元上的微起伏满足 5m/s 风速下海表面的毛细波结构，即（3-18）式中的功率谱 S_ζ 选用 ELH 谱高频部分，并选取截断频率为 $k/6$（关于截断频率将在下一节详细讨论），那么，采用（3-18）式我们容易计算出任意倾斜小面元的散射系数。将小面元的相对介电常数设为海水的介电常数，即 $\varepsilon=(55.845,37.713)$。这里海水的介电常数根据 Kein 模型[242]得到，计算时假定海水温度为 20℃，海水盐度为 35‰，如无特殊说明，后续章节中的海水介电常数均采用 Kein 模型获得。若仅考虑后向散射，取 $\theta_i=\theta_s=50^\circ$，$\phi_i=0^0$，$\phi_s=180^0$，并且设定面元大小为 $1\times1\,\mathrm{m}^2$，我们计算出图 3.7 所示的微粗糙小面元的散射系数随倾斜角 θ_n 和方位角 ϕ_n 的变化情况。其中，（a）显示了 ϕ_n 固定为 190^0

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

时后向散射系数随θ_n的变化曲线；（b）显示了θ_n固定为20^0时后向散射系数随ϕ_n的变化曲线。为了方便比较不同极化条件下散射系数对小面元倾斜角变化的敏感度，图（c），（d）给出了对应图（a），（b）情况下散射系数的增幅比率(Increase ratio)，即散射系数分别用$\theta_n = 0^0$和$\phi_n = 0^0$时的散射系数归一化。从图中可以看出以下几点规律：1）当ϕ_n固定时，随着θ_n的增大，三种极化条件下的散射系数均保持增大。VV 和 HH 极化值保持相对平稳的增长率。而交叉极化值在θ_n值较小时其增幅比率变化较快；2）当θ_n固定时，随着ϕ_n的增大，同极化值均保持下降。交叉极化值则先迅速增大至峰值后开始保持平稳；3） 按对倾斜角θ_n和方位角ϕ_n变化的敏感度来排序，交叉极化要大于 HH 极化和 VV 极化，其中以 VV 极化最小。

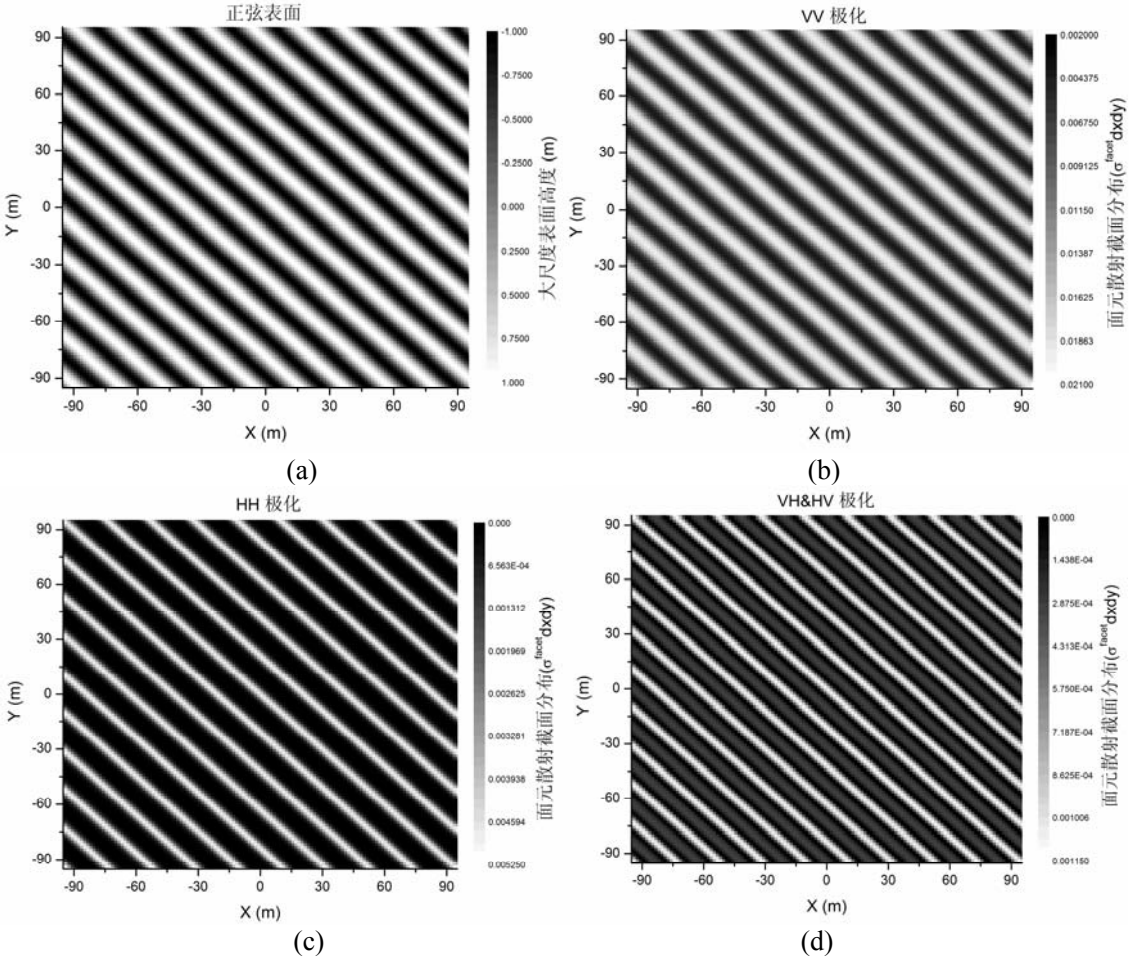


图 3.8 正弦表面不同极化条件下的小面元散射截面（$\sigma_{PQ}^{facet}\Delta x\Delta y$）分布

既然采用（3-18）式能够得到任意倾斜小面元的散射系数，这里人为构造一组具有特定纹理分布的二维正弦表面，以此作为大尺度表面倾斜调制小面元散射贡献，以便更加直观地显示不同极化条件下的倾斜效应，如图 3.8 所示。这里的大尺度正弦表面轮廓按照$f(x,y) = \sin(0.3x + 0.3y)$生成，离散间隔为$\Delta x = \Delta y = 1.5$ m，离散点数为128×128。另外，电磁参数设定为：10 GHz；$\theta_i = \theta_s = 60^0$，$\phi_i = 0^0$，$\phi_s = 180^0$；$\varepsilon = (55.845, 37.713)$，微粗糙起伏等效与 5 m/s 风速的毛细波。从图中

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

可以看出，不同极化条件下小面元的散射截面分布均与确定正弦轮廓的纹理保持一致。交叉极化与 HH 极化因对面元斜率的变化敏感似乎更能反映波峰波谷散射系数的差异，因此从图中分布特征上看在波峰线上对应会有更加明亮的条斑。

3.3.3 面元散射模型的建立

至此，通过（3-18）式，我们可以计算任意倾斜微粗糙小面元的散射贡献。假设二维海面的大尺度轮廓可用无数多个合适尺寸的小平面来表征，那么，每个小平面均可按照由第二章所描述海面的确定模拟样本的斜率特征来倾斜。这样，若忽略各个小面元之间的相互作用以及多次散射，将所有小面元贡献叠加起来，即为总的散射贡献，这样，我们就可以海面总回波与具体时刻的海面样本对应起来，这种半确定（半统计）的思想对具有确定海面几何特征的电磁散射特征的研究有重要意义。按照 Bragg 谐振假说，沿雷达视线正负方向传播的 Bragg 波成分均会对雷达接收器产生贡献，这样，考虑到实际海面散射的应用，（3-18）式中的微粗糙面的空间功率谱可采用单边 ELH 谱的高频部分表示，即

$$\sigma_{PQ}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\pi k^4\left|\varepsilon-1\right|^2\left|\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\right|^2 S_{\mathrm{capi}}\left(\mathbf{q}_l\right) \tag{3-19}$$

其中，$S_{\mathrm{capi}}\left(\mathbf{q}_l\right)$为对雷达有贡献的 Bragg 毛细波成分，

$$S_{\mathrm{capi}}\left(\mathbf{q}_l\right)=\frac{1}{2}\left[S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}\left(-\mathbf{q}_l\right)+S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}\left(\mathbf{q}_l\right)\right] \tag{3-20}$$

这里，考虑到要用毛细波谱来描述小面元的小尺度结构，就必须引入截断波数(Cut-off wave number) k_{cut} 来划分大小尺度的波谱。即，可将单边 ELH 谱按截断波数划分为大尺度重力波谱 $S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}$ 和小尺度毛细波谱 $S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}$ 两部分，

$$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}\left(\mathbf{k}\right)=\begin{cases}0, & \left|\mathbf{k}\right|\geq k_{cut}\\ S_{\mathrm{E}}\left(\mathbf{k}\right), & \left|\mathbf{k}\right|\leq k_{cut}\end{cases} \tag{3-21}$$

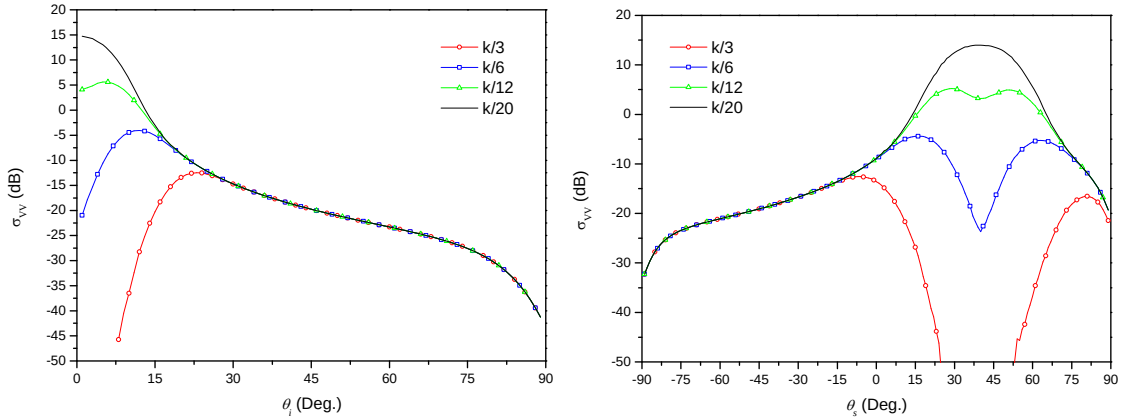
$$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}\left(\mathbf{k}\right)=\begin{cases}S_{\mathrm{E}}\left(\mathbf{k}\right), & \left|\mathbf{k}\right|\geq k_{cut}\\ 0, & \left|\mathbf{k}\right|\leq k_{cut}\end{cases} \tag{3-22}$$

其中，$S_{\mathrm{E}}\left(\mathbf{k}\right)=\frac{1}{k}\Psi_{\mathrm{E}}\left(k\right)\Phi_{\mathrm{LH}}\left(k,\varphi-\varphi_w\right)$为第二章所描述的二维 ELH 谱，$\varphi_w$为风向角，定义为风向与$\hat{\mathbf{x}}_g$的夹角。若先采用大尺度谱生成由小面元表示的大尺度海表面轮廓，则覆盖在每个小面元上的微尺度机构对电磁散射的贡献可由（3-19）式所表示的统计解析解来获得。假设二维海面模拟样本在 x 和 y 方向的长度分别为 L_x 和 L_y，面积为 $A=L_xL_y$，等间隔离散点数为 M 和 N，相邻两点间的距离分别为 Δx 和 Δy，那么，结合（3-19）式，将所有面元的散射截面叠加起来，即可得到总的散射系数

$$\sigma_{PQ}^{total}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\frac{1}{A}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\left[\sigma_{PQ,mn}^{TSPM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)\Delta x\Delta y\right] \tag{3-23}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

其中 $\sigma_{PQ,mn}^{TSPM}$ 为对应第 mn 个面元的 Bragg 散射贡献的归一化雷达截面。值得注意的是，只有当 $\hat{\mathbf{k}}_i \cdot \hat{\mathbf{z}}_l < 0$ 和 $\hat{\mathbf{k}}_s \cdot \hat{\mathbf{z}}_l > 0$ 时，上式中的 $\sigma_{PQ,mn}^{TSPM}$ 才会对总回波产生贡献。



(a) (b)

图 3.9 截断波数对海面总散射系数的影响

图 3.9 给出了对应不同 k_{cut} 值下采用（3-23）式所计算的Ku波段（14.0 GHz），VV极化下的单站及双站散射系数。这里采用线性滤波模型生成海面，相关参数为：$M = N = 256$，$\Delta x = \Delta y = 1.0$ m，$u_{10} = 5.0$ m/s，$\varphi_w = 0^0$。 关于 k_{cut} 的选取，从 $k/32$ 到 $k/3$ 均有被采用，目前仍然很难找到合理划分大小两种尺度的统一标准，这正是双尺度假设的缺点所在。人们通常借助基尔霍夫模型来修正倾斜调制的微扰系数[216]，因此，考虑到图 3.9 所示总散射系数在近垂直入射区的预估值对截断波数选取的依赖性，我们引入（3-7）式给出的基尔霍夫近似模型对该入射区进行修正，这样，（3-23）式可重新表式为，

$$\sigma_{PQ}^{total}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = \frac{1}{A}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\left\{\left[\sigma_{PQ,mn}^{KAM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) + \sigma_{PQ,mn}^{TSPM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)\right]\Delta x\Delta y\right\} \tag{3-24}$$

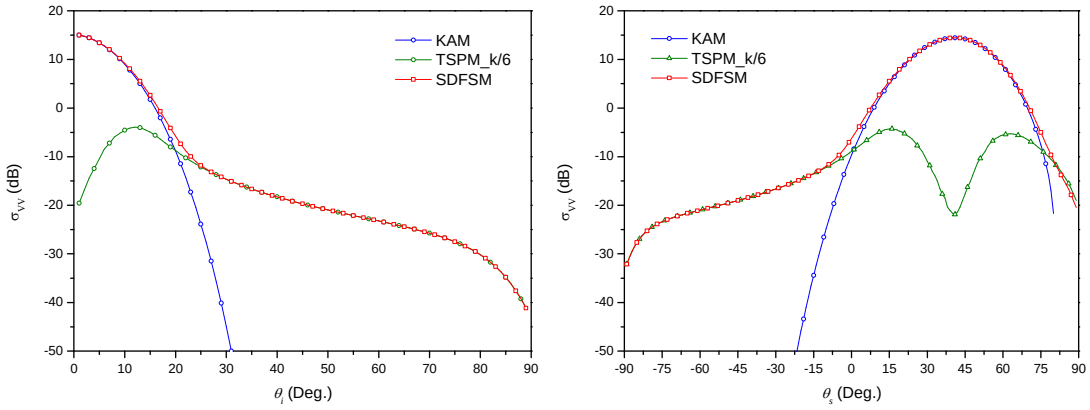
其中，$\sigma_{PQ,mn}^{KAM}$ 为对应第 mn 个面元的镜像散射贡献的归一化雷达截面。

至此，我们可以采用（3-24）式获得确定的二维海面模拟样本所对应的总的雷达散射贡献的幅度，同时，也可同样给出具体对应到每个散射单元（微粗糙小面元）的散射幅度值。这里我们将（3-24）式所表描述的海面散射模型称为半确定性面元散射模型(Semi-deterministic facet scattering model, SDFSM)。

除风向角重新设定为 $\varphi_w = 50^0$ 外，其它模拟参数与图 3.9 相同，图 3.10 给出了采用SDFSM模型所计算的二维海面样本的总散射系数值，以及对应的KA和SPM分量。为消除截断波数选取带来的不确定性，这里固定采用 $k/6$ 来滤去SPM分量对垂直入射区的影响。图 3.11 显示了对应雷达视向为（$\theta_i = 60^0$，$\phi_i = 0^0$）时，不同极化条件下确定海面轮廓上小面元散射截面分布。值得注意的是，交叉极化条件下的散射空间分布特征已经失去如同极化条件下所体现的纹理特征，这一点可以通过图 3.7 所分析的倾斜小面元散射特征来理解。从图 3.7(b)可以发现，交叉极化值随着方位角 ϕ_n 的增大而增大，这一特性正好与同极化条件相反，这说明对那些接

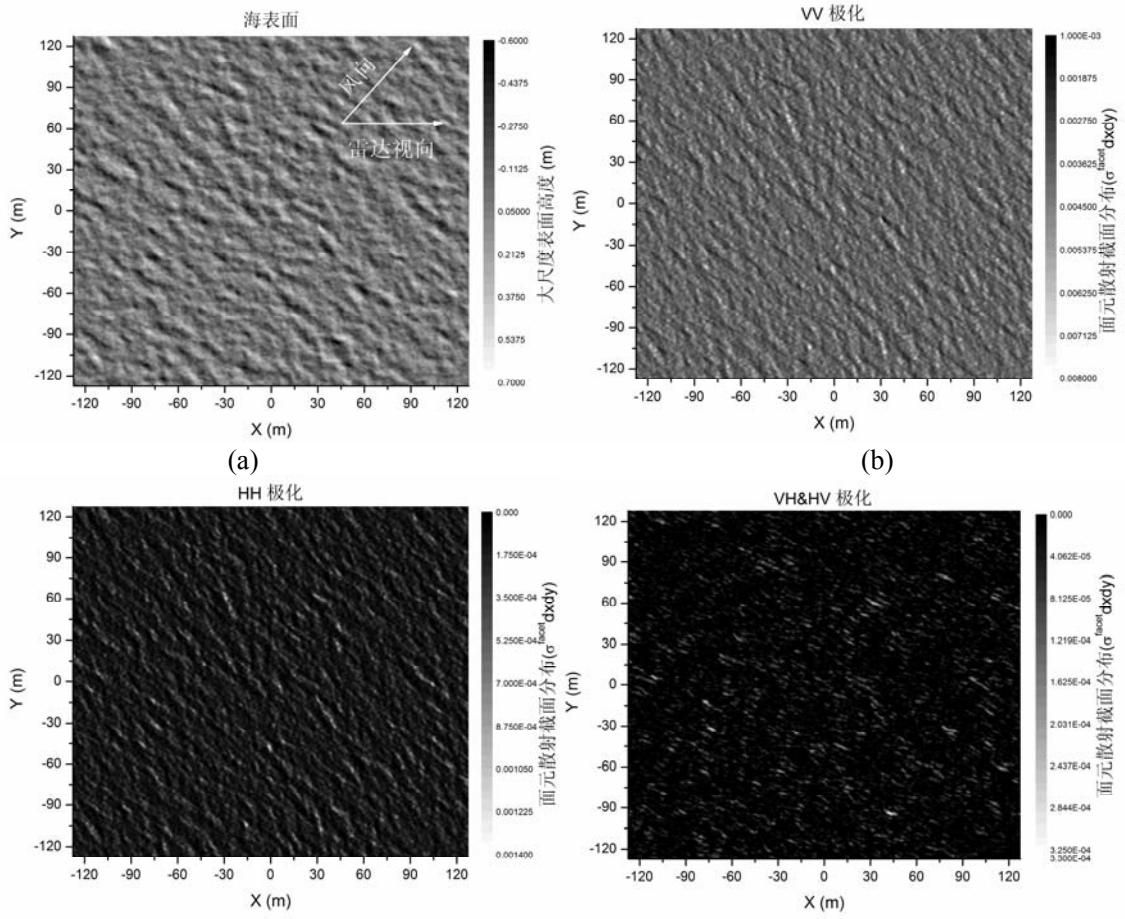
(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

近平行于雷达视向分布的小面元，交叉极化值要比其它方向分布的小面元贡献值大；另外，交叉极化值同样对倾斜角 θ_n 的变化也很敏感。因此，在交叉极化条件下，那些位于波峰处且接近平行于雷达视线分布的面元将产生较大的回波值。从而，不难理解图 3.11(d)所显示的隐约对应于海浪波峰的强点分布特征。事实上，国外也有不少学者指出，交叉极化因其对大斜率特征散射单元的敏感性，更加适合用来探测海表面的尖锐结构，如尾迹，台风风眼等[217][243]。



(a) (b)

图 3.10 SDFSM 预估的海面总散射系数及其对应的 KA 与 SPM 分量



(a) (b)

(c) (d)

图 3.11 海表面不同极化条件下的小面元散射截面（$\sigma_{PQ}^{facet}\Delta x\Delta y$）分布

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

3.3.4 近掠入射区的遮挡修正

虽然(3-24)式所给出的半确定性面元散射模型并没有考虑近掠入射区非Bragg散射（碎浪多径与多次散射，白冠散射等）的影响，但作为面元模型，我们认为有必要进一步考虑遮挡效应对模型进行修正，因为相对于统计模型，面元模型更加适合定量地分析遮挡对散射系数的影响。在掠入射情况下，对海面后向散射的主要贡献来自于离雷达最近的波浪。后面的波动起伏被前面的遮住，而小尺度的波被大尺度的波形遮挡，因此考察掠入射的散射情况时需要考虑遮挡效应的影响，如图 3.12 所示。传统的处理方法是考虑海浪之间的遮挡概率，对海面散射系数乘以一个遮挡函数[244]，然而这种方法无法应用于对某个具体海面模型的散射计算。

本章采用Z-Buffer技术[219]判断海面模型各部分对于入射场来说是否被遮挡。Z-Buffer算法是一种基于视见的计算机图形学常用算法，其主要原理是：将投影变换后的视见坐标系中的三维几何图形按扫描线离散成象素图形，用两个相互关联的缓冲区（Buffer）记录每个点的值，一个Buffer记录Z值，即该点的深度，另一个Buffer记录该点的亮度（指显示目标的彩色亮度），若两个几何面在相同的坐标$\left(x_g, y_g\right)$处都有值，则取Z值浅（小）的点的Z值和亮度值，Z值小意味着该点靠近观察者，不被遮挡，反之可能被遮挡，如此处理完所有面元，最后就可以用两个Buffer记录的每个象素的坐标和亮度进行着色显示处理。因此可以利用对象表面颜色来进行消隐处理。

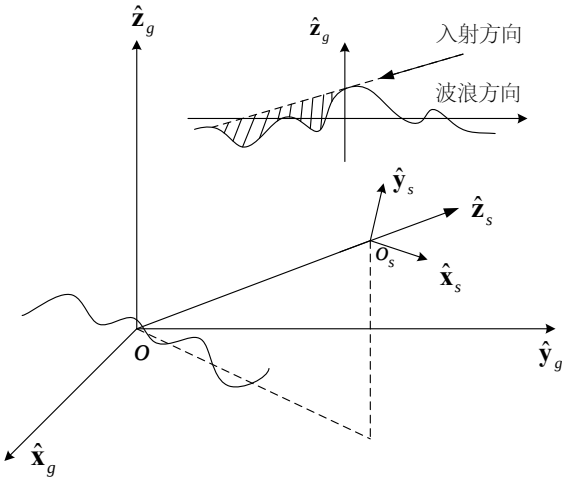


图 3.12 海面入射遮挡及平行投影示意图

这种方法从具体海面的高度起伏出发，包含了海面的几何信息，而且对海况没有限制，因此比经验公式更符合实际情况。其原理如下：

对于某一观察方向(θ,φ)，定义一个新的坐标系，z_s轴沿视线方向并指向观察者，$x_s o_s y_s$平面与视线方向垂直，y_s取为原基准坐标系的z在$x_s o_s y_s$平面内的投影，这样可保持形体的直立，如图 3.12 所示。

新旧坐标系的具体变换关系为

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{x}}_s = -\sin\varphi\,\hat{\mathbf{x}}_g + \cos\varphi\,\hat{\mathbf{y}}_g \\ \hat{\mathbf{y}}_s = -\cos\theta\cos\varphi\,\hat{\mathbf{x}}_g - \cos\theta\sin\varphi\,\hat{\mathbf{y}}_g + \sin\theta\,\hat{\mathbf{z}}_g \\ \hat{\mathbf{z}}_s = \sin\theta\cos\varphi\,\hat{\mathbf{x}}_g + \sin\theta\sin\varphi\,\hat{\mathbf{y}}_g + \cos\theta\,\hat{\mathbf{z}}_g \end{cases} \tag{3-25}$$

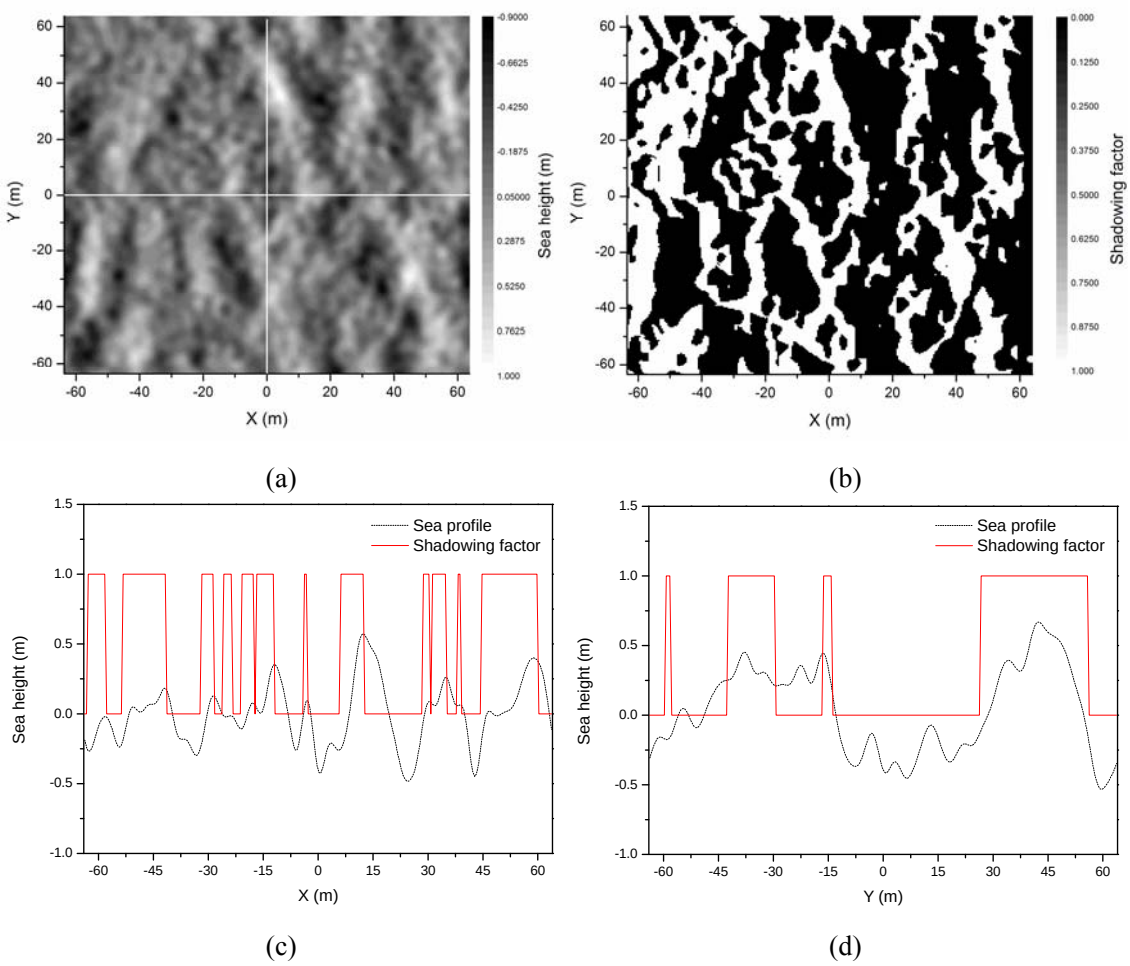


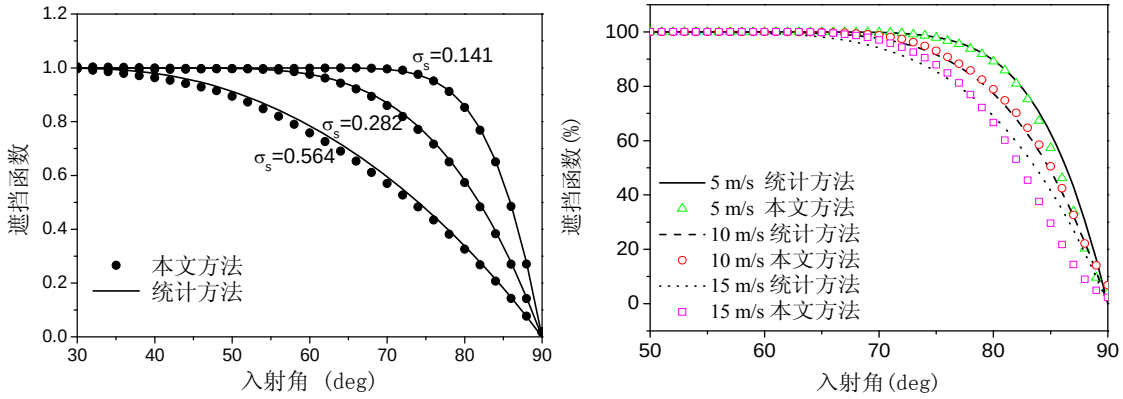
图 3.13 Z-Buffer 算法计算的遮挡因子（0 表示被遮挡，1 表示被照射）

当把海面模型上各点在基准坐标系中的坐标变换到新坐标系中后，各点 z' 值的大小就表示了该点距观察者的远近。若只考虑 x_s 和 y_s 两个坐标分量，相当于把海面模型投影到 $x_s o_s y_s$ 平面内，这就是平行投影。将投影面 $x_s o_s y_s$ 用均匀大小的像素剖分，为了达到一定的精确度，像素的个数应远大于复合模型划分的面元数。当两个面元出现遮挡时，它们在投影面上的投影会出现重叠。本文规定，当某个面元内一半以上的像素被遮挡住的话，可以判定其被遮挡住。根据它们的 z_s 坐标值可以判断出哪个面元被遮挡住。传统的遮挡函数直接对海面电磁散射系数进行修正。假设粗糙面斜率和高度起伏的概率密度函数满足某种特定分布（高斯分布，拉普拉斯分布或者指数分布），遮挡函数在统计意义上等于海面上某点可能被电磁波束照射到的概率。与传统遮挡系数不同，本节采用的 Z-Buffer 消隐算法针对具体的海面几何模型判断每个面元是否被遮挡，因而更加适用于面元散射模型遮挡分析。如图 3.13 所示，我们模拟了风速为 10m/s，风向为 0^0，离散点 256×256，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

及离散间隔为 $0.5\times0.5\ \mathrm{m}^2$ 的海面，并借助 Z-Buffer 算法计算了在入射条件为 $(\theta=88^0,\varphi=180^0)$ 时的遮挡因子：(a)为海面轮廓灰度图；(b)为该海面被遮挡情况（黑色标记部分表示被遮挡）；(c)和(d)图分别为沿 x=0 m 和 y=0 m 处截面所截取的一维轮廓及其对应的遮挡因子。

为了验证Z-Buffer消隐算法的正确性，我们产生了具有不同粗糙度的二维各向同性Gaussian粗糙面，分别采用Wagner函数[244]与Z-Buffer消隐方法计算了不同观察角下的遮挡函数，结果如图 3.14(a)所示，图中实线代表Wagner函数计算的结果，圆点代表Z-Buffer消隐方法计算的结果，从图中可以很直观地看出，当粗糙面的均方根斜率较小，即粗糙度较小时，只有在观察角很大的情况下遮挡效应才比较显著，而当粗糙面的均方根斜率较大时，对于中等程度的观察角即出现明显的遮挡效应，并且用Wagner函数与用Z-Buffer消隐方法计算出的结果吻合得非常好。图 3.14(b)比较了由Wagner方法与Z-Buffer方法得到的遮挡函数。可以看出当风速为 10 m/s时，Z-Buffer方法与Wagner统计方法的结果吻合较好，在风速为 5 m/s和 15 m/s 时，Z-Buffer方法得到的遮挡函数略低于统计方法。这是因为本文的Z-Buffer方法的研究对象是具体的二维海面几何模型，其遮挡函数由面元之间互相遮挡关系得到，因而与统计模型有一定差异。



(a) (b)

图 3.14 遮挡函数随观察角变化曲线

3.4 二维海面的单双站散射系数

本节采用半确定性面元散射模型模拟不同雷达参数及海况条件下的单双站散射系数。将着重讨论不同条件下模型预估的散射系数的变化规律及其与实测数据或其它散射模型的验证和对比。为统一起见，本节所有海面样本均采用线性滤波模型生成，并取离散间隔为 $1\times1\ \mathrm{m}^2$，离散点数 256×256。

3.4.1 单站散射系数

3.4.1.1 随入射角变化规律及验证

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

为了验证本文模型计算结果的有效性，首先采用SASS-II水槽实测数据[125]对计算结果进行对比，如图 3.15 所示。图中分别给出了 5 m/s、10 m/s和 15 m/s三种风速下不同极化条件所对应的后向散射系数。可以看出，在0^0 ~ 60^0入射角范围内，VV和HH极化下的散射系数与实测数据变化趋势一致，且误差基本不超过 3 dB。进一步考虑与外场实测数据的对比验证，图 3.16 和图 3.17 分别给出了C波段和X波段下入射频率为 4.445 GHz和 8.91 GHz时不同风速，不同极化条件下的后向散射系数随入射角的变化情况，所有结果均对应逆风条件。实测数据来自美国海军研究实验室(Naval Research Laboratory)和美国Naval Oceanographic Office于 1970 年 1 月及 1971 年 2 月使用 4 频段机载雷达系统NRL-4FR雷达系统对不同海况，不同雷达波长下海面后向散射信号进行测量得到的结果[122][123]。通过对比容易得出以下几点结论：1）从总体趋势上看，同极化条件下的预估值与实测数据吻合较好，而交叉极化预估值普遍比实测值要小；2）与实测数据的差异主要体现在近垂直入射区和近掠入射区，对中等入射条件下，预估值与实测数据吻合较好；3）随着海况等级的增大，即风速增大，预估值与实测数据的吻合度变差。

对应以上三点结论，就其产生误差的原因大致可总结成以下几点：1）海面几何样本的建模精度是模型预估精度的影响因素之一。由于散射系数的计算基于线性海面样本，不具备类似实际海表面上的尖浪、碎浪及泡沫等结构特征，而这些尖锐结构恰恰对交叉极化的影响很大，因此模型所预估的交叉极化值普遍比实测值小；2）掠入射区的预估值普遍比实测值小，主要因为本模型未考虑多次散射、泡沫体散射等贡献；3）随着风速的增大，海浪结构的非线性特征开始起主要作用，误差主要来自线性模型本身的固有缺陷。虽然本文的计算模型基于线性假设，但从图中的对比可以发现，在精度要求不高的需求下，本文模型基本可以给出合理有效的预估结果。

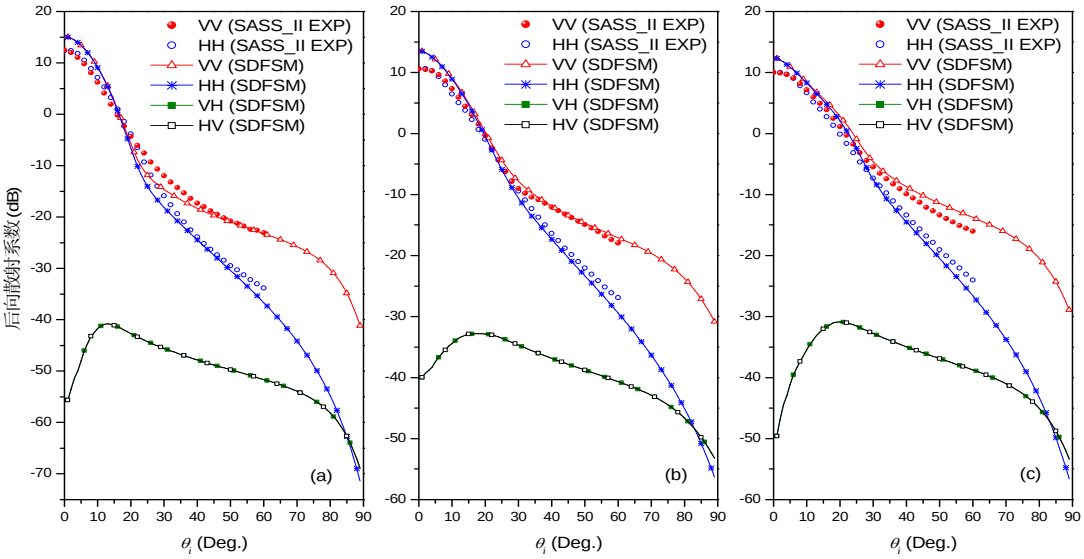
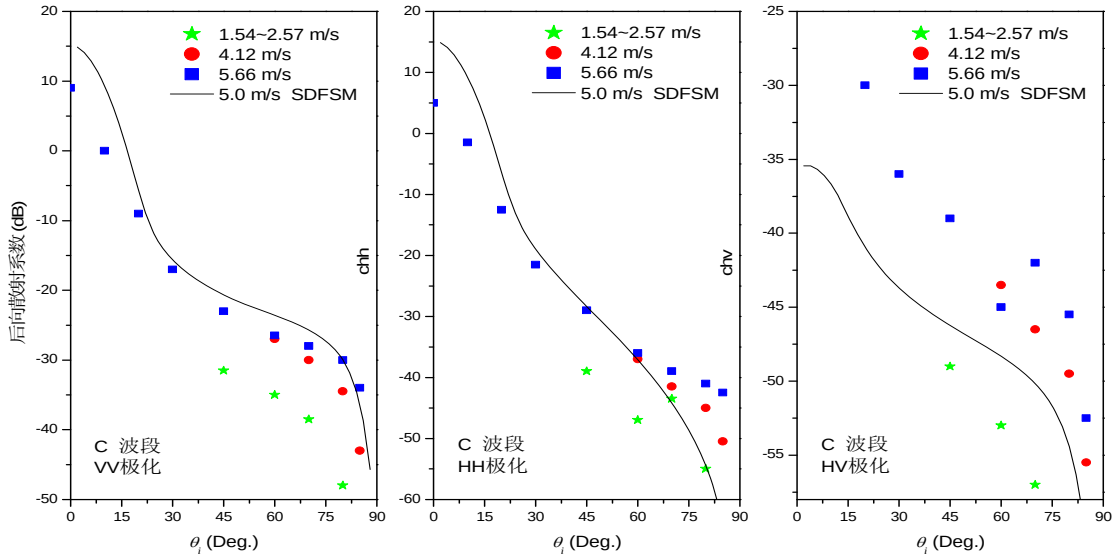
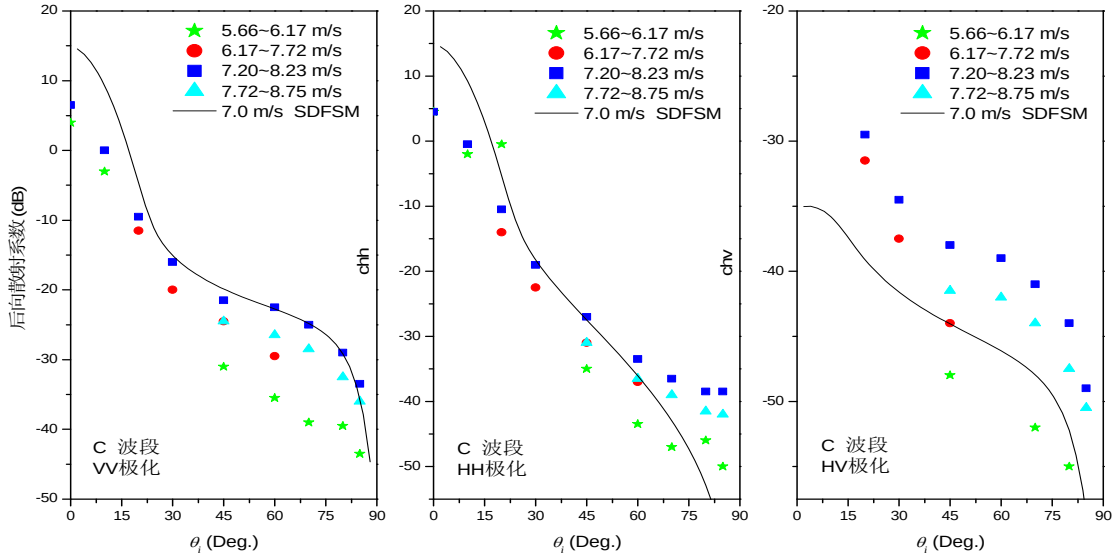


图 3.15 计算结果与 SASS-II 实验数据的对比：(a) 5m/s, (b) 10m/s, (c) 15m/s

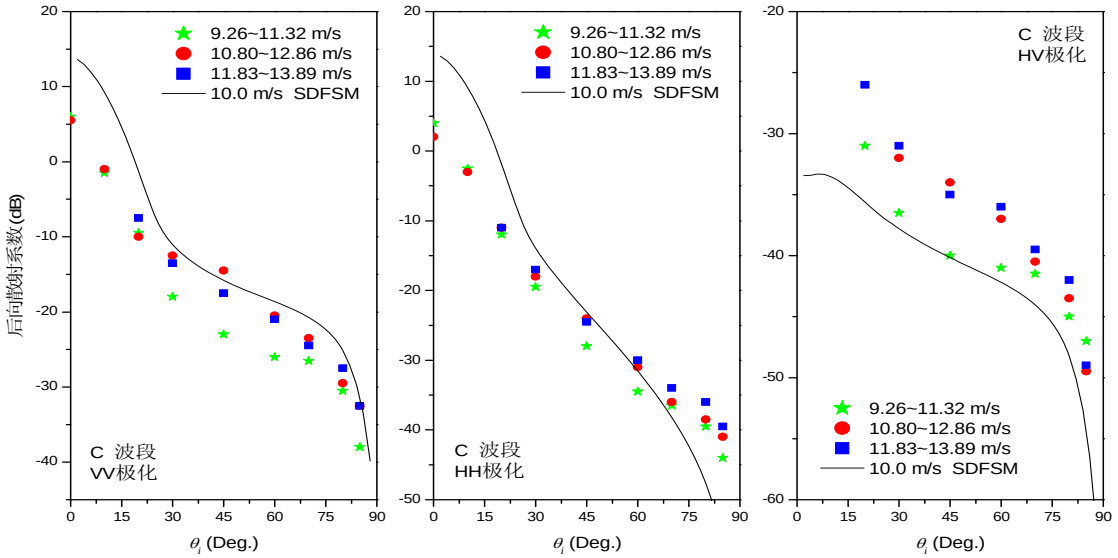
(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) 5m/s



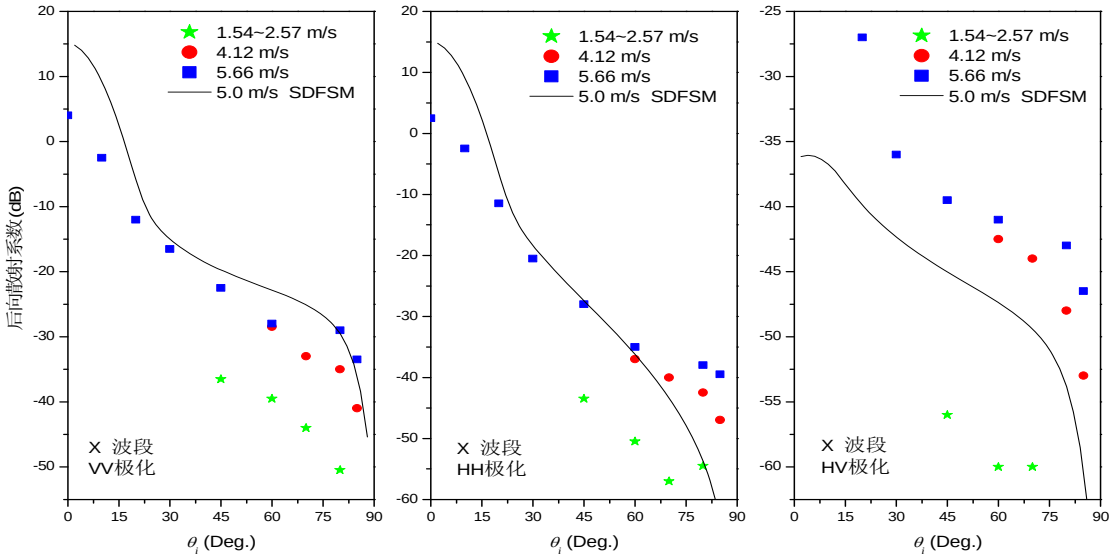
(b) 7m/s



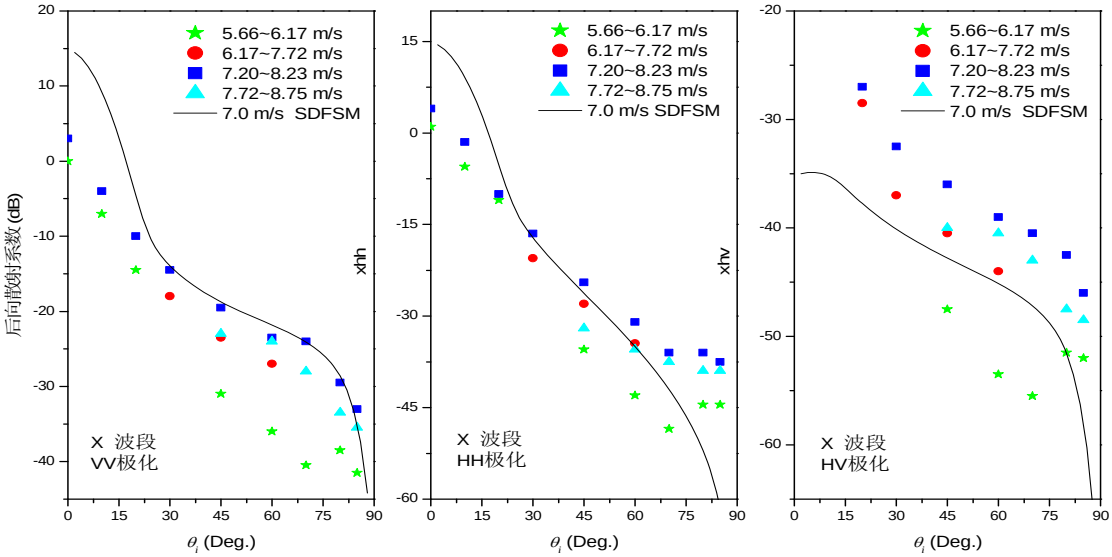
(c) 10m/s

图 3.16 计算结果与 JOSS 实测数据的对比（C 波段）

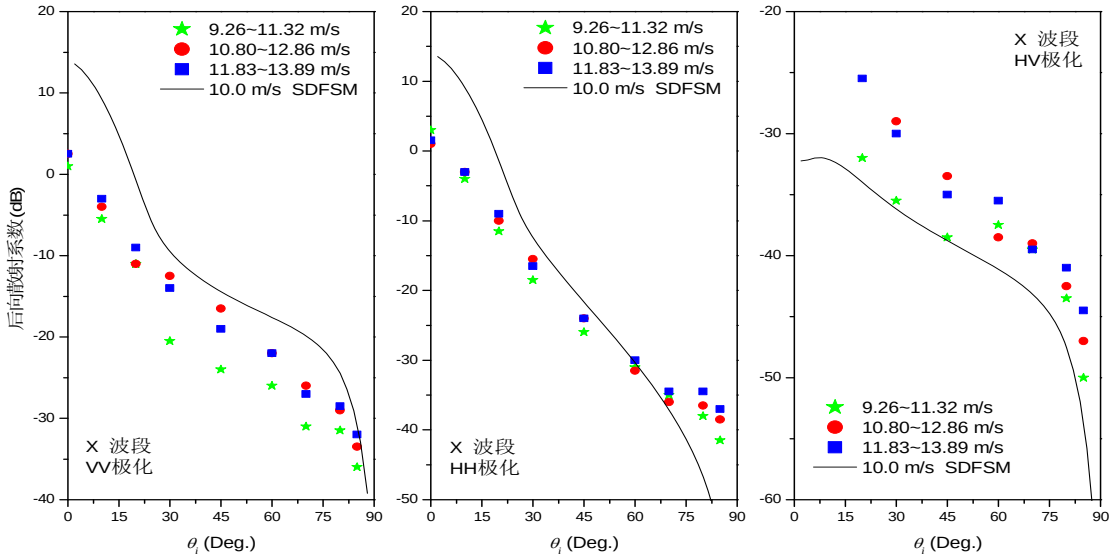
(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) 5m/s



(b) 7m/s

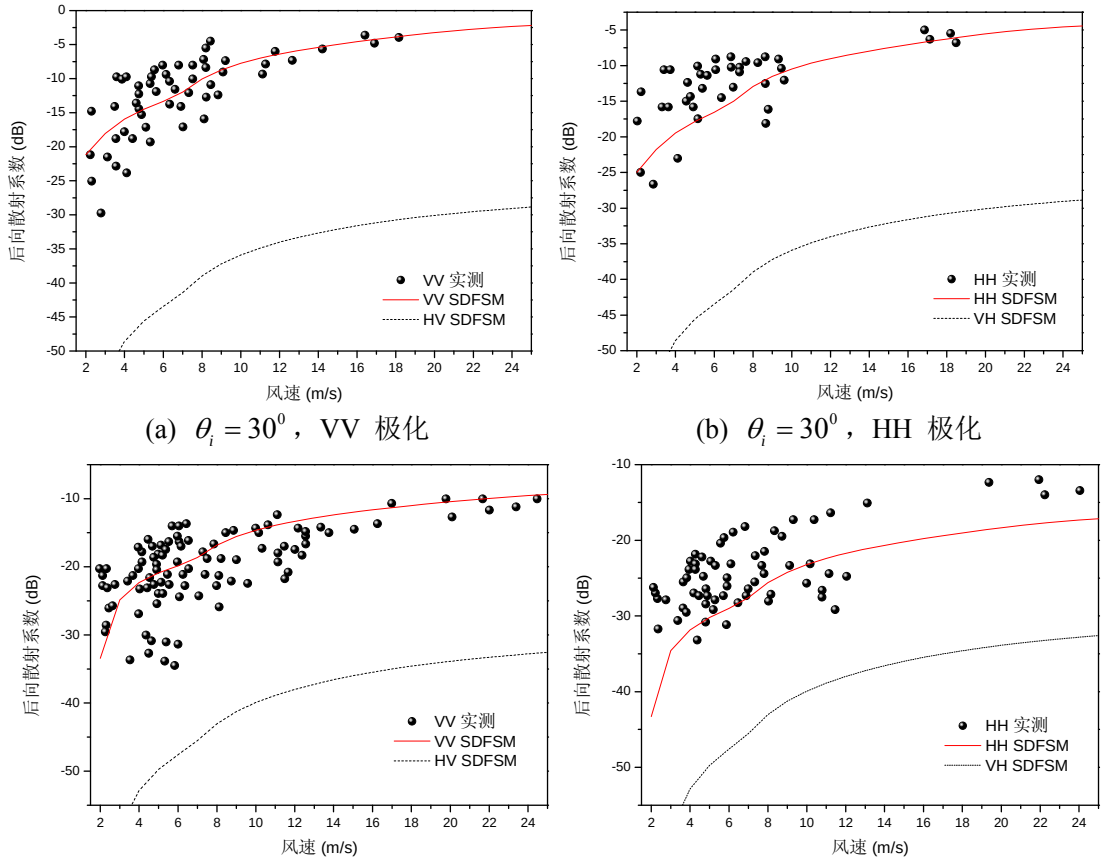


(c) 10m/s

图 3.17 计算结果与 JOSS 实测数据的对比（X 波段）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

3.4.1.2 随风速变化规律及验证



(a) $\theta_i = 30^0$，VV 极化　(b) $\theta_i = 30^0$，HH 极化

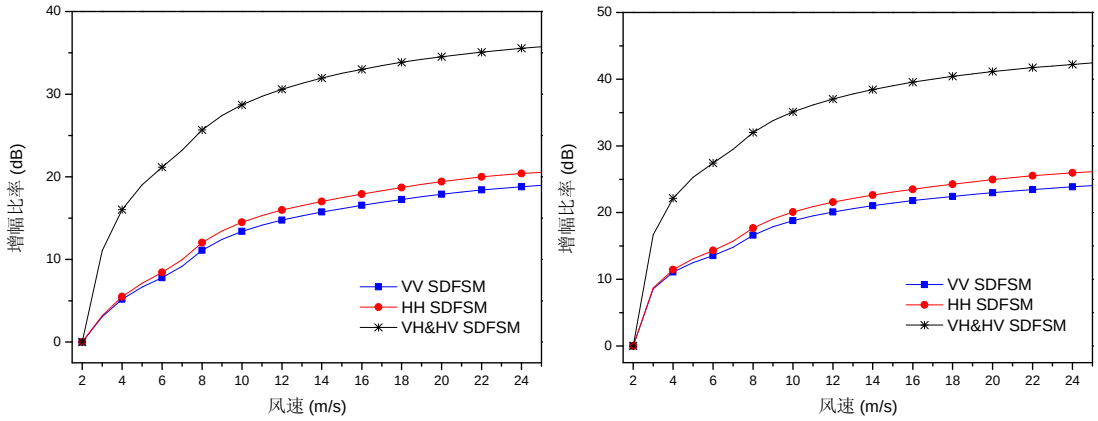
(c) $\theta_i = 50^0$，VV 极化　(d) $\theta_i = 50^0$，HH 极化

图 3.18 风速变化对散射系数的影响

图 3.18 基于 1973 至 1977 年间 RADSCAT 飞行试验所总结发表的 Ku 波段（13.9GHz）数据[245]验证了入射角分别为 30^0 和 50^0 时同极化条件下的预估后向散射系数随风速的变化规律。从图中可以看出，30^0 入射角时 VV 和 HH 极化值与实测较吻合，而当入射角为 50^0 时，VV 极化值维持一定的预估精度，而 HH 极化预估值要比实测值小，尤其在大风速条件下，误差更加明显。图 3.19 给出了不同极化条件下后向散射系数随风速变化的增幅比率。显然，交叉极化对风速变化的敏感度要远大于同极化，其中以 VV 极化敏感度最小，这一规律再次验证了图 3.7 所显示的不同极化条件对海面斜率敏感度的分析结果。

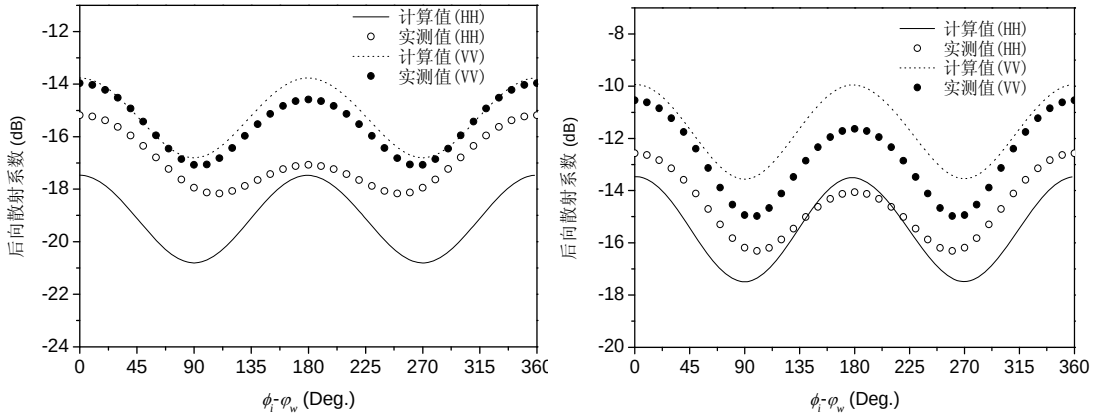
图 3.20 给出了不同风速和极化状态下下后向散射系数随入射方向与逆风方向夹角(ϕ_i-φ_w)的变化曲线，其中夹角为 0°对应于逆风方向，90°对应于侧风方向，180°相当于顺风，同时图中给出了根据 RADSCAT 实测数据经过二阶回归拟合的结果以作比较[246]。从图中可以看出逆风和顺风时海面的粗糙度要大于侧风时的粗糙度。另外由实测数据，逆风时后向散射系数的值要大于顺风时的结果，表明逆风时海面的粗糙度要大于顺风时的粗糙度，这是由于受风的影响，波峰总是顺着风向倾斜，因而在顺风与逆风方向呈现不对称性，而理论计算由于没有考虑到这种不对称性，因而计算的结果在逆风和顺风时几乎没有差别。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) $\theta_i = 30^0$　　(b) $\theta_i = 50^0$

图 3.19 不同极化条件下后向散射系数随风速变化的增幅比率



(a) 6.5 m/s　　(b) 9.5 m/s

图 3.20 雷达视向变化对散射系数的影响(φ_w=180^0，Ku 波段 13.9 GHz)

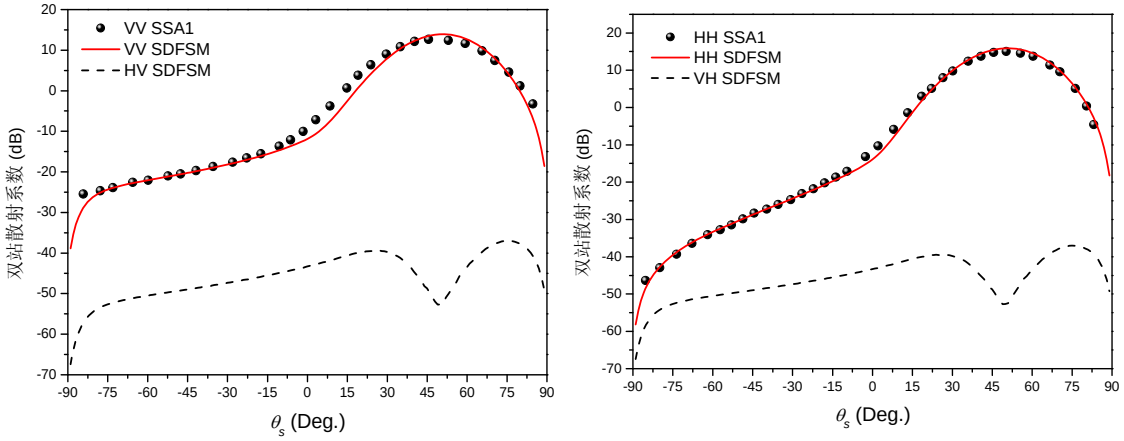
3.4.2 双站散射系数

3.4.2.1 随散射角变化规律及验证

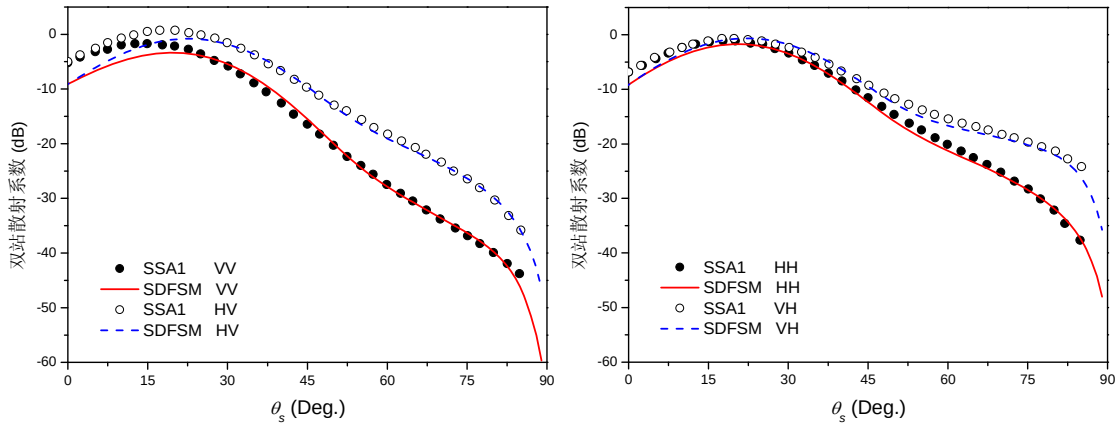
图 3.21 分析了双站散射系数随散射角变化的曲线，并与 Awada 等[247]给出的一阶 SSA 结果进行对比。其中，图(a) 给出了θ_i=50^0，ϕ_i=0^0，ϕ_s=0^{0}下的前后向散射平面内的散射系数随散射角的变化规律。可以看出同极化值将在镜像点θ_s=50^{0}左右将产生峰值，且本文模型预估曲线与 SSA 基本吻合。交叉极化的预估值在前向出现低谷，这是由于基尔霍夫交叉极化预估值在前向为 0，从而在此区间只剩下截断波数限制的 Bragg 波贡献；图(b)和(c)则分别给出了ϕ_s=45^{0}和ϕ_s=135^{0}散射平面内的散射系数随散射角的变化规律。可以发现，这两种方位下将出现交叉极化幅度值大于同极化值的现象。有趣的是，ϕ_s=45^{0}时，在$\theta_s=\left(0\sim 90^0\right)$范围内，同时有 $\mathrm{HV}>\mathrm{VV}$，$\mathrm{VH}>\mathrm{HH}$；而当ϕ_s=135^{0}时，仅有 $\mathrm{VH}>\mathrm{HH}$，而仍然 $\mathrm{VV}>\mathrm{HV}$。以上算例仅仅给出了几种特殊方位角条件下的双站散射系数变化曲线，可以看出，双站条件下的散射系数变化趋势将随入射及接收方向的不同呈现相当复杂的规律，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

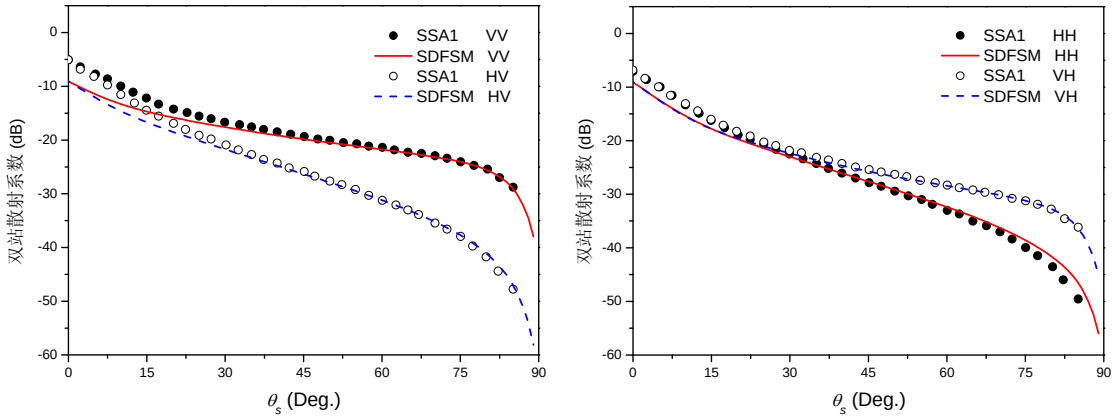
在某些方向下，类似交叉极化等在单站条件下回波值较小的极化值将有可能大于同极化。



(a) θ_i=50^0， ϕ_i=0^0， ϕ_s=0^0



(b) θ_i=40^0， ϕ_i=0^0， ϕ_s=45^0



(c) θ_i=40^0， ϕ_i=0^0， ϕ_s=135^0

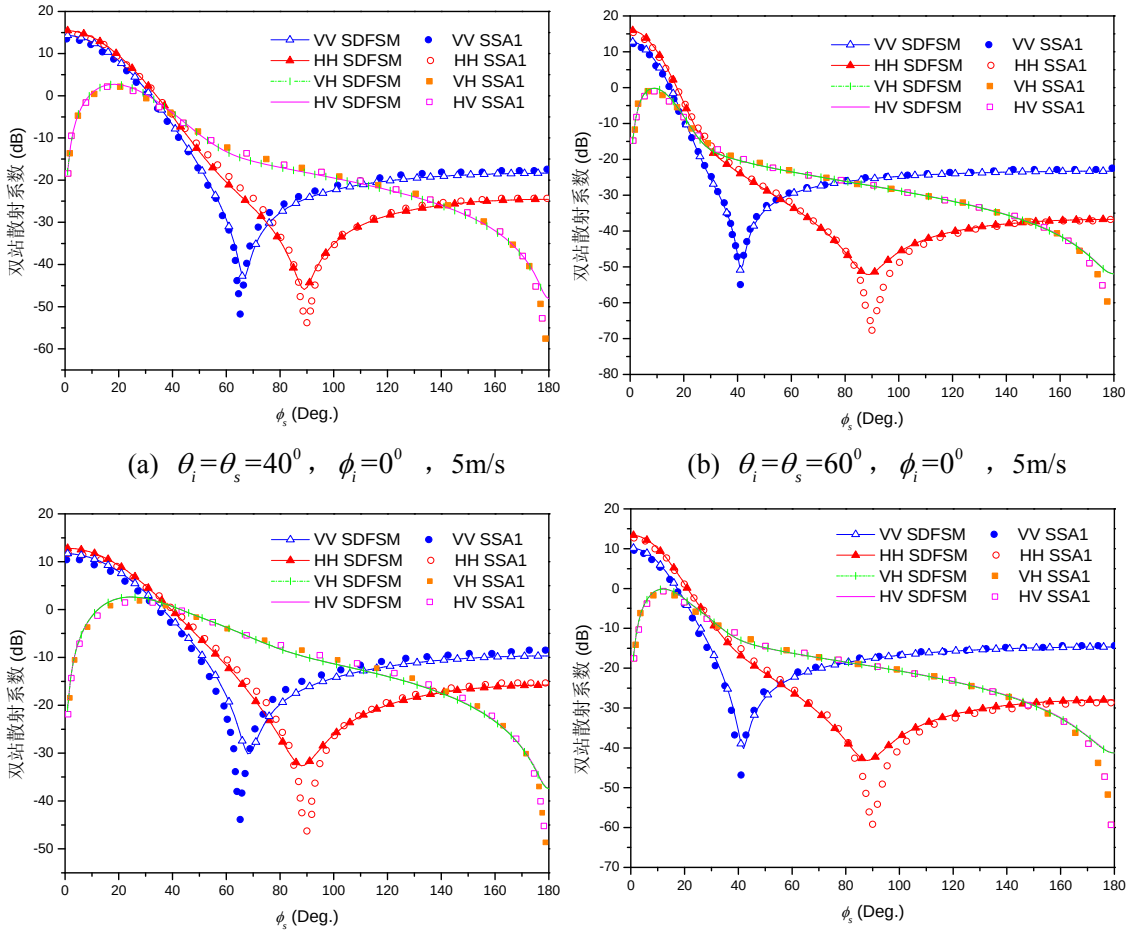
图 3.21 双站散射系数随散射角的变化（14 GHz, 5m/s，逆风）

3.4.2.2 随散射方位角变化规律及验证

图 3.22 进一步讨论了双站散射系数随散射方位角的变化情况。同样，我们将图中结果与一阶SSA结果[247]进行了对比验证，发现本文模型预估值与SSA结果吻合一致。从图中可以得出以下几点结论：1）随着散射方位角从 0^0 增大至 180^0，两

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

种同极化预估值将在其中某方位角达到最小值。其中，VV极化的最小值对应的散射方位角将随入射角的增大而减小，而HH极化的最小值将固定对应于散射方位角为 90^0 时。这是因为，当散射方位角变化时，接收点的极化方向也随之变化，很显然，当接收点极化方向变化至与入射极化方向垂直时，接收幅度值将达到最小值。这样，不难理解，对于HH极化，当散射方位角变化至 90^0 时，接收点极化方向将与入射极化方向垂直，而对于VV极化，接收极化方向与入射极化方向垂直时所对应的散射方位角与入射角有关。2）同极化条件下的散射系数最小值出现的散射方位并受风速的变化影响，因此，若将双基地雷达接收器置于图中所预示的散射方位方向，即可有效抑制海杂波。图中所反映的规律对利用双基地雷达进行海环境目标的探测活动具有理论指导意义。



(a) $\theta_i=\theta_s=40^0$，$\phi_i=0^0$ ，5m/s　　(b) $\theta_i=\theta_s=60^0$，$\phi_i=0^0$ ，5m/s

(c) $\theta_i=\theta_s=40^0$，$\phi_i=0^0$ ，15m/s　　(d) $\theta_i=\theta_s=60^0$，$\phi_i=0^0$ ，15m/s

图 3.22 双站散射系数随散射方位角变化（14 GHz，逆风）

3.5　散射强度空间分布与 SAR 成像应用

既然我们描述的面元模型可以给出对应于确定海面轮廓的面元散射贡献分布，那么我们容易进一步利用此分布信息进行海浪 SAR 成像模拟。根据海浪成像理论[248]，在成像模型基于以下条件时，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

1）相邻的分辨单元非相关，即海面散射可以描述为统计独立的散射小平面的总体平均散射；

2）合成孔径雷达天线方向图为高斯形；

3）在成像处理中，忽略距离向和方位向的耦合；

4）合成孔径雷达是理想的设备，能够把二维面元散射分布$\sigma\left(x_g, y_g\right)$，映射到雷达坐标系统的图像强度分布$I\left(x, y\right)$；

5）系统噪声和相干斑不限制合成孔径雷达的分辨率，在仿真中不考虑。

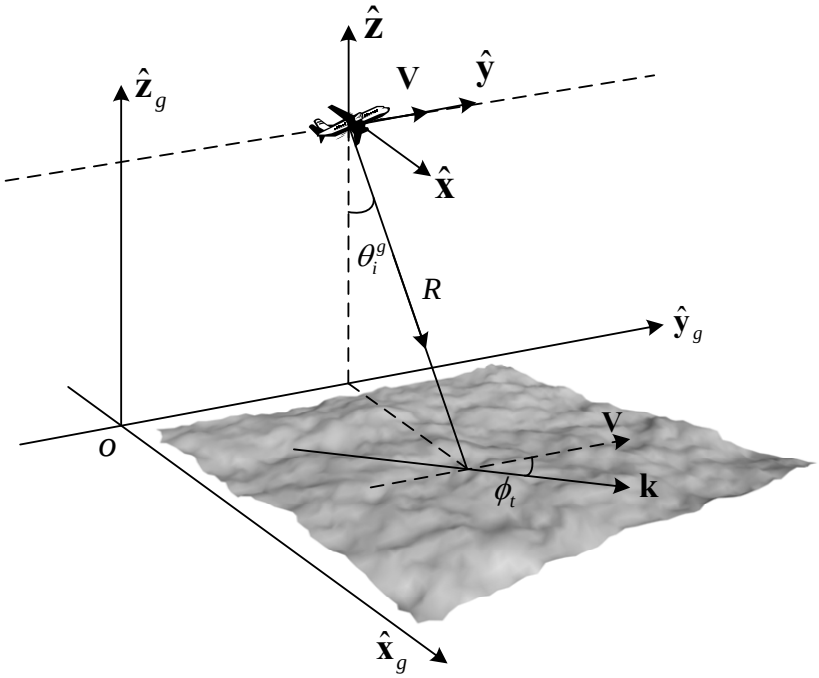


图 3.23 海浪 SAR 成像示意图

则合成孔径雷达系统的方位向和距离向可以分开处理。由于距离向是快时间分量，是以光速进行处理的，所以可以忽略海面波动对成像的影响。如图 3.23 所示，雷达平台以速度V沿$\hat{\mathbf{y}}_g$运动，这样，根据速度聚束原理，并且考虑到天线增益对距离向散射振幅的影响，可以得到经过距离向压缩以后的合成孔径雷达N_l视图像[249][250]：

$$I\left(x, y\right) = B\int_{-L_x/2}^{L_x/2}\int_{-L_y/2}^{L_y/2} dx_g dy_g \sigma_I\left(x_g, y_g\right) \cdot \frac{\rho_{aN}}{\rho'_{aN}\left(x_g, y_g\right)} \exp\left\{-\frac{\pi^2}{\rho'_{aN}\left(x_g, y_g\right)^2}\left[y - y_g - R\cdot u_r\left(x_g, y_g\right)/V\right]^2\right\} f_y\left(x - x_g\right) \tag{3-26}$$

其中，B表示雷达天线的增益；$f_y(\cdot)$为距离向分辨函数；$\rho_a = \lambda R/2VT$为静止目标的方位向理论分辨率，λ为雷达波长，R为距离向上雷达到海面中心的距离，T为积分时间，且$\rho_{aN} = N_l\rho_a$；在有限的海面相关时间τ_s内，相对于动态海面背景的方位向分辨率可表示为

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\rho'_{aN}\left(x_g,y_g\right)=\rho_{aN}\left\{1+\frac{1}{N_l^2}\left[\left(\frac{\pi T^2}{\lambda}a_r\left(x_g,y_g\right)\right)^2+\left(\frac{T}{\tau_s}\right)^2\right]\right\}^{1/2} \tag{3-27}$$

$u_r\left(x_g,y_g\right)$和$a_r\left(x_g,y_g\right)$分别为个面元沿着观察方向的轨道速度和轨道加速度。对应第二章海面的线性过滤表示方法，这两个量可分别表示为

$$\begin{aligned}u_r\left(x_g,y_g\right)=\sum_{\mathbf{k}}\Big[&-i\omega(\mathbf{k})b(\mathbf{k})G(\mathbf{k})\chi(\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(\mathbf{k})/A}e^{-i\omega(\mathbf{k})t}+\\&i\omega(-\mathbf{k})b(-\mathbf{k})G^*(-\mathbf{k})\chi^*(-\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(-\mathbf{k})/A}e^{i\omega(-\mathbf{k})t}\Big]e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}\end{aligned} \tag{3-28}$$

$$\begin{aligned}a_r\left(x_g,y_g\right)=\sum_{\mathbf{k}}\Big[&-\omega(\mathbf{k})^2b(\mathbf{k})G(\mathbf{k})\chi(\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(\mathbf{k})/A}e^{-i\omega(\mathbf{k})t}-\\&\omega(-\mathbf{k})^2b(-\mathbf{k})G^*(-\mathbf{k})\chi^*(-\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(-\mathbf{k})/A}e^{i\omega(-\mathbf{k})t}\Big]e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}\end{aligned} \tag{3-29}$$

其中，

$$b(\mathbf{k})=\sin c\left(\frac{k_x\Delta x_{cell}}{2}\right)\cdot\sin c\left(\frac{k_y\Delta y_{cell}}{2}\right)\sin c\left[\frac{\omega(\mathbf{k})T}{2}\right] \tag{3-30}$$

$$G(\mathbf{k})=\cos\theta_i^g-i\sin(\mathbf{k},\mathbf{V})\sin\theta_i^g \tag{3-30}$$

χ是一个均值为 0 标准差为 1 的复高斯变量，$S(\mathbf{k})$为二维海谱，A为所模拟海面的面积，t为时间因子，具体描述见第二章；$(\mathbf{k},\mathbf{V})$表示海浪波数矢量$\mathbf{k}$与雷达平台运动方向$\mathbf{V}$的夹角，即为图 3.25 所示的ϕ_t角；$\Delta x_{cell}\Delta y_{cell}$表示 SAR 分辨单元的大小。

另外，式(4-24)中的$\sigma_I\left(x_g,y_g\right)$表示经速度聚束调制和水动力调制后的雷达散射截面分布，即

$$\sigma_I\left(x_g,y_g\right)=\sigma\left(x_g,y_g\right)\left[1+f_{SAR}\left(x_g,y_g\right)\right] \tag{3-31}$$

$\sigma\left(x_g,y_g\right)$为由半确定性面元散射模型计算得到的面元散射分布；$f_{SAR}\left(x_g,y_g\right)$为 SAR 调制函数，参照线性过滤表示方法，同样可表示为

$$\begin{aligned}f_{SAR}\left(x_g,y_g\right)=\sum_{\mathbf{k}}\Big[&b(\mathbf{k})T_{SAR}(\mathbf{k})\chi(\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(\mathbf{k})/A}e^{-i\omega(\mathbf{k})t}+\\&b(-\mathbf{k})T_{SAR}^*(-\mathbf{k})\chi^*(-\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(-\mathbf{k})/A}e^{i\omega(-\mathbf{k})t}\Big]e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}\end{aligned} \tag{3-32}$$

其中，$T_{SAR}(\mathbf{k})=T_{vb}(\mathbf{k})+T_{hy}(\mathbf{k})$，$T_{vb}(\mathbf{k})$和$T_{hy}(\mathbf{k})$分别为速度聚束调制和水动力调制传递函数，其表达式为[251]

$$T_{vb}(\mathbf{k})=\frac{R}{V}|\mathbf{k}|\omega(\mathbf{k})\cos\phi_t G(\mathbf{k}) \tag{3-33}$$

$$T_{hy}(\mathbf{k})=-4.5|\mathbf{k}|\omega(\mathbf{k})\frac{\omega(\mathbf{k})-i\mu}{\omega(\mathbf{k})^2+\mu^2}\sin^2\phi_t \tag{3-34}$$

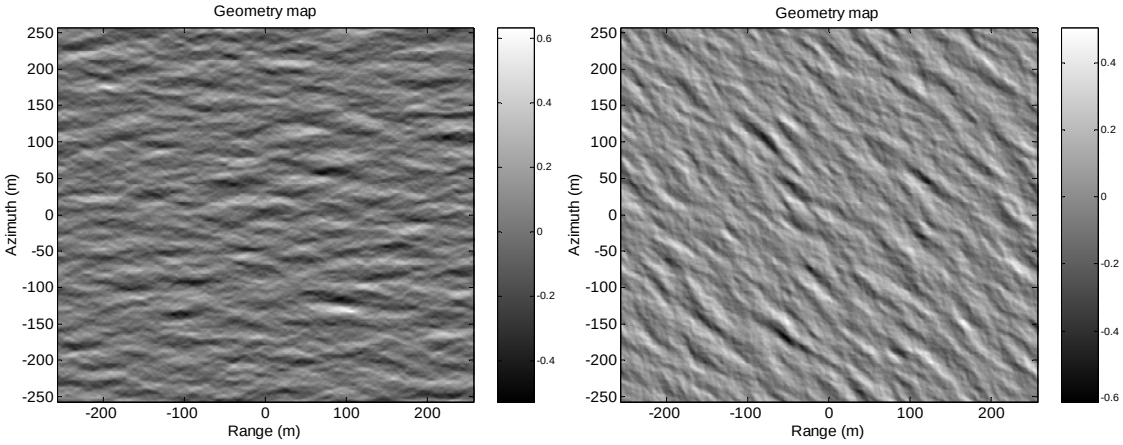
μ为张弛系数，反映了微尺度波生成和衰减的快慢。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

模拟过程可分为以下几步：1）按照离散间隔为$1\times1\,\mathrm{m}^2$，离散点数512×512采用线性过滤模型分别生成 5 m/s 风速，风向为 0^0 和 45^0 两种海表面，如图 3.24(a)和(b)所示；2） 借助半确定性面元散射模型分别计算两种海面上的面元散射系数分布，作为 SAR 成像模拟的原始数据，如图 3.24(c)和(d)所示；3）按照表 3.1 所示的模拟参数，根据（3-26）式以生成如图 3.24(e)和(f)所示对应两种风向海面 SAR 成像图。由于 SAR 系统特有的聚速调制效应，从模拟 SAR 图像中可以清楚地观察到具有明暗条纹规律的分布特征。相对与面元散射分布图，SAR 图像可以更加清楚地显示沿风向传播的波浪分布特征。

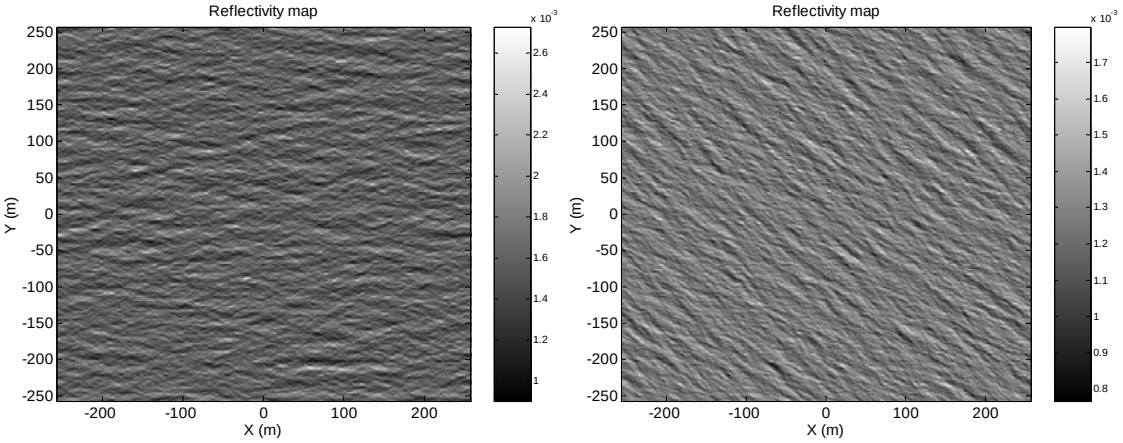
表 3.1　SAR 成像模拟参数

雷达参数	设定值	雷达参数	设定值
λ (m)	0.0375	极化方式	VV极化
θ_i (^{0})	60	ϕ_i (^{0})	0
θ_s (^{0})	60	ϕ_s (^{0})	180
ρ_a (m)	6.0	T (s)	0.18
R/V (s)	50	N_l	2



(a) $\varphi_w=0^0$

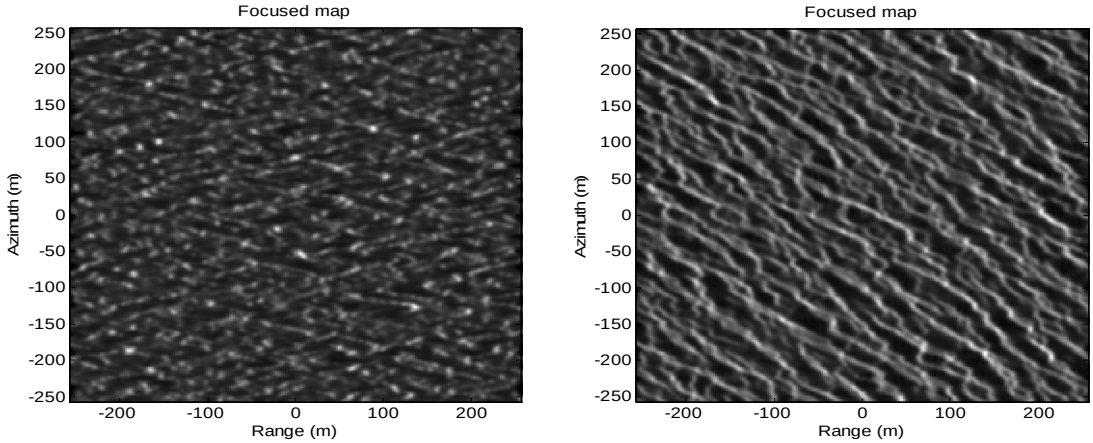
(b) $\varphi_w=45^0$



(c) $\varphi_w=0^0$

(d) $\varphi_w=45^0$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net



(e) φ_w=0^0　　(f) φ_w=45^0

图3.24 线性海面及其SAR成像模拟图：(a) 和 (b) 为5 m/s线性海面大尺度轮廓; (c) 和 (d) 为对应 (a) 和 (b) 的面元后向散射分布图，8 GHz, VV 极化，$\theta_i=\theta_s=60^0$，$\phi_i=0^0$; (e) 和 (f) 对应 (c) 和 (d) 面元散射分布处理后的SAR成像图。

3.6　本章小结

本章结合 Fuks 微扰理论和基尔霍夫模型建立了半确定性面元散射系数模型，并将其应用于海面 SAR 成像模拟。通过算例分析可以总结出以下几点规律：

1）不同极化条件下的散射系数对面元斜率变化的敏感度不同，其中，交叉极化要大于 HH 极化和 VV 极化，以 VV 极化最小。在交叉极化条件下，那些位于波峰且接近平行于雷达视线的大斜率面元将产生较大的回波值。因此，交叉极化因其对大斜率特征散射单元的敏感性，更加适合用来探测海表面的尖锐结构，如尾迹，台风风眼等；

2）单站条件下，VV 极化的散射系数要大于 HH 极化和交叉极化，其中以交叉极化值最小。而在某些双站条件下，如θ_i=40^0，ϕ_i=0^0，ϕ_s=45^0或θ_i=40^0，ϕ_i=0^0，ϕ_s=135^0时，将出现交叉极化值大于接近甚至大于同极化值的现象；

3）随着散射方位角从 0^0 增大至 180^0，两种同极化预估值将在其中某方位角达到最小值。其中，VV 极化的最小值对应的散射方位角将随入射角的增大而减小，而 HH 极化的最小值将固定对应于散射方位角为 90^0 时的接收点。并且，散射系数最小值出现的散射方位并不受风速的变化影响。

4）由于 SAR 系统特有的聚速调制效应，从模拟 SAR 图像中可以清楚地观察到具有明暗条纹规律的分布特征。相对与面元散射分布图，SAR 图像可以更加清楚地显示沿风向传播的波浪分布特征。

值得注意的是，在关于海面散射空间分布及均值水平的算例中，大尺度海面轮廓均是按照一定大小的面元来离散表示的，这就涉及到如何选定面元尺寸的讨论。在微波波段，海面散射贡献的面元化表示首先是基于这一假设，即认为面元之间的贡献是非相干的。Plant[253]认为，为了保证面元散射贡献之间的非相关性，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

面元的尺寸至少要保证在 10 倍的Bragg波长以上，另一方面，面元的尺寸又不能太大，以保证离散的小面元集能充分反映海浪的大尺度分布信息。通过计算发现，微波波段下，面元尺寸选择在 0.5×0.5 m^2 至 2.0×2. 0 m^2 范围内，对海面总散射系数的影响不大。

半确定性面元散射模型从本质上讲仍是基于线性海浪的假设，并认为大小尺度的波浪是线性叠加的，没有考虑大尺度波浪的非线性不对称性，以及大尺度波浪对骑行在其上的小尺度波浪的非线性调制作用。由于所计算的海面样本基于线性海浪模型生成，不具备类似实际海表面上的尖浪、碎浪及泡沫等结构特征，而这些尖锐结构恰恰对 HH 极化和交叉极化回波的贡献较大，因此本文模型的预估值普遍要略小于实测值，尤其表现在掠入射区。另外，本文模型亦不适用于风速很大的高海情条件，需考虑海浪非线性结构对模型进行进一步的修正。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第四章 毛细波相位修正面元散射模型与海面电磁散射场

4.1 引言

复反射函数（Complex reflection function）定义为目标在雷达接收方向的总回波场，可等效成镜面反射和漫反射共同作用的结果，并同时包含回波幅度和相位信息[252]。在描述动态海面电磁散射以及海面与其上目标耦合散射等问题时，仅有面元散射强度的分布特征是不够的，我们还需获得反映各面元相对位置或随时间变化相对运动等特征的相位信息。因此，在描述此类问题时，人们需要建立对应确定海面轮廓的散射场模型。建立粗糙面散射场模型一般是从散射幅度（scattering amplitude）的表达式出发，然后根据粗糙面的空间相关函数推导处理其积分项，最后得到复反射函数的解析表达式。不同散射模型根据近似方法不同往往给出不同形式的散射幅度表达式，最近法国学者Nougier等[90][91]总结分析了基尔霍夫，双尺度，以及加权曲率近似（WCA）等散射模型的散射幅度，并推导了考虑时间相关的复反射函数表达式，从而分析了线性及非线性海面的多普勒中心频率计展宽特性。另外，国内也有不少学者[114][115]基于二阶小斜率近似方法推导了复反射函数并应用到一维、二维非线性时变海面的多普勒研究中，但考虑到效率问题，相关报道限于L波段（1.2 GHz）左右。关于更高微波频段下二维海面的复反射函数的研究，目前相关文献仍然较少。本节将继续基于小面元散射的思想，进一步建立适合微波高频段下海面复反射函数的计算模型。

从已有文献上看，关于复反射函数的面元化模型大致基于如下两种思路：其一，基于半确定性思想先得到各个倾斜小面元的散射系数，并假设雷达分辨率内的各个小面元的相位互不相关，且服从$0\sim2\pi$均匀分布。Plant等[253][132]基于这种思路建立了面元复反射函数模型，并研究了确定性二维海面样本的散射场，进一步引入束缚波（bound wave）的概念解释和分析了HH极化大于VV极化的现象。 由于该模型能够给出确定海面轮廓的复反射函数，West等[254]在此基础上研究了具有破碎波结构的海面的散射场特征。这种相位假设的思想具有简单清晰的概念，且容易实现，因而在海杂波模拟方面也得到广泛的应用。其二，直接从适应于大曲率粗糙面的物理光学场积分表达式出发，基于双尺度复合表面的思想，在处理积分核内的相位项时，考虑大曲率表面的微起伏的影响，推导出毛细波相位修正（capillary wave modification）的物理光学场解析表达式，从而建立起面元复反射函数模型。West等[255][256]最早提出这种面元复反射函数的推导方法，并在此基础上建立了微粗糙面元散射模型（slightly-rough facet model），并成功应用于海面SAR成像模拟。考虑到中等入射角下，海面与电磁波的作用方式以毛细波的Bragg谐振为主，Franceschetti等[257]进一步将海面大尺度面元的微起伏简化成一组满足Bragg谐振条件的余弦波，进而大大简化了West面元模型的推导过程。 同样基于物理光

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

学场积分公式，Franceschetti等给出了更加简洁的面元复反射函数解析表达式，并利用该面元模型实现了二维海面SAR成像快速模拟。

受到以上两种思路的启发，本章将分别基于相对路径相位假设和简化毛细波表示的思想，建立适合微波高频段二维海面复反射函数计算的微粗糙面元散射模型。

4.2 基于相对路径相位假设的散射场模型

4.2.1 小面单元模型的物理描述

微波高频段下，海洋大尺度表面曲率往往要比电磁波波长大得多， 因而，我们可以将大尺度轮廓看作由无数多个有限面积的小平面组成。如图 4.1 所示，当入射电磁波照射到这些小平面上时，总的回波贡献将来自那些能将信号折回到接收方向的合适斜度的小面元。忽略各个小面元之间的散射贡献的相关性，则可将总场表示成这些小面元在接收方向的贡献的叠加。这种散射模式类似于将小面元描述为天线的再辐射贡献模式（re-radiation pattern），人们将此模式描述为小面单元模型[231]，并被广泛应用于地面环境散射机理的描述[258]。这种面元模型从概念上讲更加接近于镜面反射，而不是散射模型，但却常常被用来描述散射机理。我们正是基于这种面元模型的思想，将海洋大尺度表面假设成为合适尺寸的小面元，不同的是，在计及各个小面元散射贡献时，借助微扰法考虑了面元微结构与电磁波的Bragg散射贡献。

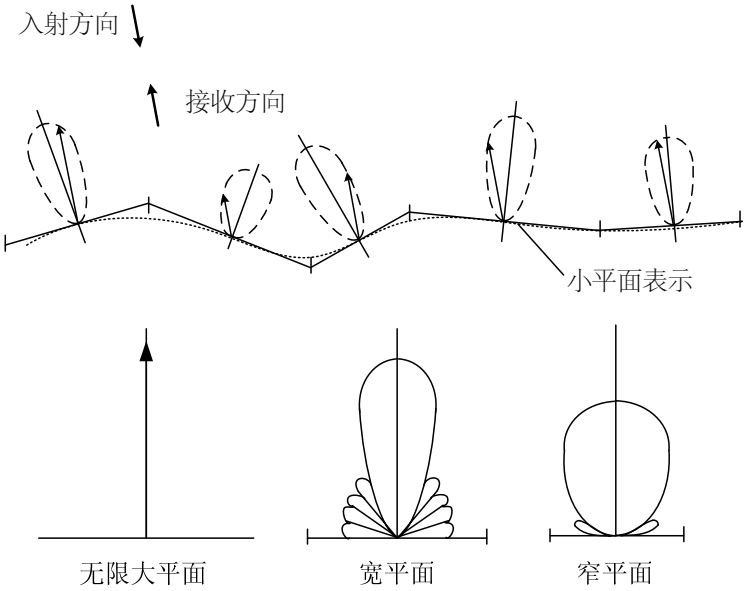


图 4.1 大尺度表面的小面元表示及再辐射示意图

4.2.2 基于相对路径延迟的相位假设

借助第三章所建立的半确定性面元散射模型，我们不难得到确定海面轮廓上各个面元的散射强度贡献。在此基础上，为了进一步得到各面元的复反射函数，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

根据Kozlov等[258]所描述的面元思想，我们对面元贡献的相位项作了初步的假设，即将面元贡献的相位项假设为由固定初始相位和相对路径延迟相位两部分组成。

假设二维海面模拟样本在 x 和 y 方向的长度分别为 L_x 和 L_y，面积为 $A = L_x L_y$，等间隔离散点数为 $M \times N$，面元尺寸为（$\Delta x \times \Delta y$），则总场可表示为如下形式，

$$\mathbf{E}_{PQ}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\left\{\frac{\exp(ikR)\delta(\cdot)}{R}\sqrt{\frac{\Delta x\Delta y}{4\pi}\left[\sigma_{PQ,mn}^{KAM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)+\sigma_{PQ,mn}^{TSPM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)\right]}\exp\left(-i\varphi_{mn}^{add}\right)\right\} \quad (4\text{-}1)$$

R 为距离向上雷达到海面中心的距离，$\sigma_{PQ,mn}^{KAM}$ 和 $\sigma_{PQ,mn}^{TSPM}$ 分别为每个面元所对应的两种散射机制的系数，根据公式(3-7)和（3-19），这里重写为

$$\sigma_{pq}^{KAM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = \frac{\pi k^2|\mathbf{q}|^2}{q_z^4}\left|\tilde{\mathbb{F}}_{pq}^{KAM}\right|^2 P(z_x^{\tan}, z_y^{\tan}) \quad (4\text{-}2)$$

$$\sigma_{PQ}^{TSPM}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = \frac{1}{2}\pi k^4|\varepsilon-1|^2\left|\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\right|^2\left[S_{\mathrm{E}}^{\text{capi}}(-\mathbf{q}_l)+S_{\mathrm{E}}^{\text{capi}}(\mathbf{q}_l)\right] \quad (4\text{-}3)$$

上式中极化项及其它变量的定义详见第三章。

另外，（4-1）式中相位项 φ_{ij}^{add} 可表示为

$$\varphi_{mn}^{add} = \Delta\varphi_{mn}^{\max}\zeta + \Delta\rho_{mn} \quad (4\text{-}4)$$

其中，$\xi \in [-1/2, 1/2]$，$\Delta\varphi_{mn}^{\max} = q_x\Delta x + q_y\Delta y + q_z\left(z_{x,mn}\Delta x + z_{y,mn}\Delta y\right)$ 表示面元内最大相位差，$\Delta\rho_{mn} = \mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_{mn}$ 为各面元相对位置引起的相位延迟，$\mathbf{r}_{mn}$ 为各面元相对于坐标原点的位置矢量。

若生成 N_s 个面积为 A 的海面几何模型作为样本集，每个样本对应不同的随机种子，这样，根据（4-1）式容易得到各个样本的所对应的散射场 $\mathbf{E}_{PQ,i_s}^{\text{scatt}}$。统计平均所有样本的计算结果，可以写出平均散射系数为，

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{N_s}\sum_{i_s=1}^{N_s}\left[4\pi\lim_{R\to\infty}\left(R^2\,\mathbf{E}_{PQ,i_s}^{\text{scatt}}\mathbf{E}_{PQ,i_s}^{\text{scatt}\,*}/A\right)\right] \quad (4\text{-}5)$$

我们将本节所描述的模型称为“相位修正面元模型（Phase-modified facet model, PMFM）”，利用该模型统计了 30 个基于不同随机种子所生成海面的Ku波段（14GHz）下的单双站平均散射系数，并与SASS-II数据[216]及SSA结果[247]进行了对比。这里海面的模拟参数为：$M = N = 256$，$\Delta x = \Delta y = 1\,\text{m}$，$u_{10} = 5\,\text{m/s}$，逆风（$\varphi_w = 180^0$）。图 4.2 给出了基于引入相位假设后的复反射函数统计的后向散射系数随入射角的变化曲线。图中可以看出统计平均后的散射系数与半确定性面元散射模型给出的系数均值水平保持一致，但由于相位项的影响呈现小幅的振荡。图 4.3 给出了对应 $\theta_i = 50^0$，$\varphi_i = \varphi_s = 0^0$ 条件下所统计的双站散射系数。可以看出，单个海面样本所得到的散射系数振荡幅度较大，经过 30 个样本统计平均后，散射系数曲线接近于SSA模拟结果。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

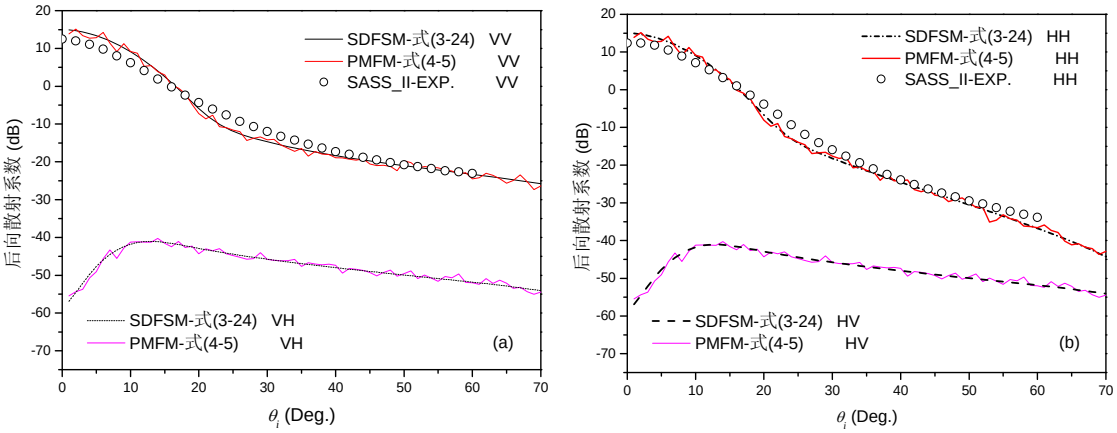


图 4.2 引入相对路径延迟相位假设后统计的后向散射系数， (a) VV 和 HV 极化；(b) HH 和 VH 极化

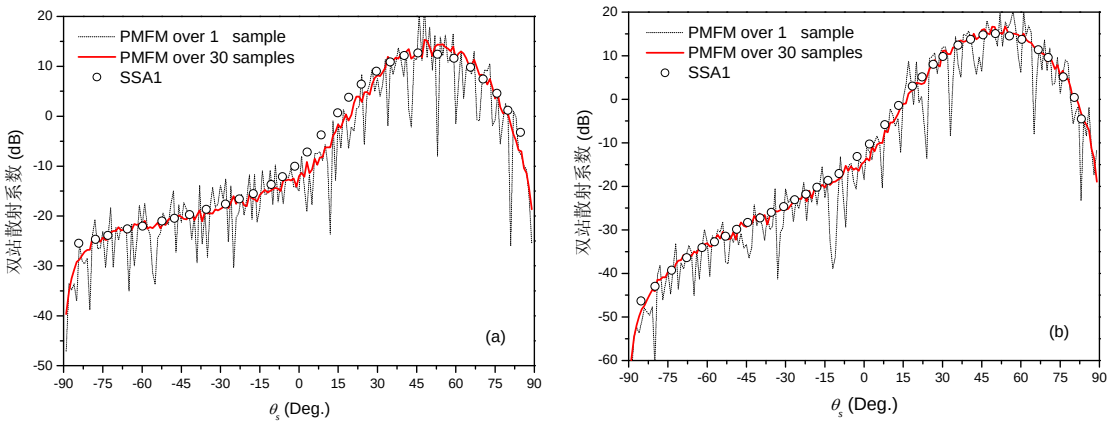


图 4.3 引入相对路径延迟相位假设后统计的双站散射系数，(a) VV 极化；(b) HH 极化

4.2.3 海杂波幅度的模拟与验证

传统的海杂波分析方法是从幅度分布和谱分布等方面入手，把杂波建成一种随机过程模型，如最初的正态分布以及后来的对数正态分布、Weibull分布、Rayleigh分布和K分布等[119]，并通过零记忆非线性变换法（ZMNL)[134] 或球不变随机过程（SIRP）[135]应用于雷达杂波建模。然而，利用这些模型来描述杂波的物理机制不是太明确，一方面出于数据的拟合和数学上的方便；另一方面只是对杂波的某种侧面特征的刻画。因此，直接从电磁波与海浪相互作用的物理机制出发，计算海面的散射回波，从而得到各种海况下的海杂波序列，不失为一种更切合实际的模拟方法。然而，常用的相干雷达所接收到的是一组复信号，它不仅仅包含幅度信息，还包括相位信息。实际上，在工程应用及分析中，在一个雷达分辨单元内，回波复信号的相位通常被假设为服从 0 到 2π 的均匀分布[127][253]。按照这种假设，要求把海面近似认为是由无数多个散射单元组成，总的回波强度则为所有来自各个单元回波贡献的总和。这种相位近似方法同样要求我们必须将散射贡献面元化，即要求我们的模型不仅仅给出总的散射系数，更重要的是能够反应各个散射面元

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

的单独贡献。正是基于这种假设和需求，我们基于半确定性面元散射系数模型给出了（4-1）至（4-4）式的相位假设方法。从实用角度上看，该方法适合用来模拟和分析微波高频段下的海杂波复信号的幅度特征。

下面我们将采用某研究所提供的 Ku 波段雷达测量系统的外场实测数据对相位修正面元模型的预估结果进行分析和验证。首先，图 4.4 分析不同极化条件下后向平均散射系数的均值水平，并通过与 VV 极化实测数据的对比验证了本文方法的有效性。其次，按照图 4.5 给出的流程图，我们不难得到不同条件下的海杂波时间序列。图 4.6 和图 4.7 分别给出了不同雷达信号通道、不同极化条件下的海杂波均值序列。模拟参数设定如下：海面参数为 $M=N=256$，$\Delta x=\Delta y=1\,\mathrm{m}$，$u_{10}=7\,\mathrm{m/s}$，逆风（$\varphi_w=180^0$）；入射条件为 Ku 波段，入射角 50^0（后向散射）；时间采样点为 1024，采样间隔为 0.02 s。为了验证模拟海杂波幅度分布的正确性，图 4.8 给出了 30^0 和 50^0 入射角和 VV 极化下，不同风速条件下模拟海杂波幅度的概率密度分布与实测统计分布的对比验证。从以上对比验证图中我们发现，相位修正面元模型的预估结果与该组实测结果吻合较好。

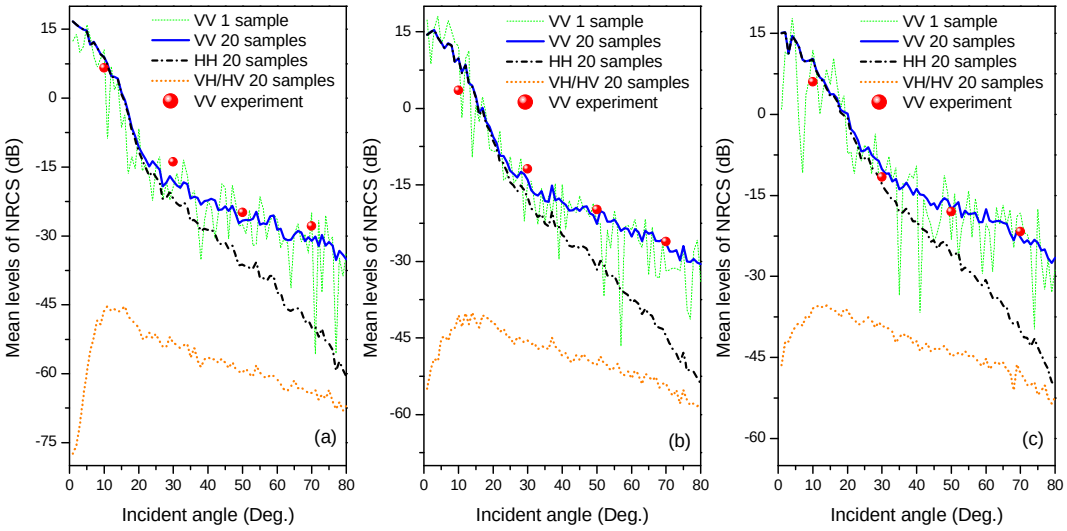


图 4.4 后向平均散射系数的均值与外场实测数据的对比

基于相对路径延迟的相位假设，使得我们可以简单地表示出对应确定海面几何样本的复反射函数。我们将本节给出的相位修正面元模型应用到静态海面上目标复合散射贡献的预估，其中包括目标复合海环境SAR成像模拟[182][184]，以及海上目标复合电磁散射模拟[259]，从而初步建立了微波高频段电大海场景带目标的RCS幅值水平的预估模型。从应用背景上看，这些模型可以提供不同海况及雷达参数下海面及其上目标的RCS总体幅值水平，对海上目标识别应用中的信号分析有一定的参考价值。但是，考虑到海环境下，无论是船类目标还是海表面本身，均具有非常复杂的时变特性。本节对复反射函数的相位项仅仅做了粗略的假设，然而，恰恰是这些相位项包含了海环境相对运动的时变特征，这就要求我们建立更加精

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

确的复反射函数模型。显然，基于相对路径延迟的相位假设并没有计及电磁波与粗糙表面微结构之间的相互作用对相位所产生的影响与贡献，因而这种假设方法常常应用于静态粗糙表面环境（如地面等）的散射预估。在分析动态海环境电磁散射时，我们发现，以上的相位假设并不足够精确以反映动态海环境电磁散射的时变特征，如多普勒谱等等。这就要求我们需对各面元复反射函数的相位项作更进一步的假设和表示，以考虑电磁波海洋微结构（毛细波等）之间的相互作用对相位项的影响。这一讨论将在 4.3 节中详细展开。

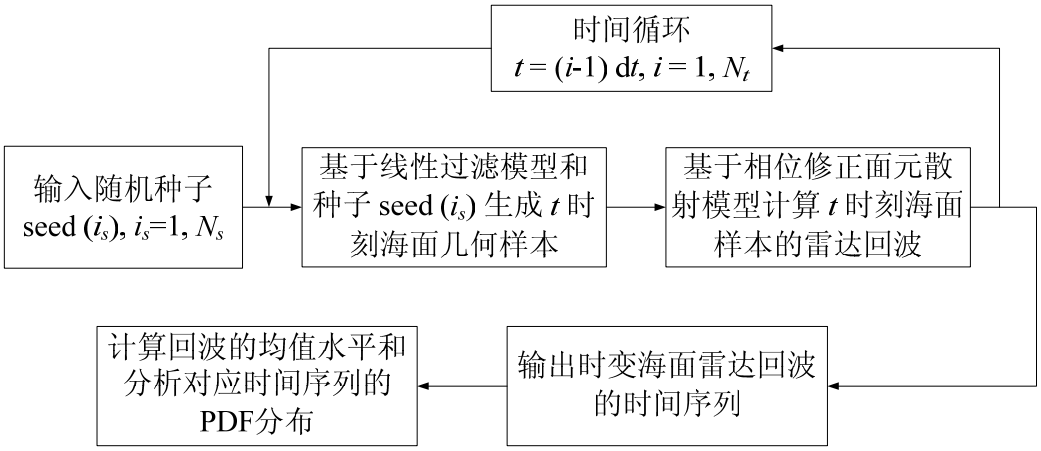


图 4.5 海杂波幅度序列模拟与分析流程图

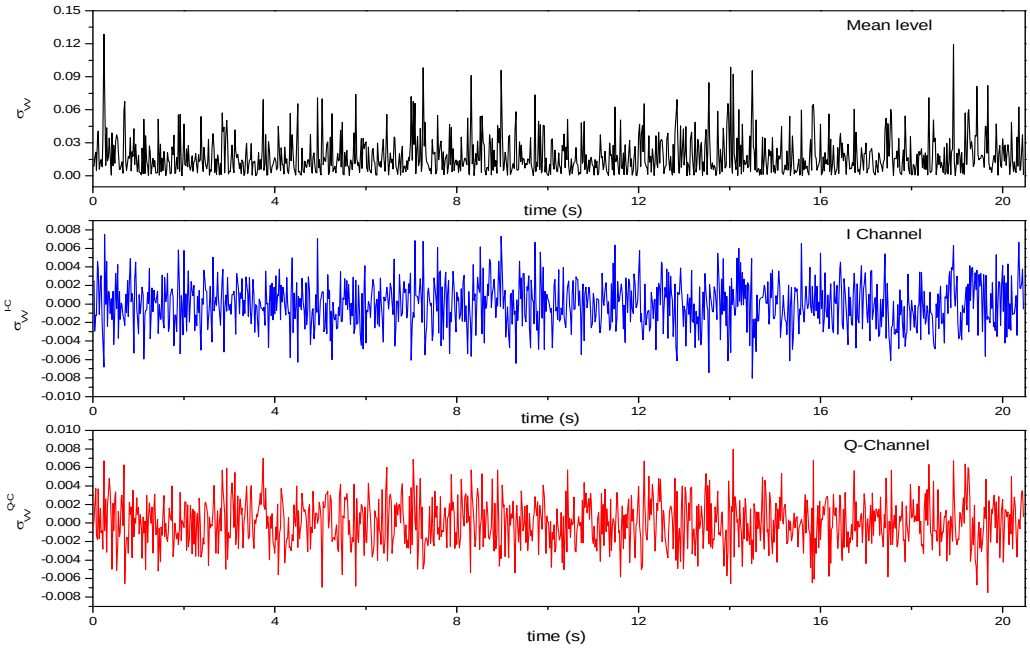


图 4.6 模拟海杂波幅度均值、I 通道及 Q 通道时间序列（VV 极化）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

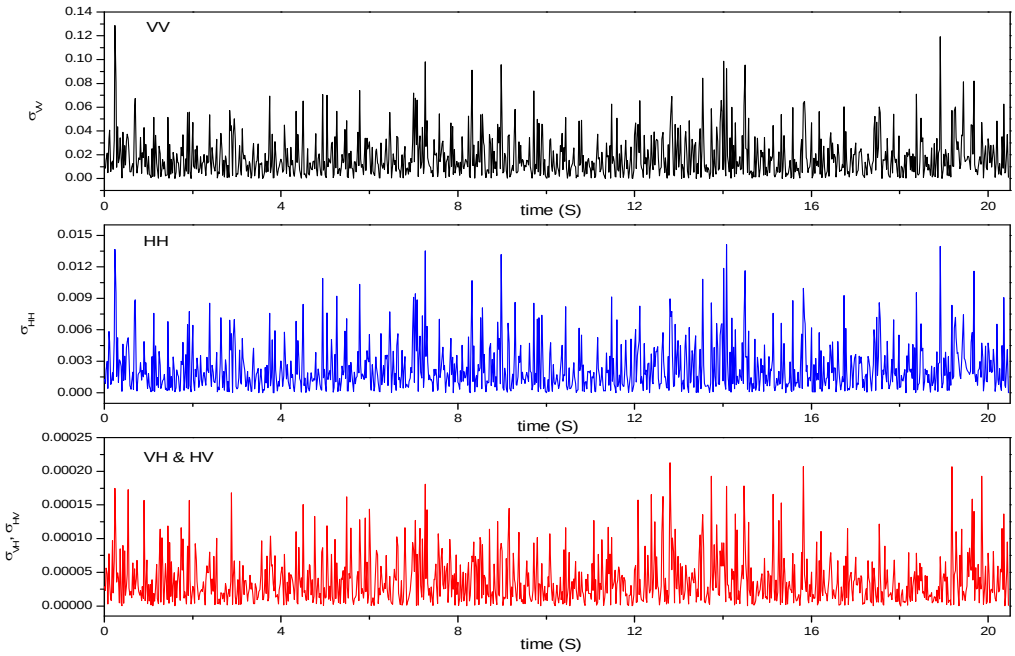
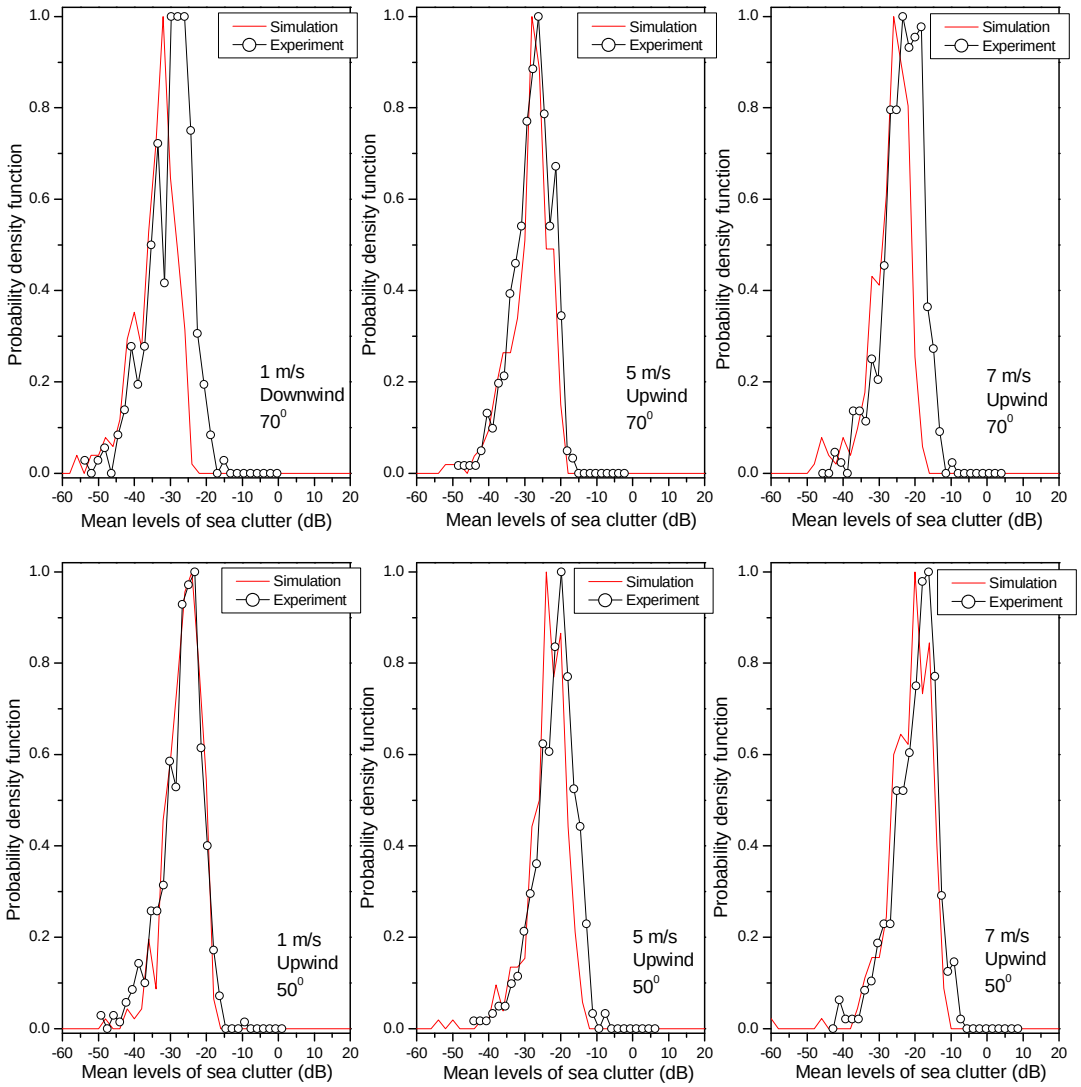


图 4.7 不同极化条件下的海杂波模拟时间序列



(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

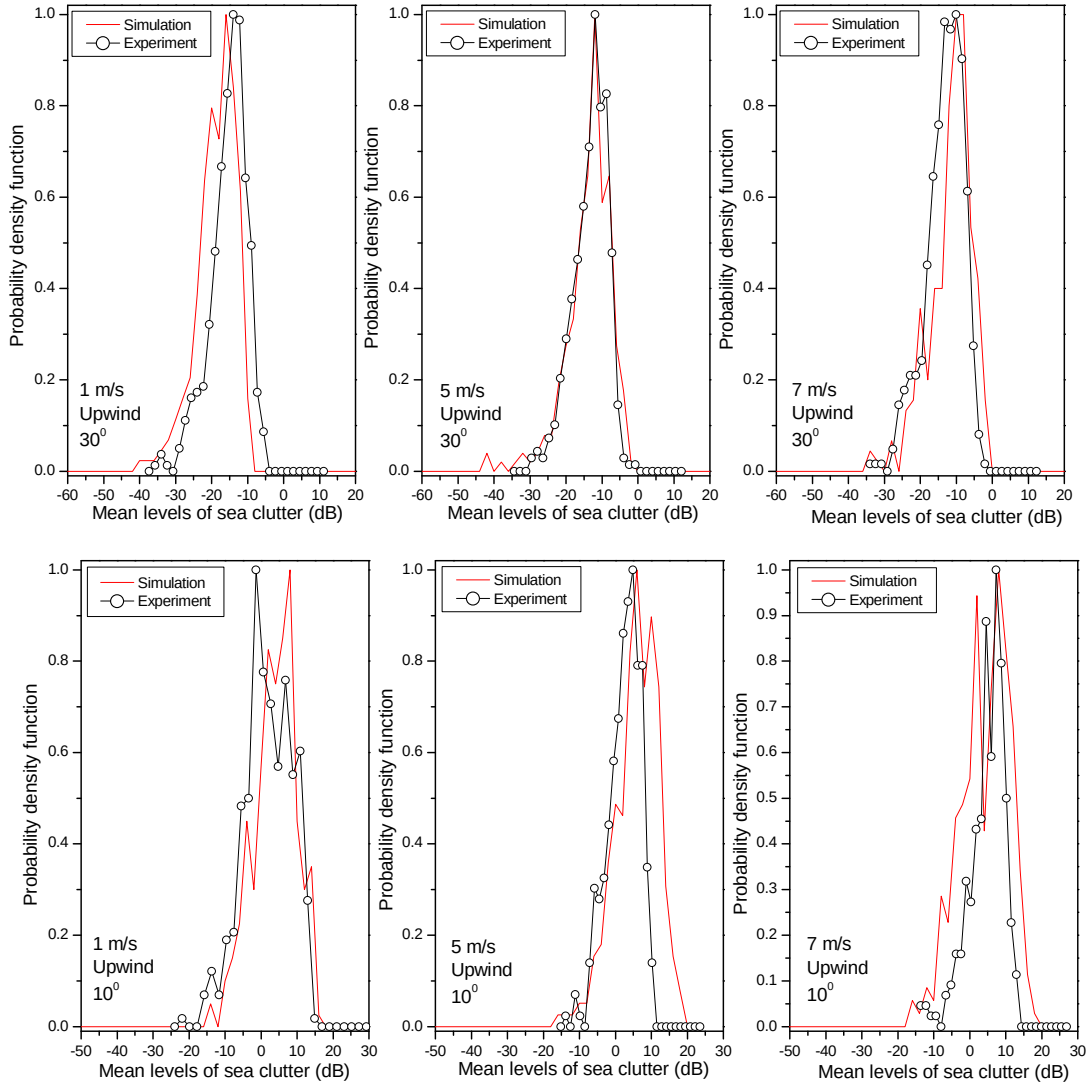


图 4.8 模拟海杂波幅度概率密度分布与实测统计分布的对比验证

4.3 毛细波相位修正面元散射模型

4.3.1 关于简化毛细波的假设

按照经典的复合表面假说，海浪可以看作由大尺度的重力波和小尺度的毛细波两部分组成。其中毛细波是风力与表面张力共同作用的结果，一般是指那些波长小于几厘米的海浪波成分，主要包括弱张力波和短重力波。在微波高频段，电磁波与这些毛细波所产生的 Bragg 谐振作用，将对雷达回波产生主要贡献。Bragg 谐振假说认为：

1） 虽然海表面由无数波浪成分组成，但探测雷达只对特定的波浪成分“感兴趣”，即那些空间波长满足谐振条件的毛细波成分；

2) 被探测到的毛细波成分将沿着雷达视向，且传播方向要么接近雷达，要么远离雷达。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

总而言之，那些沿着雷达探测方向并满足谐振条件的小尺度波成分对雷达接收器产生的贡献将占支配地位。这种散射机理被广泛接受并用来预估平静海况下的雷达回波。

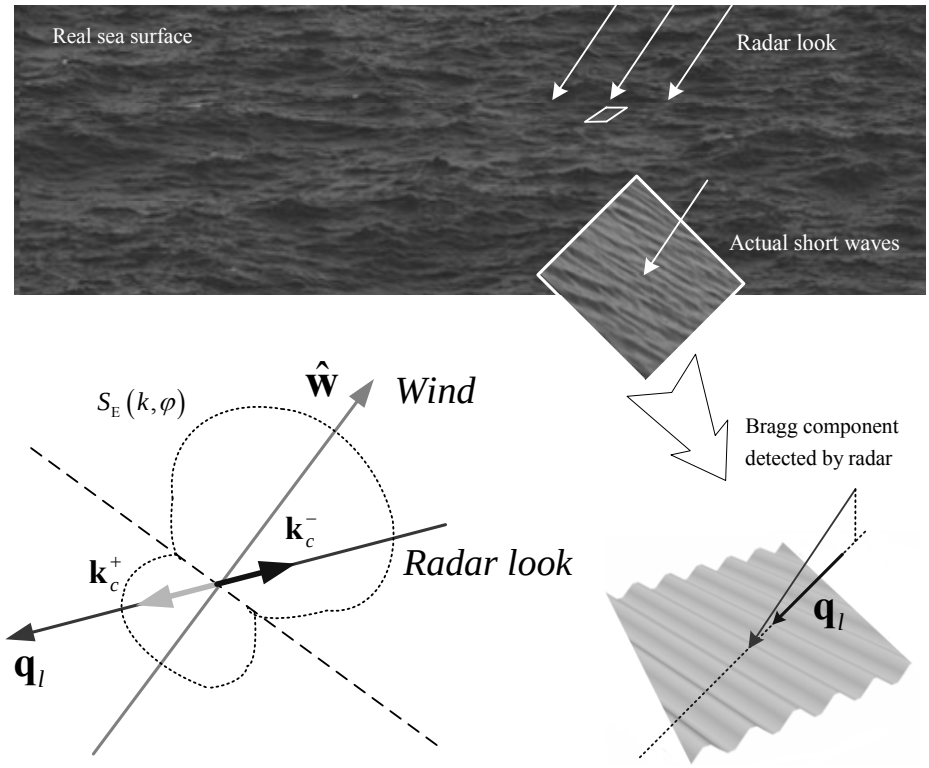


图 4.9 毛细波的简化表示方法

基于散射贡献面元化思想，我们仍然将海表面划分为无数多个小面元组成，不同于相对路径延迟的相位假设方法，在考虑相位项表示时，我们引入了小面元的微结构的影响，并提出了“简化毛细波表示”的思想[117]。如图 4.9 所示，当雷达发射波照射到真实海洋表面时，电磁波将与海表面上的微尺度结构发生Bragg谐振。如前面所述，既然雷达主要探测到那些沿其观测方向并满足Bragg谐振条件的毛细波成分，那么我们可以将这组成分简化成一组具有Bragg谐振波长的单色余弦波，即

$$\zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) = B(\mathbf{k}_c)\cos(\mathbf{k}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c - \omega_c t) \tag{4-6}$$

其中，$\mathbf{k}_c$ 为 Bragg 谐振毛细波成分的波数矢量，ω_c 为波数 k_c 对应的圆频率，满足（2-4）式给出的弥散关系。t 为时间因子。$B(\mathbf{k}_c)$ 为毛细波的幅度，$\boldsymbol{\rho}_c = (x_c, y_c)$ 为面元内微结构的位置坐标矢量。这样，叠加在斜率为 Z_x，Z_y 小面元上的微起伏高度在全局坐标系下可表示为

$$z^{\text{capi}} = \eta(\boldsymbol{\rho}_0, t) + \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) + Z_x x_c + Z_y y_c \tag{4-7}$$

$\eta(\boldsymbol{\rho}_0, t)$ 为大尺度面元中心的高度，可由第二章的海面模型生成，$\boldsymbol{\rho}_0 = (x_g, y_g)$ 为面元中心位置矢量。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

4.3.2 关于简化毛细波的幅度和方向

考虑到简化毛细波假设的应用，这里需要进一步对雷达所探测到的简化毛细波的方向和幅度做明确的定义。首先，由于雷达只对沿其视向传播的波成分“感兴趣”，这里可定义 Bragg 谐振毛细波成分的波数矢量$\mathbf{k}_c$ 沿着本地散射矢量$\mathbf{q}_l$。$\mathbf{q}_l=\left(q_{lx},q_{ly},q_{lz}\right)$为散射矢量$\mathbf{q}=k(\hat{\mathbf{k}}_s-\hat{\mathbf{k}}_i)$在倾斜小面元均值平面上的投影。考虑到那些远离和靠近雷达的毛细波成分均会产生贡献，不难理解，波数矢量$\mathbf{k}_c$将包含相对于投影$\mathbf{q}_l$正负两个方向的波数成分，即 $\mathbf{k}_c^+$和$\mathbf{k}_c^-$，如图 4.9 所示。 若将$\mathbf{q}$与面元法向矢量$\hat{\mathbf{n}}$的夹角标记为θ_q，则 Bragg 谐振波长可表示为$\lambda_c=\dfrac{2\pi}{|\mathbf{q}|\sin\theta_q}$。在全局坐标系下，Bragg 波数矢量$\mathbf{k}_c^{\pm}=\left(k_{cx}^{\pm},k_{cy}^{\pm}\right)$可表示为

$$k_{cx}^{\pm}=\pm 2\pi\big/[\lambda_c(q_{lx}^2+q_{ly}^2)\big/(q_l q_{ly})] \tag{4-8}$$

$$k_{cy}^{\pm}=\pm 2\pi\big/[\lambda_c(q_{lx}^2+q_{ly}^2)\big/(q_l q_{lx})] \tag{4-9}$$

其次，关于 Bragg 毛细波成分的幅度的定义，这里借助海浪能量谱的概念，将简化毛细波的幅度定义为其谐振波数$\mathbf{k}_c$在二维海浪谱中所对应的能量幅值，即$B(\mathbf{k}_c)=2\pi\sqrt{S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}(\mathbf{k}_c)/\Delta S}$，其中$\Delta S=\Delta x_g\Delta y_g$为大尺度小面元的尺寸大小，$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}$为毛细波谱。这里仍然需引入截断波数$k_{cut}$来划分大小尺度的波谱。即, 可将单边 ELH 谱按截断波数划分为大尺度重力波谱$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}$和小尺度毛细波谱$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}$两部分，

$$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}(\mathbf{k})=\begin{cases}0, & |\mathbf{k}|\ge k_{cut}\\ S_{\mathrm{E}}(\mathbf{k}), & |\mathbf{k}|\le k_{cut}\end{cases} \tag{4-10}$$

$$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}(\mathbf{k})=\begin{cases}S_{\mathrm{E}}(\mathbf{k}), & |\mathbf{k}|\ge k_{cut}\\ 0, & |\mathbf{k}|\le k_{cut}\end{cases} \tag{4-11}$$

其中，$S_{\mathrm{E}}(\mathbf{k})=\dfrac{1}{k}\Psi_{\mathrm{E}}(k)\Phi_{\mathrm{LH}}(k,\varphi-\varphi_w)$为第二章所描述的二维 ELH 谱，$\varphi_w$为风向角，定义为风向与$\hat{\mathbf{x}}_g$的夹角。这里截断的大尺度海谱$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}$将结合线性过滤模型被用来模拟二维海面的大尺度轮廓。

4.3.3 毛细波相位修正的解析形式推导

至此我们已经将简化毛细波的表示方法做了详细的定义和描述。下面我们将进一步基于简化毛细波假设结合 Fuks 所提出的微扰场表达式推导出任意倾斜的微粗糙小面元的复反射函数的解析表达形式。

根据第三章所给出的适合计算微粗糙介质边界的一阶微扰解公式，任意倾斜小面元的散射幅度可表示为，

$$\tilde{\mathbb{S}}_{PQ}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2}\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\iint\zeta(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}\,\mathrm{d}\mathbf{r} \tag{4-12}$$

这里，$\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}$表示全局坐标系下的极化因子，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbb{F}}_{VV} & \tilde{\mathbb{F}}_{VH} \\ \tilde{\mathbb{F}}_{HV} & \tilde{\mathbb{F}}_{HH} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{V}}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}_s & \hat{\mathbf{H}}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}_s \\ \hat{\mathbf{V}}_s \cdot \hat{\mathbf{h}}_s & \hat{\mathbf{H}}_s \cdot \hat{\mathbf{h}}_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbb{F}_{vv} & \mathbb{F}_{vh} \\ \mathbb{F}_{hv} & \mathbb{F}_{hh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{V}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i & \hat{\mathbf{V}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i \\ \hat{\mathbf{H}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i & \hat{\mathbf{H}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i \end{bmatrix} \tag{4-13}$$

在全局坐标系下，可将（4-12）式中的积分项表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(\cdot) &= \int_{\Delta S} \zeta(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \mathrm{d}\mathbf{r} \\ &= \int_{-\Delta x_g/2}^{\Delta x_g/2} \int_{-\Delta y_g/2}^{\Delta y_g/2} \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \frac{1}{n_z} \mathrm{d}x\mathrm{d}y \end{aligned} \tag{4-14}$$

其中，法向 $\hat{\mathbf{n}} = (n_x, n_y, n_z)$ ，如图 4.10 所示，微起伏表面相对其中心点 O' 的位置矢量 $\mathbf{r}_c = (\boldsymbol{\rho}_c, \zeta) = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$,其中 $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$ ， $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ 为微起伏表面相对于全局坐标系原点 O 的位置矢量。$\mathbf{r}_0$ 为微粗糙面元中心点 O' 相对于原点 O 的位置矢量，即 $\mathbf{r}_0 = (\boldsymbol{\rho}_0, \eta(\boldsymbol{\rho}_0, t))$， $\boldsymbol{\rho}_0 = (x_g, y_g)$。容易写出 $\boldsymbol{\rho}_c = (x_c, y_c) = (x - x_g, y - y_g)$。基于简化毛细波表示方法，小面元的微起伏高度可表示为 $z = z^{\text{capi}} = \eta(\boldsymbol{\rho}_0, t) + \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) + Z_x x_c + Z_y y_c$，于是，（4-14）式可写为

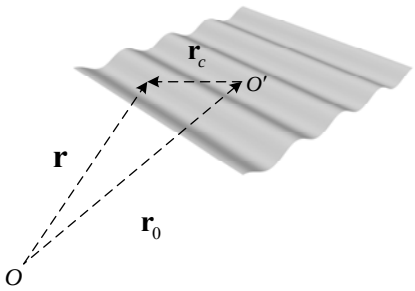


图 4.10 小面元位置矢量示意图

$$\mathbf{I}(\cdot) = \frac{1}{n_z} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0} \int_{-\Delta x_g/2}^{\Delta x_g/2} \int_{-\Delta y_g/2}^{\Delta y_g/2} \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) e^{-i\left[(q_x + q_z Z_x) x_c + (q_y + q_z Z_y) y_c\right]} e^{-iq_z \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t)} \mathrm{d}x_c \mathrm{d}y_c \tag{4-15}$$

从形式上看，上式属于积分核内同时包含余弦函数和指数函数的二重高振荡积分。关于一般形式的二重高振荡积分的求解同样是应用数学领域研究的热点和难点之一，由于（4-15）式中包含余弦函数这一特殊形式，从而降低了该积分的难度，下面将详细介绍笔者针对该积分的求解过程。

首先，借助欧拉公式， $\zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) = B(\mathbf{k}_c) \cos(\mathbf{k}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c - \omega_c t)$ 可写成指数形式

$$\zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) = \frac{B(\mathbf{k}_c)}{2} \left[e^{i(\mathbf{k}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c - \omega_c t)} + e^{-i(\mathbf{k}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c - \omega_c t)} \right] \tag{4-16}$$

替换掉（4-15）式中非指数项，则

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(\cdot) = \frac{B(\mathbf{k}_c)}{2n_z} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0} \int_{-\Delta x_g/2}^{\Delta x_g/2} \int_{-\Delta y_g/2}^{\Delta y_g/2} \Big\{ & e^{i\left[(k_{cx} - q_x - q_z Z_x) x_c + (k_{cy} - q_y - q_z Z_y) y_c\right]} e^{-i\omega_c t} + \\ & e^{-i\left[(k_{cx} + q_x + q_z Z_x) x_c + (k_{cy} + q_y + q_z Z_y) y_c\right]} e^{i\omega_c t} \Big\} e^{-iq_z \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t)} \mathrm{d}x_c \mathrm{d}y_c \end{aligned} \tag{4-17}$$

注意到上式含余弦表示的指数项 $e^{-iq_z \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t)}$ 正好可以用特殊函数展开，即

$$\begin{aligned} e^{-iq_z \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t)} &= e^{-iq_z B(\boldsymbol{k}_c) \cos(\boldsymbol{k}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c - \omega_c t)} \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n[q_z B(\boldsymbol{k}_c)] e^{in(k_{cx} x_c + k_{cy} y_c)} e^{-in\omega_c t} \end{aligned} \tag{4-18}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$J_n(\cdot)$表示n阶第一类贝塞尔函数。将上式带入到（4-17）式中，就可将积分项转化成了仅保留指数积分的形式，即

$$\mathbf{I}(\cdot)=\frac{B(\mathbf{k}_c)}{2n_z}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c)]\int_{-\Delta x_g/2}^{\Delta x_g/2}\int_{-\Delta y_g/2}^{\Delta y_g/2}\left\{e^{i\left\{[(1+n)k_{cx}-q_x-q_zZ_x]x_c+\left[(1+n)k_{cy}-q_y-q_zZ_y\right]y_c\right\}}e^{-i(1+n)\omega_c t}\right.$$

$$\left.+e^{-i\left\{[(1-n)k_{cx}+q_x+q_zZ_x]x_c+\left[(1-n)k_{cy}+q_y+q_zZ_y\right]y_c\right\}}e^{i(1-n)\omega_c t}\right\}\mathrm{d}x_c\mathrm{d}y_c \tag{4-19}$$

经过简单的积分和整理，我们可以得到如下解析形式，

$$\mathbf{I}(\cdot)=\frac{B(\mathbf{k}_c)\Delta S}{2n_z}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c)]\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c) \tag{4-20}$$

其中，

$$\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c)=e^{-i(1+n)\omega_c t}\operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta x_g}{2}\left[(1+n)k_{cx}-q_x-q_zZ_x\right]\right\}\cdot\operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta y_g}{2}\left[(1+n)k_{cy}-q_y-q_zZ_y\right]\right\}$$

$$+e^{i(1-n)\omega_c t}\operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta x_g}{2}\left[(1-n)k_{cx}+q_x+q_zZ_x\right]\right\}\cdot\operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta y_g}{2}\left[(1-n)k_{cy}+q_y+q_zZ_y\right]\right\} \tag{4-21}$$

至此，分别考虑正负方向的 Bragg 波成分的贡献，则小面元的散射幅度可表示为，

$$\tilde{\mathbb{S}}_{PQ}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)=\frac{k^2(1-\varepsilon)\Delta S}{8\pi n_z}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0}\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\left\{B(\mathbf{k}_c^+)\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c^+)]\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c^+)\right.$$

$$\left.+B(\mathbf{k}_c^-)\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c^-)]\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c^-)\right\} \tag{4-22}$$

4.3.4 简化小面元的散射场与验证

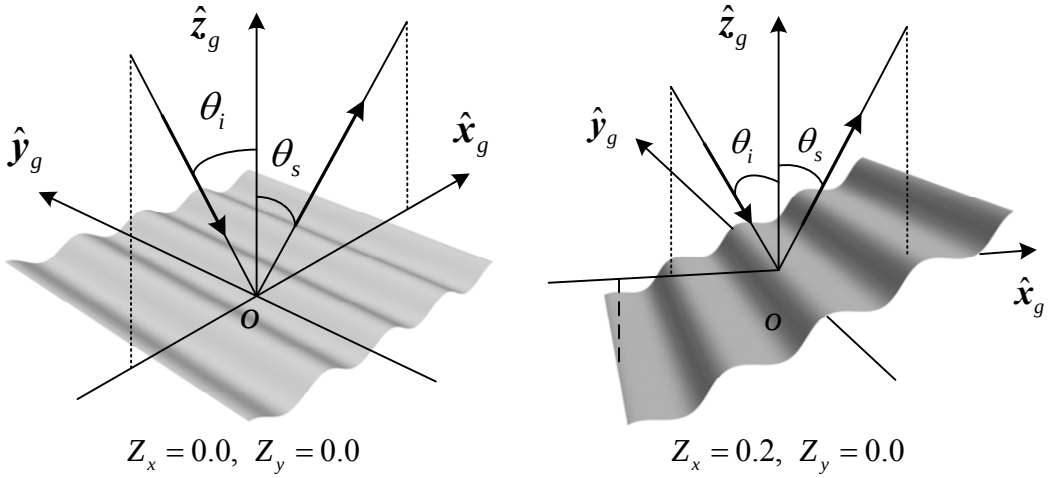


图 4.11 不同斜率的简化小面元散射示意图

为了验证积分解析结果（4-20）式的正确性，我们可以假设一组类似简化毛细波结构的单频余弦小面元，如图 4.11 所示，分别基于（4-23）式和矩量法（MoM）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

计算其散射贡献。图 4.12 和图 4.13 给出几组与 MoM 算法的 RCS 对比算例，所计算的面元大小分别为 $6\lambda\times6\lambda$ 和 $10\lambda\times10\lambda$。首先，假设所要计算的单频余弦介质边界的高度起伏只沿 $\hat{\mathbf{x}}_g$ 变化，即具有如下形式 $\zeta(x_g,y_g)=0.015\cos(2\pi x_g/\Lambda)+Z_x x_g+Z_y y_g$。假设空间波长正好满足后向散射 Bragg 谐振条件，即 $\Lambda=\lambda/(2\sin\theta_i)$。利用 MoM 计算时，需要对面元结构按 $\lambda/10$ 进行三角面元剖分，因而限制了 MoM 的计算能力。这里将相关计算参数设置为：入射频率 2.0 GHz；入射角 $\theta_i=30^0$，$\phi_i=0^0$；散射角 $\theta_s=(-90^0\sim90^0)$，$\phi_s=0^0$；余弦边界的介电常数为 (71.603, 50.657)。从图中的对比结果可以发现，从总体均值和变化趋势上看，(4.23)式与 MoM 的计算结果在除大散射角区域外误差基本不超过 3dB。由于本文方法没有考虑多次散射，边缘绕射等散射贡献，在大散射角区域的偏差是可以理解的。另外，从图中可以看出，VV 极化的计算值似乎要比 HH 极化值的精度要高。当面元斜率发生变化时，预估曲线的前向及后向的峰值点也随之变化，这是由于此时相对于面元均值平面，电磁波的入射角也发生了变化。

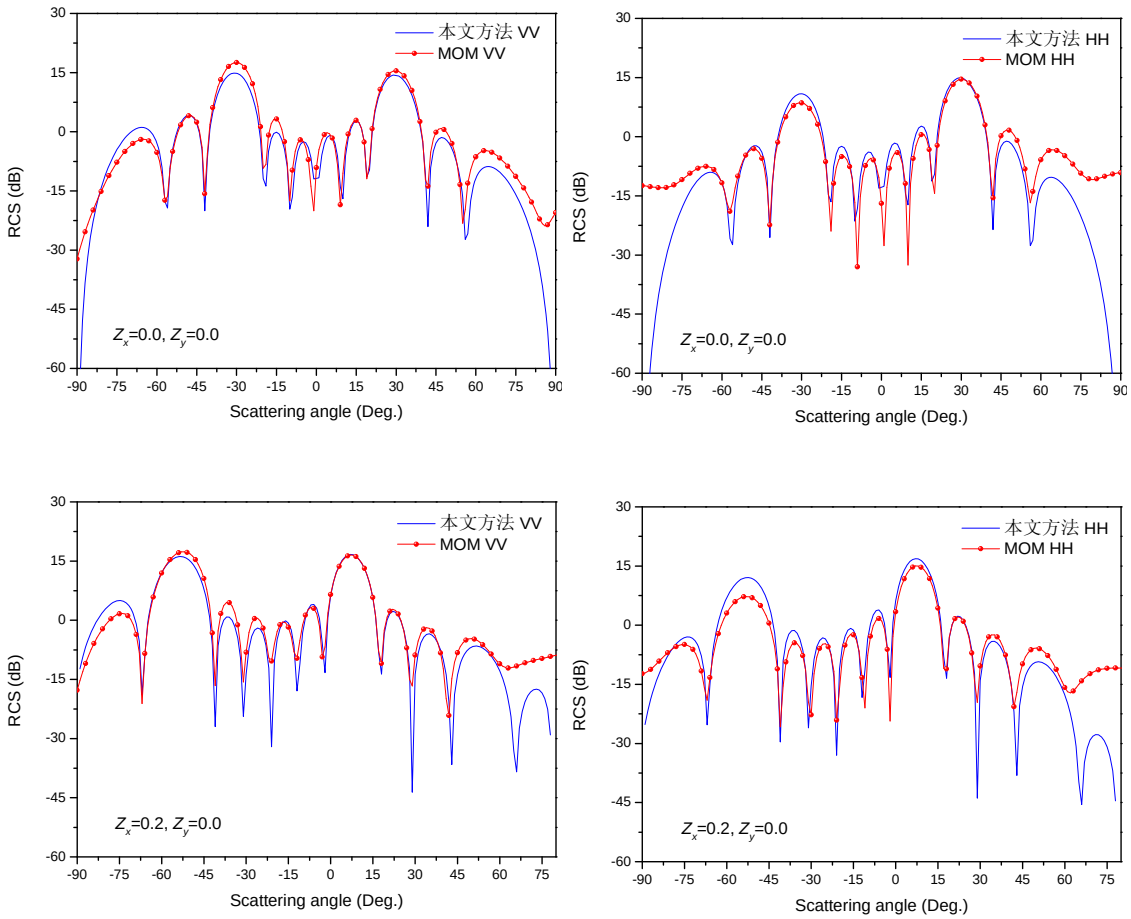


图 4.12 大小为 $6\lambda\times6\lambda$ 余弦小面元的散射验证

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

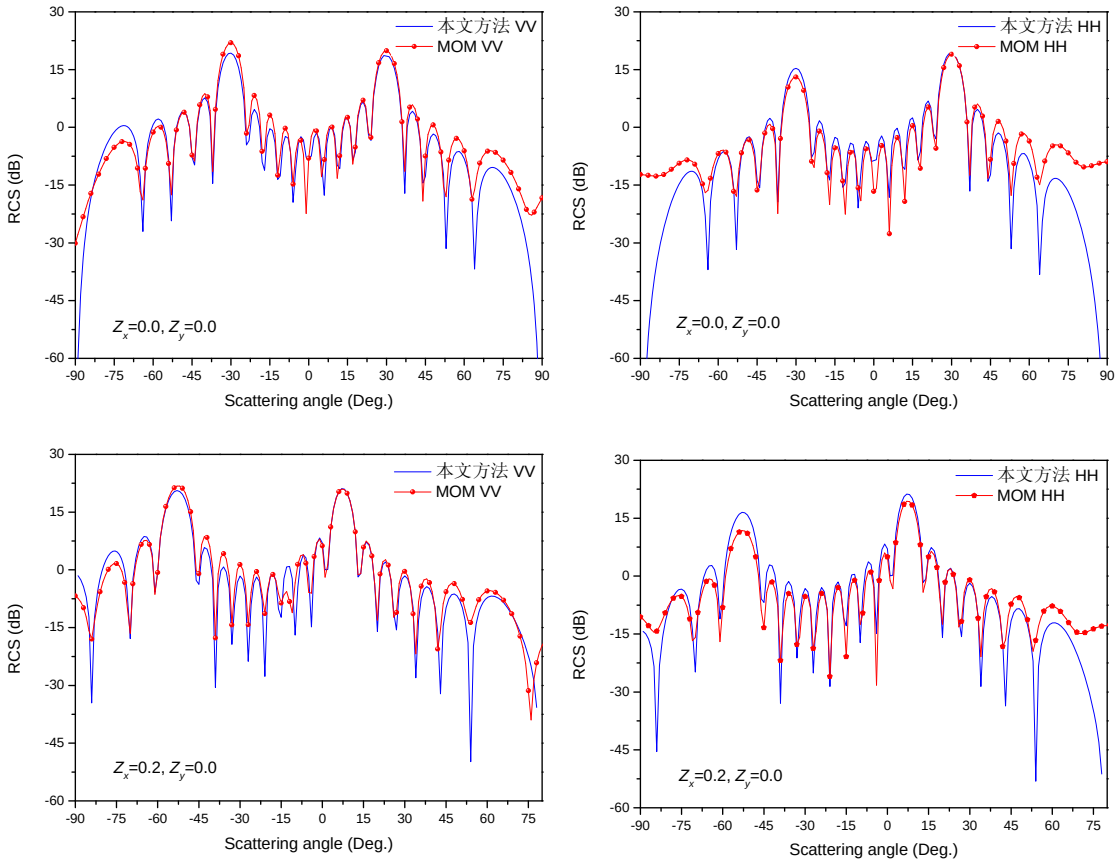


图 4.13 大小为$10\lambda\times10\lambda$余弦小面元的散射验证

4.3.5 海面总场模型的建立

由于对雷达回波产生主要贡献的 Bragg 毛细波包含沿雷达视向远离和靠近雷达传播的成分，根据（4-22）式所给出的解析形式，不难得到海面表面上单个简化双尺度小面元的复反射函数，

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{PQ}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) &= 2\pi\frac{e^{ikR}}{iR}\tilde{\mathbb{S}}_{PQ}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)\\ &= \frac{k^2(1-\varepsilon)\Delta S e^{ikR}}{4iRn_z}e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0}\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\left\{B(\mathbf{k}_c^+)\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c^+)]\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c^+)\right.\\ &\left.+B(\mathbf{k}_c^-)\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c^-)]\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c^-)\right\}\end{aligned} \tag{4-23}$$

假设二维海面模拟样本在 x_g 和 y_g 方向的长度分别为 L_x 和 L_y，面积为 $A=L_xL_y$，等间隔离散点数为 M 和 N，相邻两点间的距离分别为 Δx_g 和 Δy_g，忽略各小面元之间的多次散射作用，可以写出海面总散射场为

$$\mathbf{E}_{PQ}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t)=\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\mathbf{E}_{PQ,mn}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) \tag{4-24}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

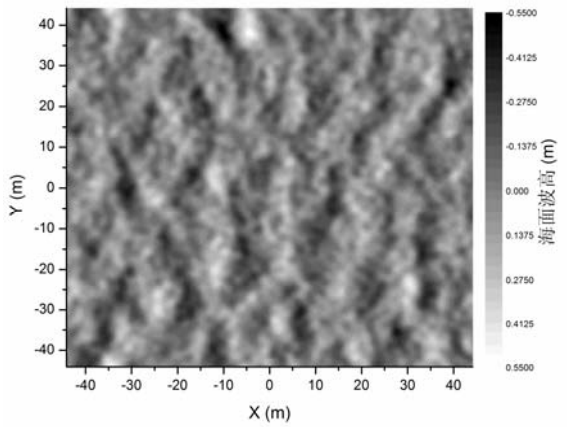
其中 $\mathbf{E}_{PQ,mn}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)$ 为 t 时刻海面样本第 mn 个小面元的复反射函数。令 $t=t_0$，则 t_0 时刻静态海面单个样本的散射系数可表示为，

$$\sigma_{PQ}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t_0)=\lim_{R\to\infty}\frac{4\pi R^2}{A}\left[\mathbf{E}_{PQ}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t_0)\mathbf{E}_{PQ}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t_0)^*\right] \tag{4-25}$$

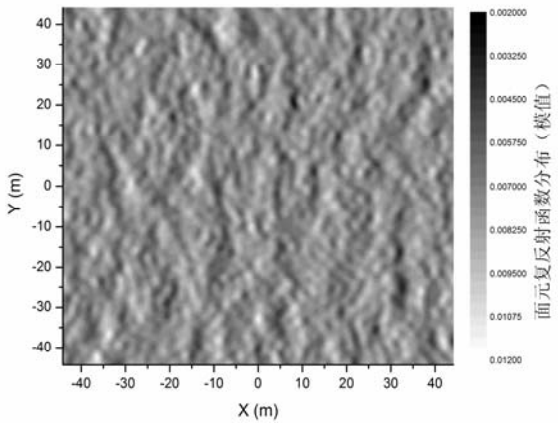
统计平均 N_s 个静态样本的平均散射系数为，

$$\bar{\sigma}_{PQ}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t_0)=\frac{1}{N_s}\sum_{i_s=1}^{N_s}\left\{4\pi\lim_{R\to\infty}\left[R^2\,\mathbf{E}_{PQ,i_s}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t_0)\mathbf{E}_{PQ,i_s}^{\text{scatt}\ *}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s,t_0)\big/A\right]\right\} \tag{4-26}$$

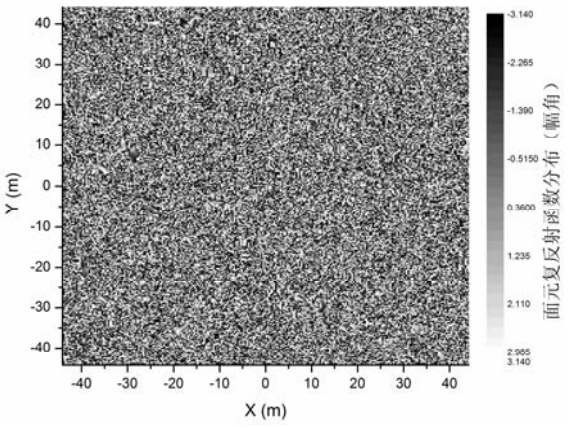
图 4.14 给出了采用毛细波相位修正面元模型所计算的二维海面的面元复反射函数分布，(a) 为二维海面大尺度高度分布（$M=N=256$，$\Delta x=\Delta y=0.346\,\text{m}$，$u_{10}=5\,\text{m/s}$，$\varphi_w=180^0$），(b) 和 (c) 分别为面元复反射函数的模值和幅角分布（入射频率 10GHz，VV 极化，$\theta_i=60^0$，$\phi_i=0^0$，后向散射）。其中，(b) 图清楚地显示了模值灰度分布与海面大尺度高度分布的纹理一致性，而 (c) 图的幅角分布特征则更加具有随机性。



(a) 海面高度分布



(b) 面元复反射函数模值分布



(c) 面元复反射函数幅角分布

图 4.14 二维海面及其面元复反射函数的模值和幅角分布

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

为进一步定量地分析不同极化条件下海面复反射函数模值的分布特征，图 4.15 和图 4.16 分别给出了C波段下（5 GHz）$\theta_i = 50^0$ 入射时二维海面和类尾迹结构的后向面元散射分布。这里海面的模拟风速为 $u_{10} = 8\ \mathrm{m/s}$，风向为 $\varphi_w = 180^0$。对应的类尾迹结构由Kelvin尾迹模型生成[260]，并设定船体长宽为 $120\ \mathrm{m} \times 20\ \mathrm{m}$，船速为 5 m/s，吃水深度为 4 m。海面及尾迹均按照 $M = N = 256$，$\Delta x = \Delta y = 0.7832\ \mathrm{m}$ 离散。注意到不同入射条件下我们选取得面元大小不尽相同，事实上在一定范围内面元尺寸的选取对平均散射系数的影响不大，一般只要保证面元大小为Bragg波长的 5 到 10 倍之间即可。关于大尺度面元尺寸的选取我们将在第五章中做详细讨论。我们发现，采用毛细波相位修正面元散射模型所计算的散射分布特征与第三章半确定性面元散射模型具有同样的规律。从图 4.15 中仍然可以看到，交叉极化条件下的散射空间分布特征失去如同极化条件下所体现的纹理特征，这是因为交叉极化只对那些接近平行于雷达视向分布的大斜率小面元敏感。这一点可以在图 4.16 所示的类尾迹结构的散射分布中得到更加明显地体现。注意到此时并未考虑尾迹表面微起伏的实际能量分布特征，而是仅仅将其能量分布简单地假设为 8 m/s风驱毛细波谱。这里的计算结果并不是真实尾迹的散射贡献，引入类尾迹结构计算的目的仅仅是为了分析海表面尖锐结构对不同极化条件雷达回波空间分布的影响。由于尾迹表面的横断波近乎垂直于雷达视向分布，其交叉极化值为零，而处于Kelvin臂上的那些大斜率面元恰恰会对交叉极化值产生主要贡献，因此，在交叉极化条件下，雷达将只能“看到”两条Kelvin臂。这一观察结论与文献[217]中给出的规律相一致，同时也再次说明了第三章半确定性面元散射模型的有效性。

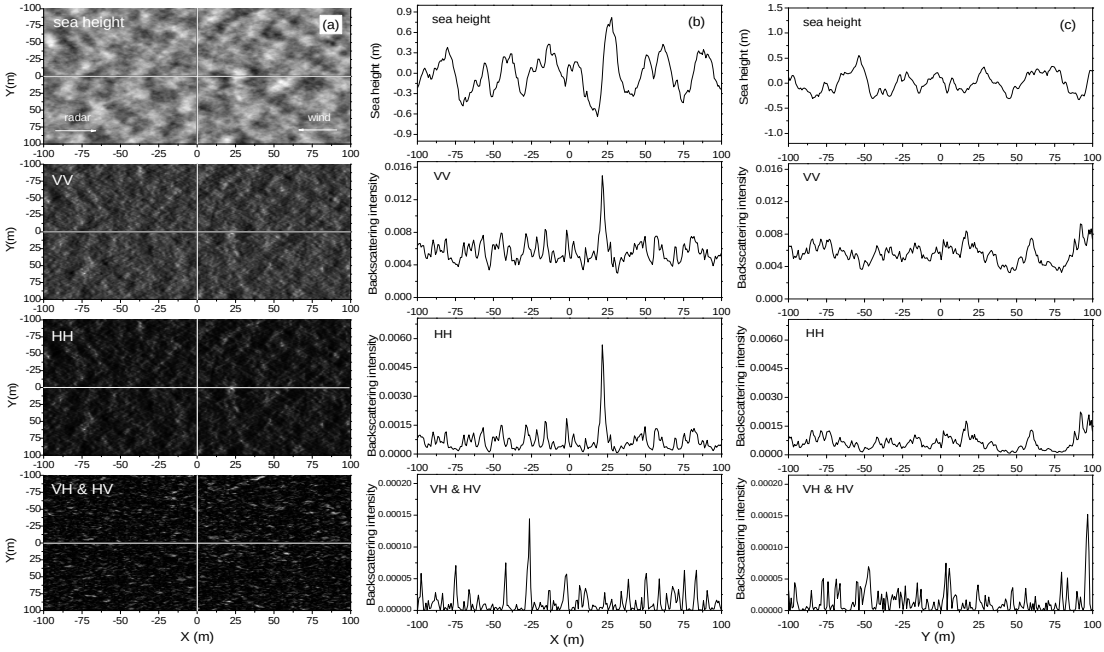


图 4.15 二维海面及其面元复反射函数模值分布: (a) 为海面轮廓及其对应的不同极化条件下的面元散射二维分布图。(b)和 (c)分别为沿 X=0 和 Y=0 对应(a)图所截取的一维分布图。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

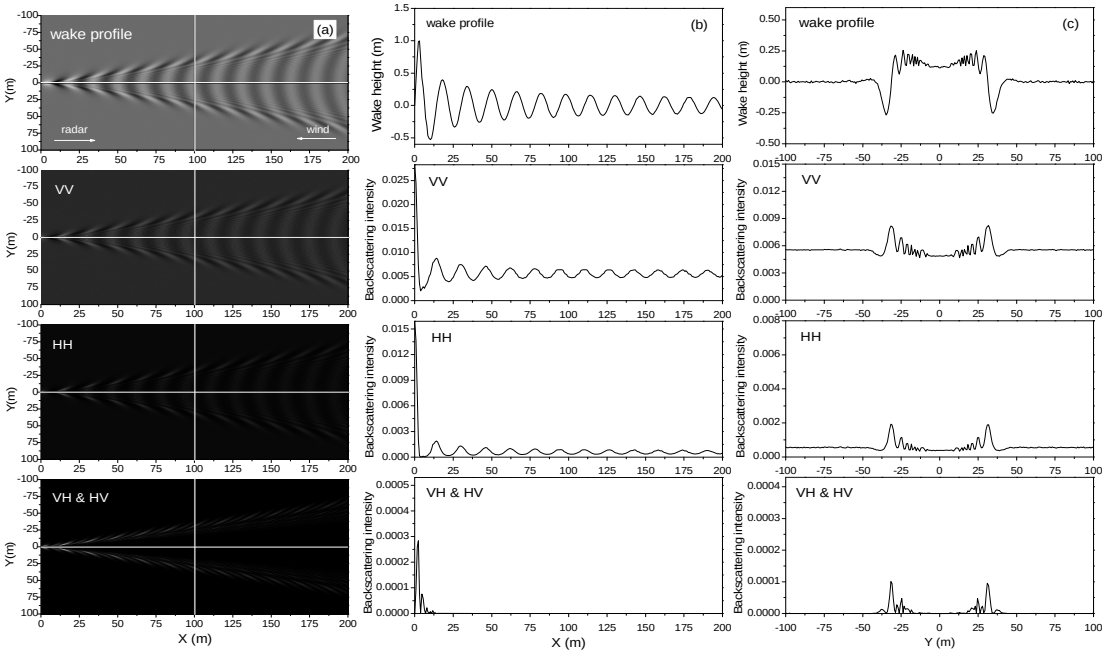


图 4.16 二维类尾迹表面及其面元复反射函数模值分布: (a) 为海面轮廓及其对应的不同极化条件下的面元散射二维分布图。(b)和 (c)分别为沿 X=0 和 Y=0 对应(a)图所截取的一维分布图。

4.4 二维海面的单双站散射系数

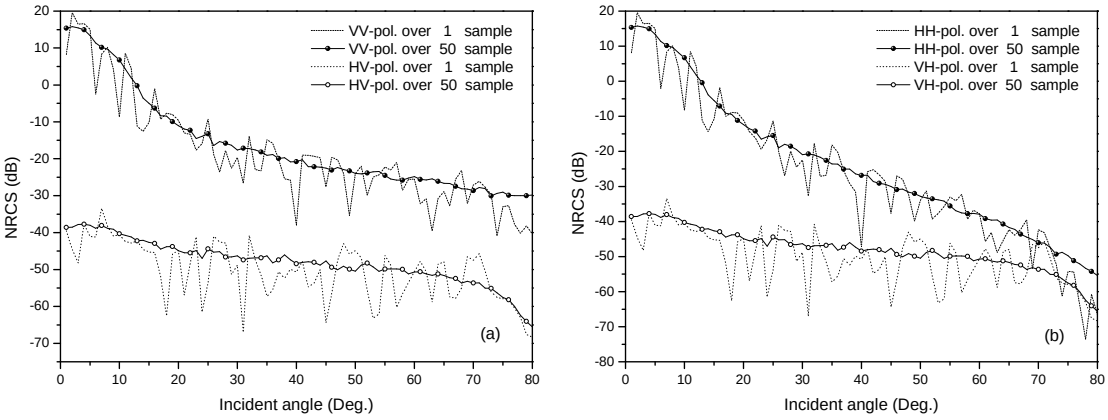


图 4.17 CWMFSM 模型计算的后向散射系数 （14GHz）

与第三章图 3.21 和图 3.22 的数值分析与验证算例类似，本节采用CWMFSM模型分布计算不同极化条件下的单站及双站散射系数，并采用一阶SSA计算结果[247]进行了对比验证。图 4.17 至图 4.19 所给出的平均散射系数均通过 50 个海面样本统计得到。二维海面样本均按照$M = N = 256$离散，风速为 5 m/s，逆风条件。注意到不同入射条件下我们选取得面元大小不尽相同，事实上在一定范围内面元尺寸的选取对平均散射系数的影响不大，一般只要保证面元大小为Bragg波长的 5 到 10 倍之间即可。由于CWMFSM模型并没有考虑用基尔霍夫模型计算镜像反射场的贡献，因此，图中在镜像区的预估值均是通过微调截断波数来获得，这里我们选取截断波数在$k/18$左右即可得到合理的结果。图 4.17 给出了CWMFSM模型计算的不同极化条件下后向散射系数随入射角的变化情况。虚线为单个海面样本

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

所统计的散射系数，实线为 50 个样本平均后的散射系数。图 4.18 (a) 给出了 θ_i=50^0， ϕ_i=0^0， ϕ_s=0^0 下的前后向散射平面内的散射系数随散射角的变化规律。可以看出同极化值将在镜像点 θ_s=50^0 左右将产生峰值，且本文模型预估曲线与SSA基本吻合。图 4.18(b)和(c)则分别给出了 ϕ_s=45^0 和 ϕ_s=135^0 散射平面内的散射系数随散射角的变化规律，计算结果同样与SSA预估结果基本一致。图 4.19 进一步讨论了双站散射系数随散射方位角的变化情况。同样，通过与一阶SSA结果的对比验证，发现本文模型预估值与SSA结果吻合一致。通过对比发现，本章所提出的CWMFSM模型同样在预估单双站散射系数方面表现良好。

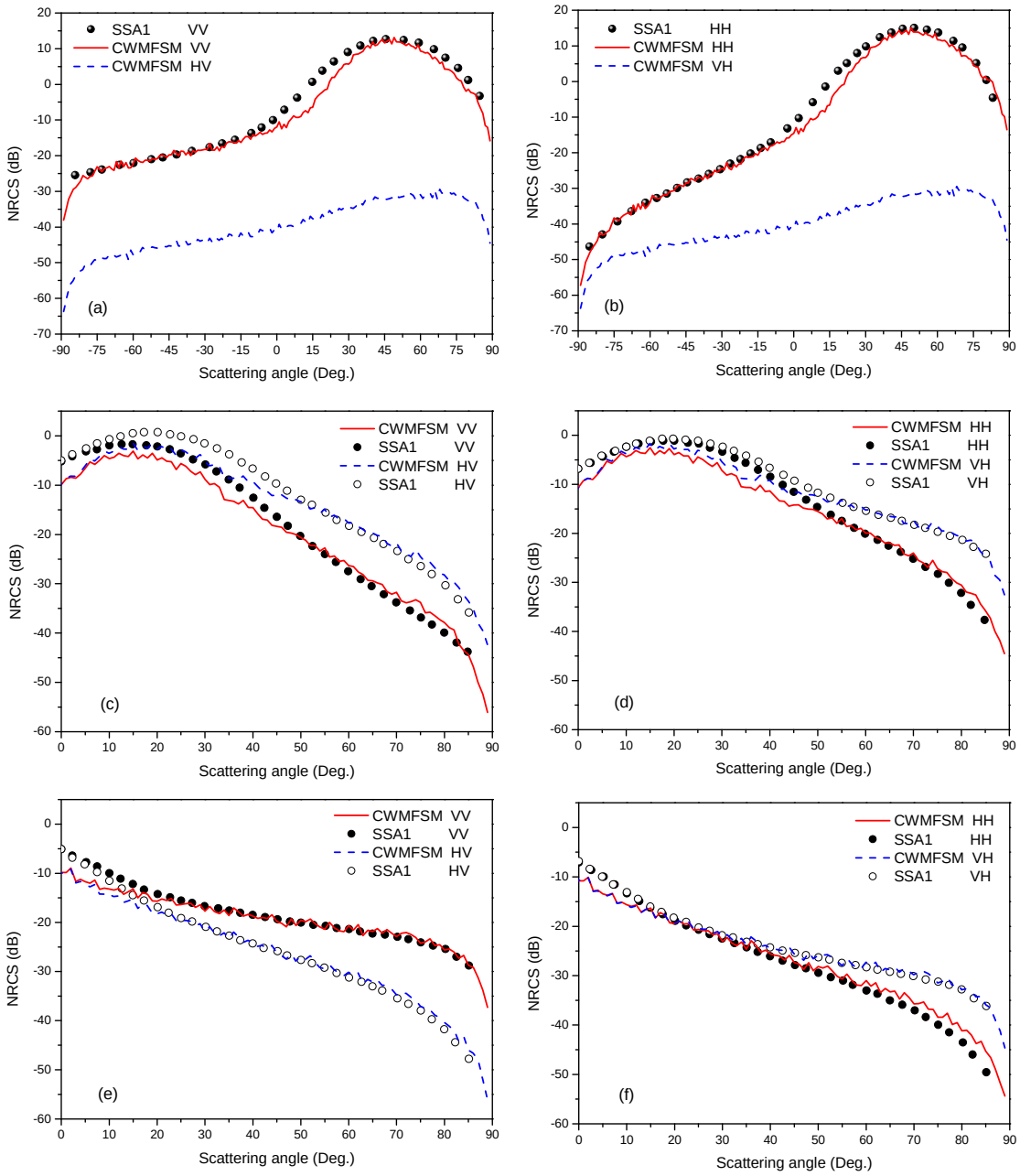


图 4.18 双站散射系数随散射角变化曲线（14GHz）: (a), (b) for $\theta_i = 50^0$， $\phi_i = \phi_s = 0^0$; (c), (d) for $\theta_i = 40^0$， $\phi_i = 0^0, \phi_s = 45^0$; (e), (f) for $\theta_i = 40^0$， $\phi_i = 0^0, \phi_s = 135^0$.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

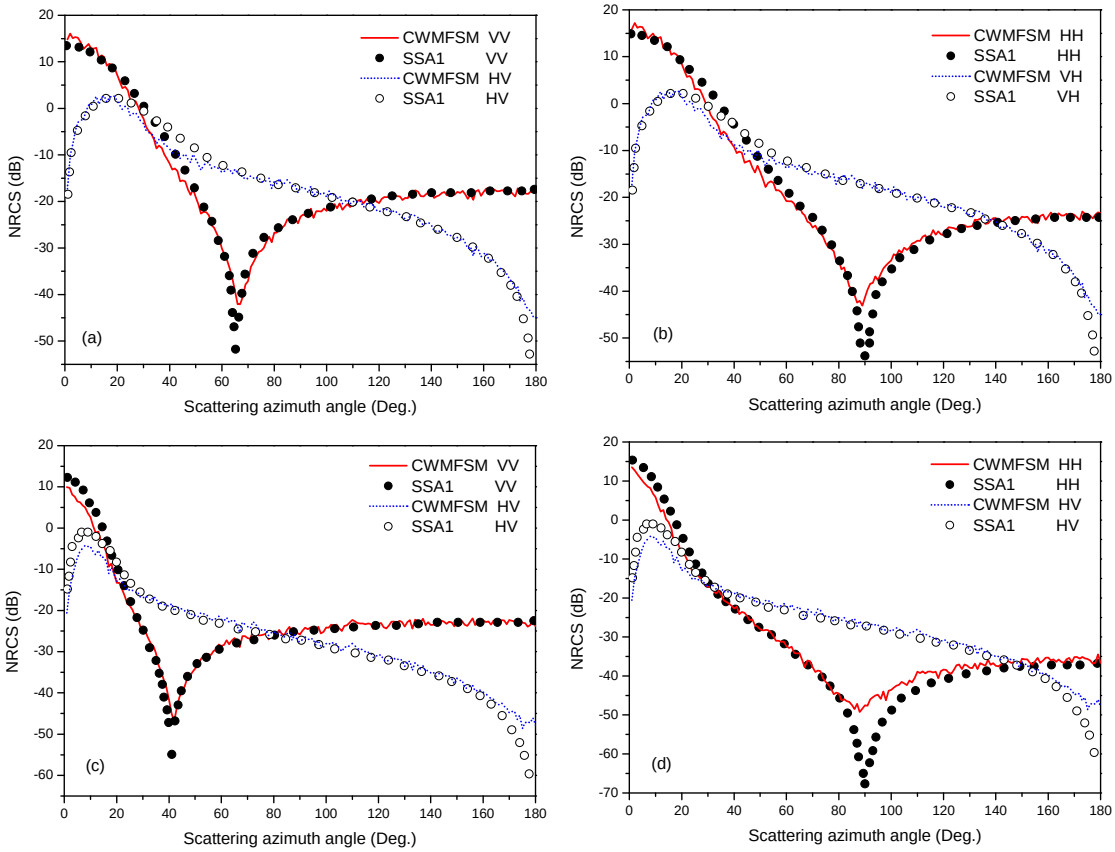


图 4.19　双站散射系数随散射方位角变化曲线（14GHz）: (a), (b) $\theta_i = \theta_s = 40^0$，$\phi_i = 0^0$; (c), (d) $\theta_i = \theta_s = 60^0, \phi_i = 0^0$.

4.5　本章小结

本章基于散射贡献面元化思想以及简化毛细波假设建立了毛细波相位修正面元散射模型。实现了微波高频段二维确定性海面样本的复反射函数的计算，并讨论了基于静态海面样本计算的复反射函数幅值和相位空间分布特征，分析了不同雷达参数和海况条件下的单双站统计平均散射系数。

CWMFSM 模型在以下几个方面还需进一步的修正和完善：1）模型是在标准微扰理论的基础上建立起来的，充分考虑了海面上倾斜 Bragg 散射单元对散射场的贡献。然而，对那些局部入射角在近垂直入射区的倾斜面元，基尔霍夫镜像反射场将占主导地位。本章算例中垂直入射区的预估结果是通过微调截断波数来获得的，其预估精度验证依赖于截断波数的选取。因此，为了将本文模型的适用范围扩展到近垂直入射区，需要根据基尔霍夫模型考虑各面元的镜像反射场对模型进行修正；2）由于模型本身基于线性双尺度复合表面的假设，并认为各大尺度面元上的毛细波 Bragg 成分均为自由波，实际上骑行在大尺度波上的毛细波分布并完全是自由传播的，例如，毛细波往往在波峰处密集，在波谷处稀疏，在波前出密集，在波后稀疏，这些特点均反映了实际海浪表面大小尺度波之间复杂的流体

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

力学相互作用，如何考虑大小尺度的非线性相互作用仍需进一步的研究工作；3）由于本文模型基于面元散射模型的框架，因此非常适合在各面元上加入其它非 Bragg 散射机制的贡献，如类似劈结构的破碎波、泡沫层等散射的贡献；4）面临高海情、掠入射等条件下的海面散射问题时，本文模型还需考虑大尺度面元之间的多次散射与多径效应的影响。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第五章 微波高频段海面雷达回波的多普勒谱模拟与分析

5.1 引言

海浪本身的运动导致雷达回波信号包含海浪与雷达的相对运动信息。人们对回波复信号进行谱估计，即可得到多普勒谱。海浪回波信号的多普勒谱包含了丰富的海况信息，如图 5.1 所示：多普勒谱一阶波峰与理论Bragg频移的偏差包含了海浪沿雷达视向的海流速度信息；正负频一阶波峰的幅度差包含了雷达视向与风向的夹角信息；二阶波峰及谱线宽度包含了风速及浪高信息。因此，充分理解多普勒谱特性对海洋遥感方面的应用和研究具有重要意义。早在二十世纪六七十年代，海杂波的多普勒谱特性就已经受到学者们的广泛研究[69][70][72][73][136]。当时人们通过HF波段雷达外海观测数据发现，多普勒谱的中心频率与Bragg谐振频率接近，因此有大量文献基于粗糙面散射理论给出了HF波段下多普勒频移随雷达参数的关系式。随着雷达技术的发展以及大量的实测数据的获得，人们发现，由于微波波段下海杂波本身存在大量的异常现象（由海浪破碎导致的尖峰等），使得多普勒谱中心频率和展宽对极化方式和入射条件均有很强的依赖性，尤其在微波高频段和掠入射条件下，多普勒谱具有十分复杂的特征[131-133]。这种不确定性所带来不便成为海洋微波遥感技术的瓶颈。遗憾的是，至今仍然没有一套完整的理论能够充分解释和正确预估微波段下海杂波的异常现象和多普勒谱特征，关于多普勒谱的模拟和分析仍然是国内外研究的热点。

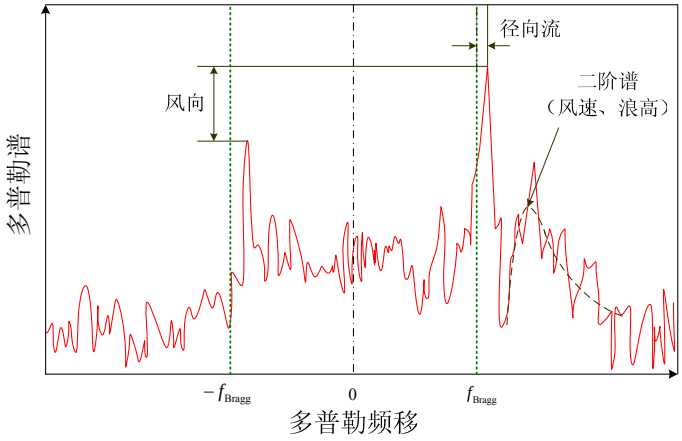


图 5.1 多普勒谱包含的海况信息

多普勒谱的预估模型同样可以分为统计（或半经验）模型和确定性模型两大类。所谓统计（或半经验）模型，即基于大量的实测数据分析和总结，借助被赋予物理意义的类高斯函数拟合实测多普勒谱线，从而建立具有一定适应范围的多普勒谱预估模型。关于统计模型比较著名的工作有 Lee 等[261]基于微波段掠入射条件下的实测数据所提出的多普勒谱拟合函数。Lee 等认为，掠入射条件下，影响多普勒谱谱线的散射机制大致可分为三种：一是那些普遍存在的，慢速的自由 Bragg 波与电磁波发生谐振所产生的贡献。由该贡献所产生的谱宽可由以 Bragg 毛细波

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

相速度为均值的 Gaussian 分布函数来拟合；二是那些偶尔发生的，存在时间短，快速的散射单元的散射贡献。这些“快散射单元（Fast scatterer）”通常伴随着尖浪和破碎波的产生，它们对多普勒谱的贡献可由以大尺度重力波相速度为均值的 Lorentzian 分布函数来拟合；三是那些具有中等运动速度的束缚 Bragg 波（Bound-Bragg-wave）的散射贡献，其对多普勒谱产生的影响可由 Voigtian 分布函数来拟合。另外，基于 Lee 等的思想，Walker[262]认为掠入射条件下的多普勒谱由 Bragg 散射，白冠散射和尖浪散射等三种散射机制产生，并基于类高斯函数拟合了多种条件下的实测多普勒谱谱线。以上统计模型的优点在于，在不失物理意义的前提下，只需输入雷达和海况参数即可得到多普勒谱预估谱线。虽然统计模型并未对应确定的时变海面机构，但在那些需要对多普勒谱中心频率和展宽进行快速预估的场合，具有很大的实用意义。

所谓确定性模型，即基于对确定海面样本进行散射计算以得到多普勒谱的模拟方法。这种模型首先采用海浪模型模拟生成的一组确定的时变海面几何样本，再借助电磁散射理论直接计算这些模拟样本的散射场，通过对散射场时间序列进行谱分析即得到多普勒谱。这类确定性分析方法对定量地理解多普勒谱的产生机制具有重要意义。由于多普勒谱的确定性模拟需重复计算大量的随时间变化的海面样本，受到计算效率的限制，早期的确定性模型大多基于一维海面的模拟，并借助数值加速算法[21][22][263]实现多样本的散射计算。这些模型模拟分析了海浪的非线性特征对多普勒谱的影响，并一致认为非线性在大入射角条件下将导致VV和HH频谱分离，且产生更大多普勒谱频移和展宽。Rino等[263]最早分析了一维Creamer非线性海面对多普勒谱的影响。Toporkov等[22]和Johnson等[21][25]借助数值加速方法实现了L波段下一维线性和非线性海面的多普勒谱模拟，并对比发现了线性和非线性多普勒谱的差异。另外，王运华等[115][140]基于尖浪模型和双尺度组合表面思想模拟生成一维时变海面，并借助二阶小斜率近似方法实现了L和C波段下确定性多普勒谱的模拟。考虑到二维情况，相关文献相对较少，其中Soriano等[23]基于小斜率积分方程法（small-slope integral equation, SSIE）研究了二维Creamer(2)非线性海面的多普勒谱，并实现了不同风速和风向条件下多普勒的模拟。徐小剑等[114]利用二阶小斜率方法分析了二维线性和非线性海面的多普勒谱特性，并指出二维条件下，非线性对掠入射条件下多普勒谱的影响不如Toporkov等所报道的一维条件下的影响明显。可以看出，拓展到二维情况下，由于计算量远比一维大，受到剖分间隔和计算效率的限制，所报道的模型最高实现了L波段（1.2GHz）下多普勒谱的模拟。关于更高微波波段下确定性多普勒谱的模拟和分析，目前仅限于法国学者Nouguier等的研究工作[90][91]。基于不同解析方法的框架，他们总结和推导了多普勒谱中心频率和谱宽的表达式，并借助尖浪模型和加权曲率近似（weighted curvature

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

approximation, WCA）实现了X波段非线性多普勒谱的模拟。关于更高微波波段下确定性多普勒谱的模拟仍需要大量的研究工作。

基于第四章所提出的毛细波相位修正面元散射模型（CWMFSM），本章考虑将其应用于二维线性时变海面散射场的计算，以实现微波高频段（X 波段）下确定性多普勒谱的模拟。通过算例定量分析和讨论了倾斜 Bragg 散射贡献对不同雷达参数及海况条件下多普勒谱所产生的影响。本章的主要贡献可分成两个方面：其一，总结讨论了海谱的双尺度划分方法以及大尺度面元尺寸的选取对多普勒的影响；其二，实现了微波高频段二维时变海面的确定性多普勒谱模拟，定量分析了倾斜 Bragg 散射对多普勒产生的频移和展宽。

5.2 CWMFSM 时变散射模型的建立

5.2.1 重力波谱与毛细波谱的划分

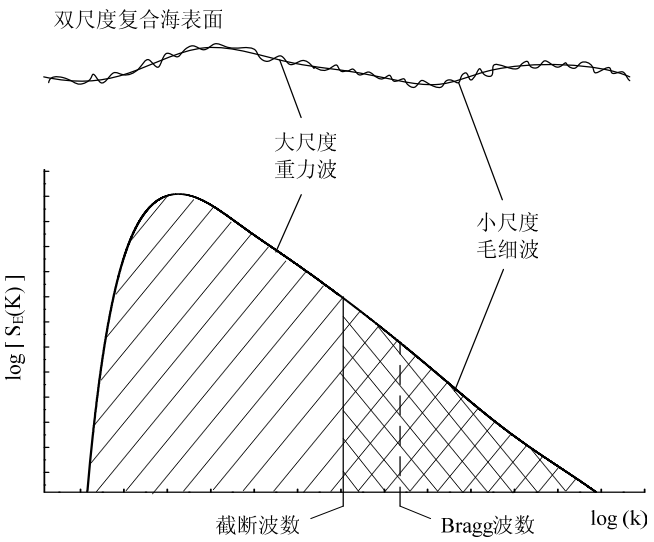


图 5.2 海谱的双尺度划分示意图

按照双尺度复合表面理论，忽略大小尺度波的非线性相互作用，将海表面看成由大尺度光滑表面和叠加在其上面的小尺度微起伏组成。大尺度表面需借助海谱的低频部分来描述，同理，小尺度微起伏则要通过海谱高频部分来描述。这样，我们就必须引入截断波数(Cut-off wave number) k_{cut} 来划分大小尺度的波谱。如图 5.2 所示, 可将 ELH 谱按截断波数划分为大尺度重力波谱 $S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}$ 和小尺度毛细波谱 $S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}$ 两部分，

$$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{grav}}(\mathbf{k})=\begin{cases}0, & |\mathbf{k}|\geq k_{cut}\\ S_{\mathrm{E}}(\mathbf{k}), & |\mathbf{k}|\leq k_{cut}\end{cases} \tag{5-1}$$

$$S_{\mathrm{E}}^{\mathrm{capi}}(\mathbf{k})=\begin{cases}S_{\mathrm{E}}(\mathbf{k}), & |\mathbf{k}|\geq k_{cut}\\ 0, & |\mathbf{k}|\leq k_{cut}\end{cases} \tag{5-2}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

其中，$S_{\mathrm{E}}(\mathbf{k})=\frac{1}{k}\Psi_{\mathrm{E}}(k)\Phi_{\mathrm{LH}}(k,\varphi-\varphi_w)$为第二章所描述的二维 ELH 谱，$\varphi_w$为风向角。

事实上，在前面的章节中曾多次用到大小尺度海谱及截断波数的概念，这里将着重讨论关于截断波数的选取方法。关于两种尺度的划分标准已有大量文献讨论过，其中较为详细的有[76][77][264]。

首先，根据 Bragg 理论的适用条件，要求

$$<\zeta^2>^{1/2} k\cos\theta_i >> 1 \tag{5-3}$$

$<\zeta^2>$为小尺度起伏的均方高度。Hasselmann 给出其与截断波数的关系式，

$$<\zeta^2>=\frac{\alpha_p}{4k_{cut}} \tag{5-4}$$

其中，α_p为大尺度广义平衡参数，第二章中对其有明确定义。结合（5-3）和（5-4）式，我们可以得出，

$$k_{cut} >> \frac{1}{2}\sqrt{\alpha_p}k\cos\theta_i \tag{5-5}$$

另外，大尺度轮廓的切平面近似，要求k_{cut}要远小于 Bragg 波数，即

$$k_{cut} << k_b = 2k\sin\theta_i \tag{5-6}$$

这样，要求截断波数的取值范围为，

$$\frac{1}{2}\sqrt{\alpha_p}k\cos\theta_i << k_{cut} << 2k\sin\theta_i \tag{5-7}$$

上式同样可写成 Bragg 波数的表示形式，

$$\frac{1}{4}\sqrt{\alpha_p}k_b\cot\theta_i << k_{cut} << k_b \tag{5-8}$$

Hasselmann指出，取$k_{cut}=k/5$即可保证在大多数入射条件下满足（5-7）式。我们发现，基于（5-7）式给出的取值范围事实上可以有很大的选择空间，且在该范围内的截断波数的变化实际上对电磁散射系数的计算值影响不大。同样的结论在文献[253][254]中也指出过。虽然如此，当考虑多普勒谱模拟时，我们发现在近垂直入射区，截断波数的选取对多普勒谱的模拟结果还是有一定影响的。本章我们将根据Bragg波数来确定截断波数，发现k_{cut}在$k_b/3\sim k_b/5$范围内取值对计算结果影响不大。

5.2.2 二维大尺度时变海面模拟

确定性多普勒谱的模拟要求重复计算大量的随时间变化的海面样本，这就要求海浪模型必须具备可观的计算效率。线性过滤模型可以结合快速傅里叶逆变换(IFFT)来实现，因而具有很高的模拟效率，非常适合大范围，多样本时变海面样

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

本的模拟。

根据线性过滤模型，二维海面起伏$\eta(\boldsymbol{\rho},t)$就可以表示为

$$\eta_L(\boldsymbol{\rho},t)=\sum_{\mathbf{k}}\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}} \tag{5-9}$$

其中，$\boldsymbol{\rho}=(x_g,y_g)$为位置矢量，频域复幅度$\tilde{\eta}(\mathbf{k},t)$为

$$\tilde{\eta}_L(\mathbf{k},t)=\chi(\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(\mathbf{k})/A}e^{-i\omega(\mathbf{k})t}+\chi^*(-\mathbf{k})\pi\sqrt{2S(-\mathbf{k})/A}e^{i\omega(-\mathbf{k})t} \tag{5-10}$$

此处χ是一个均值为 0 标准差为 1 的复高斯变量，A为所模拟海面的面积，t为时间因子。为了保证$\eta(\boldsymbol{\rho},t)$为实数，其频域复幅度须满足条件$\tilde{\eta}_L^*(\mathbf{k}_g,t)=\tilde{\eta}_L(-\mathbf{k}_g,t)$，“*”表示取共轭复数。

沿着时间轴进行采样，即可得到不同时间点的海面轮廓。图 5.3 给出了采用线性过滤模型模拟的$t=0$ s 时刻下海面轮廓的三维视觉图。模拟参数为：$u=7.0$ m/s，$\varphi_w=0^0$，$M=N=256$，$\Delta x=\Delta y=0.5$ m。基于该参数，我们模拟了不同时刻下的二维海面样本。为了便于定量分析，沿 Y=0 m 方向从二维分布图中截取了一维分布特征，如图 5.4 所示。可以清楚地看到该方向海面的时变特征，即海浪波峰沿着风向$\varphi_w=0^0$方向传播。

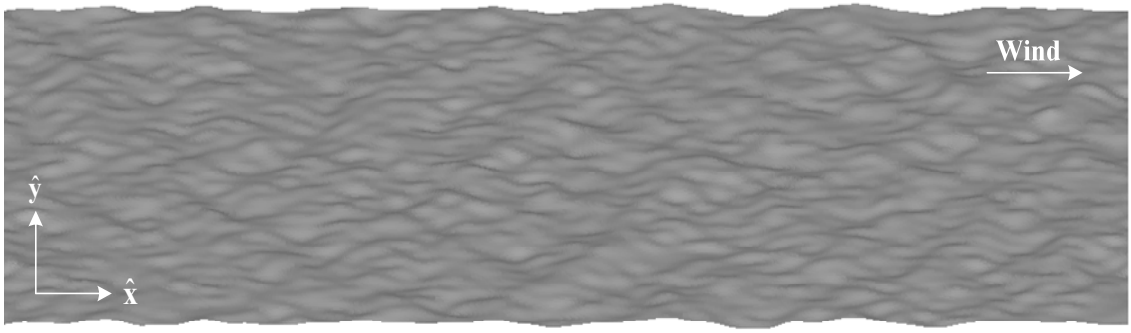


图 5.3 采用 OpenGL 显示技术绘制的大尺度模拟海面

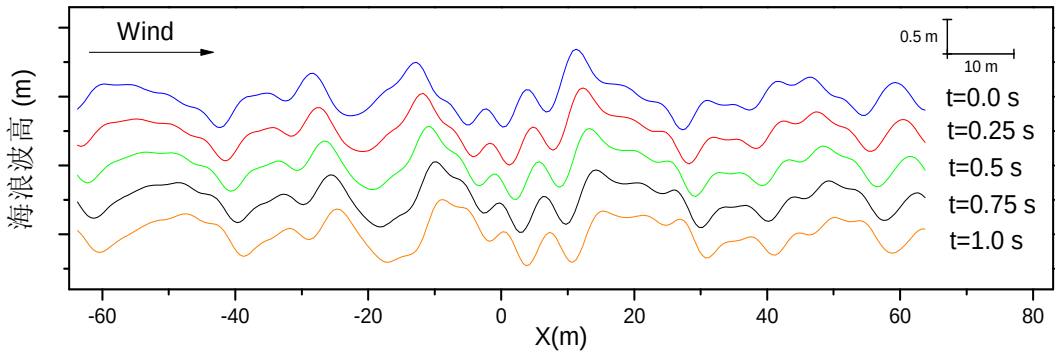


图 5.4 不同时刻下的海面轮廓分布对比

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

5.2.3 时变散射模型与多普勒谱计算

假设二维海面模拟样本在 x_g 和 y_g 方向的长度分别为 L_x 和 L_y，面积为 $A = L_x L_y$，等间隔离散点数为 M 和 N，相邻两点间的距离分别为 Δx_g 和 Δy_g，忽略各小面元之间的多次散射作用，可以写出海面总散射场为

$$\mathbf{E}_{PQ}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s, t) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} \mathbf{E}_{PQ,mn}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s) \tag{5-11}$$

$\mathbf{E}_{PQ,mn}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s)$ 为 t 时刻海面样本第 mn 个小面元的复反射函数。根据 CWMFSM 散射模型，可以得到

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{PQ}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s) &= 2\pi \frac{e^{ikR}}{iR} \tilde{\mathbb{S}}_{PQ}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s) \\ &= \frac{k^2(1-\varepsilon)\Delta S e^{ikR}}{4iRn_z} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_0} \tilde{\mathbb{F}}_{PQ} \left\{ B(\mathbf{k}_c^+) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c^+)] \mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c^+) \right. \\ &\quad \left. + B(\mathbf{k}_c^-) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n[q_z B(\mathbf{k}_c^-)] \mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c^-) \right\}\end{aligned} \tag{5-12}$$

其中，$B(\mathbf{k}_c) = 2\pi\sqrt{S_{\text{E}}^{\text{capi}}(\mathbf{k}_c)/\Delta S}$ 为毛细波幅度，ΔS 为面元大小，$\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}$ 为极化因子，并且

$$\begin{aligned}\mathbf{I}_0(\mathbf{k}_c) &= e^{-i(1+n)\omega_c t} \operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta x_g}{2}\left[(1+n)k_{cx} - q_x - q_z Z_x\right]\right\} \cdot \operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta y_g}{2}\left[(1+n)k_{cy} - q_y - q_z Z_y\right]\right\} \\ &\quad + e^{i(1-n)\omega_c t} \operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta x_g}{2}\left[(1-n)k_{cx} + q_x + q_z Z_x\right]\right\} \cdot \operatorname{sinc}\left\{\frac{\Delta y_g}{2}\left[(1-n)k_{cy} + q_y + q_z Z_y\right]\right\}\end{aligned} \tag{5-13}$$

其它参数的定义详见第四章 4.3 节。

根据（5-11）式容易得到一组对应不同时刻海面样本的散射场时间序列，这样时变海面的多普勒谱即可通过标准谱估计方法[265]获得，公式如下

$$S_0(f) = \frac{1}{T}\left|\int_0^T \mathbf{E}_{PQ}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s, t) \exp(i2\pi f t)\, dt\right|^2 \tag{5-14}$$

上式可以借助快速傅里叶变换实现。这样，我们容易得到该多普勒的中心频率 f_c 和展宽 γ，

$$f_c = \frac{\int f S_0(f)\,\mathrm{d}f}{\int S_0(f)\,\mathrm{d}f} \tag{5-15}$$

$$\gamma^2 = \frac{\int (f - f_c)^2 S_0(f)\,\mathrm{d}f}{\int S_0(f)\,\mathrm{d}f} \tag{5-16}$$

模拟多普勒谱的基本步骤如下，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

1）输入一随机种子，并根据 Bragg 波长确定空间离散间隔Δx和Δy，以该种子和离散间隔模拟生N_t个时间间隔为Δt的二维大尺度海面几何样本。假设Δt足够小，从而可以认为海面在该时间间隔内是静态的。

2）采用 CWMFSM 散射模型分别计算不同时间点下二维海面几何样本的散射场，从而得到一组散射场时间序列。

3）根据（5-14）式计算第 2 步所得到的散射场时间序列的多普勒谱。

4）变换不同的随机种子，重复 1 至 3 步。假设我们重复计算了N_s组时变海面样本，那么，对N_s组谱估计结果求平均，即可得到平均多普勒谱线，

$$\bar{S}(f)=\frac{1}{N_s}\sum_{i_s=1}^{N_s}S_0^{i_s}(f) \tag{5-17}$$

$$\bar{f}_c=\frac{1}{N_s}\sum_{i_s=1}^{N_s}f_c^{i_s} \tag{5-18}$$

$$\bar{\gamma}=\frac{1}{N_s}\sum_{i_s=1}^{N_s}\gamma^{i_s} \tag{5-19}$$

5.3 基于 CWMFSM 散射模型的多普勒谱模拟

本节讨论后向散射（$\theta_i=\theta_s$，$\phi_i=0^0$，$\phi_s=180^0$）及 X 波段（10GHz）条件下多普勒谱的模拟。这里二维海面统一按如下模拟参数生成：$M=N=256$，$N_t=256$，$\Delta t=0.005\text{s}$。统计平均的多普勒谱样本数为$N_s=200$。每一时刻二维海面样本的散射场采用 CWMFSM 模型计算，并按照（5-14）至（5-19）式对散射场时间序列进行谱分析。

5.3.1 面元尺寸选取对多普勒谱的影响

如前面提到，我们将海面看成是由大小两种尺度组成，其中小尺度线性叠加在大尺度轮廓上。海面的大尺度轮廓需要借助线性海浪模型生成，它们的时变运动将影响小尺度的空间分布，小尺度轮廓被雷达探测后将时变特征反映在回波信号中。因此，如何选取面元尺寸来合理地表示大尺度轮廓对确定性多普勒谱的模拟显得至关重要。关于面元尺寸的选取方法的文献相对较少，其中Plant[266]首先指出面元尺寸的选取需保证各面元作为独立散射单元，即各面元散射贡献具有非相关性。Plant和Keller在文献[221]中指出，当面元尺寸取 5 到 10 倍的Bragg波长时，可获得比较满意的计算结果。基于双尺度划分思想，West[254][255]采用Bragg面元散射模型计算了破碎波结构的散射特征，并在X和Ku波段下，分别尝试用 4 cm到 21 cm 的面元尺寸，发现对散射结果影响不大。

基于 Plant 的划分思想，我们根据 Bragg 波长$\lambda_b=\lambda/2\sin\theta_i$确定不同入射条件下的面元尺寸。图 5.5 计算了不同入射条件下采用$12\lambda_b\sim20\lambda_b$划分面元所模拟的多普

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

勒谱。从图中可以发现，当入射条件靠近垂直入射区时，面元尺寸的选取对模拟多普勒谱的影响要比中等入射角大，小的面元尺寸将产生更大频移和展宽。另外，HH 极化对面元尺寸变化的敏感度要大于 VV 极化。通过大量的模拟算例我们发现，当面元尺寸统一按 $20\lambda_b$ 划分时，将获得比较满意的计算结果。事实上，由于各个面元的斜率不同，根据局部入射角可以表示出各面元的本地 Bragg 谐振波长，即 $\lambda_b^l = \lambda/2\sin\theta_i^l$。面元尺寸 $20\lambda_b$ 对应到各个面元相对于 $10\lambda_b^l$ 到 $15\lambda_b^l$。在后续关于多普勒谱的模拟中，如无特殊说明，二维时变海面的离散间隔将选取为 $\Delta x = \Delta y = 20\lambda_b$。

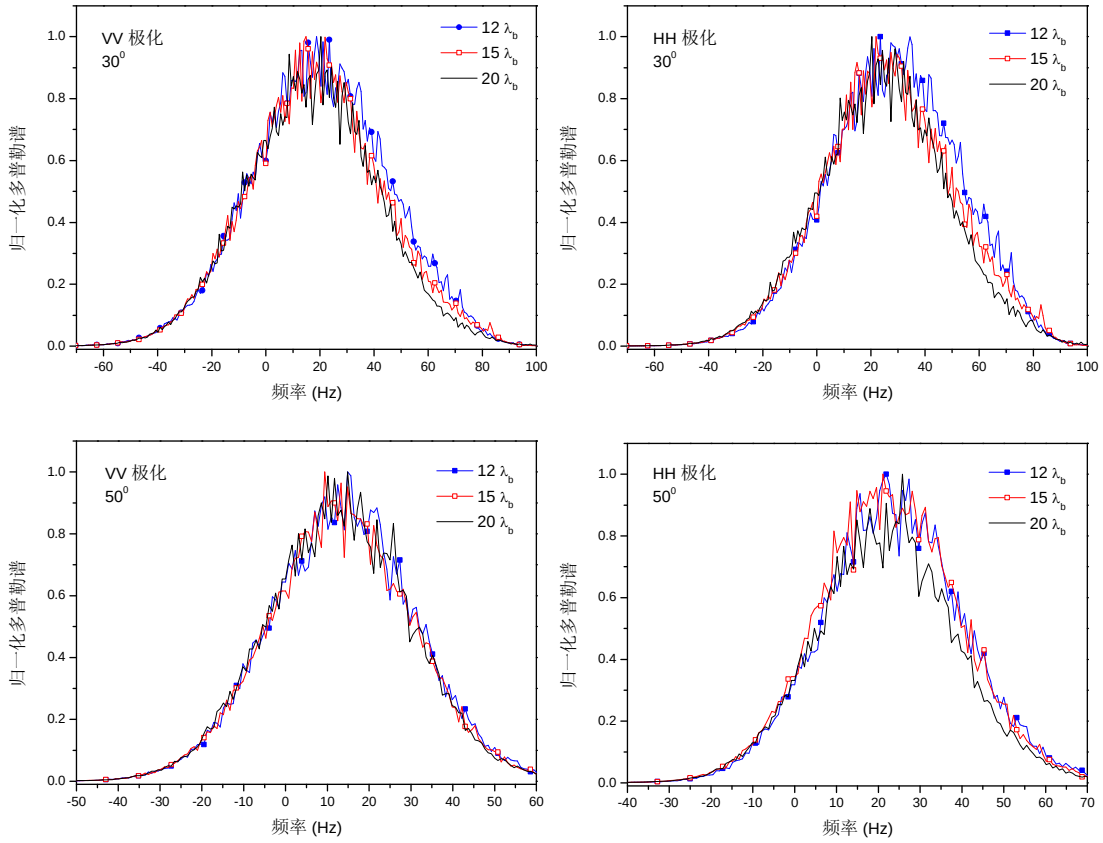


图 5.5 面元大小对后向散射及多普勒谱的影响

5.3.2 极化方式对多普勒谱的影响

表 5.1 不同入射角所对应的海面模拟参数与散射场计算耗时*

入射角（Deg.）	面元尺寸（m）	海面大小（m）	单个海面样本生成与散射场计算耗时（s）
10	0.871×0.871	111.4×111.4	4.18
20	0.871×0.871	111.4×111.4	4.21
30	0.600×0.600	153.0×153.0	4.38
40	0.467×0.467	119.0×119.0	4.34
50	0.392×0.392	99.9×99.9	4.25
60	0.346×0.346	88.3×88.3	4.95

*计算能力：CPU：Inter (R) Core (TM)2 Quad @ 2.5 GHz; 内存：2.0 GB. 计算环境：Microsoft Developer Studio: Fortran PowerStation 4.0

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

图 5.6 给出了逆风（$\varphi_w = 180^0$）时不同入射角和极化方式下的模拟多普勒谱。这里模拟的多普勒谱均采用最大值进行归一化，相关模拟参数见表 5.1。图中竖直虚线表示正负 Bragg 理论频移，由下式计算

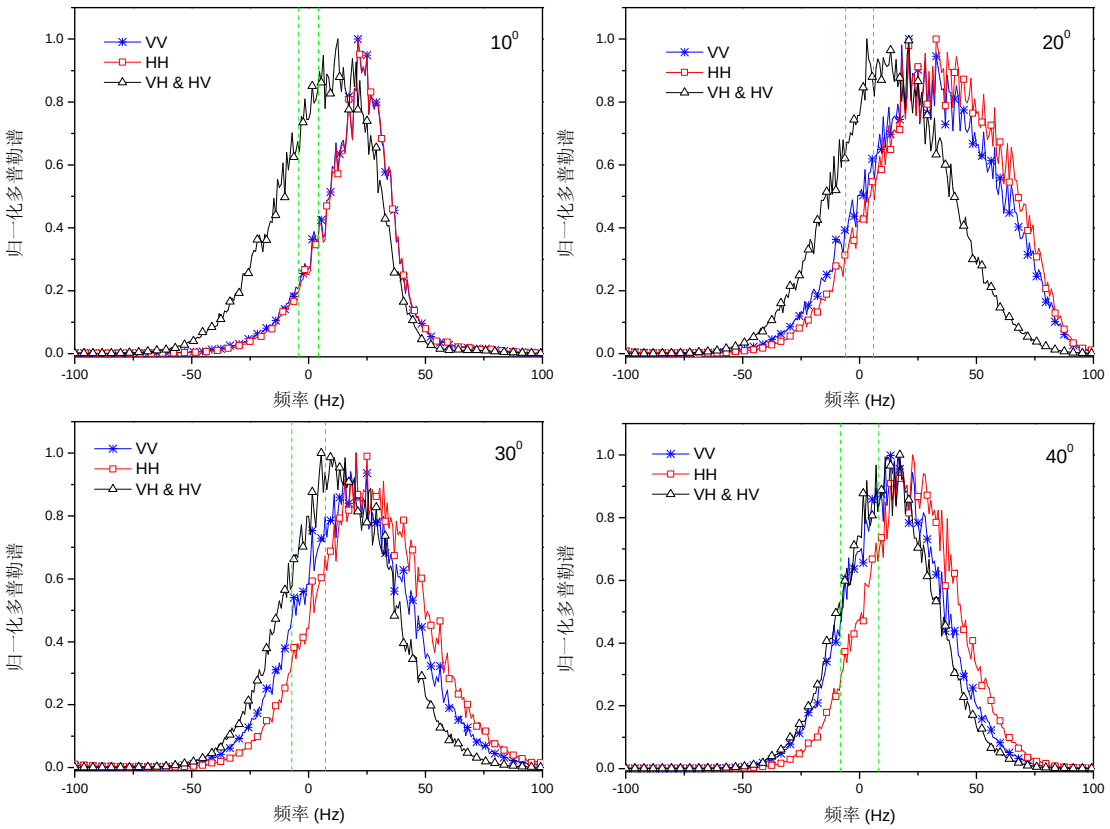
$$f_b = \pm\sqrt{\frac{g\sin\theta_i}{\lambda\pi}} \tag{5-20}$$

图 5.7 给出了基于图 5.6 多普勒谱谱线统计得到的中心频率和展宽随入射角的变化曲线。从图中我们可以总结出以下几点规律：

1）随着入射角的增大，同极化与交叉极化条件下的多普勒谱中心频率均有先增大后减小的趋势。其中交叉极化曲线对入射角的变化不及同极化曲线敏感，其变化规律更加接近理论 Bragg 曲线。

2）在入射角 10^0~60^0 范围内，存在多普勒谱极化分离现象。随着入射角增大，两种同极化条件下多普勒谱谱峰差异增大，而同极化与交叉极化的谱峰差异减小。在小入射角（10^0）时，VV 和 HH 极化谱线相互靠近，而当大入射角（60^0）时，VV 和交叉极化谱线相互靠近。

3）随着入射角的增大，同极化与交叉极化条件下的多普勒谱展宽均呈现先增大后减小的趋势。其中，VV 极化的展宽要略大于 HH 极化。值得注意的是，交叉极化的展宽在小入射角（10^0）及大入射角（60^0）会接近甚至大于同极化展宽，而中等入射角（20^0~40^0）下其展宽要小于同极化。



(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

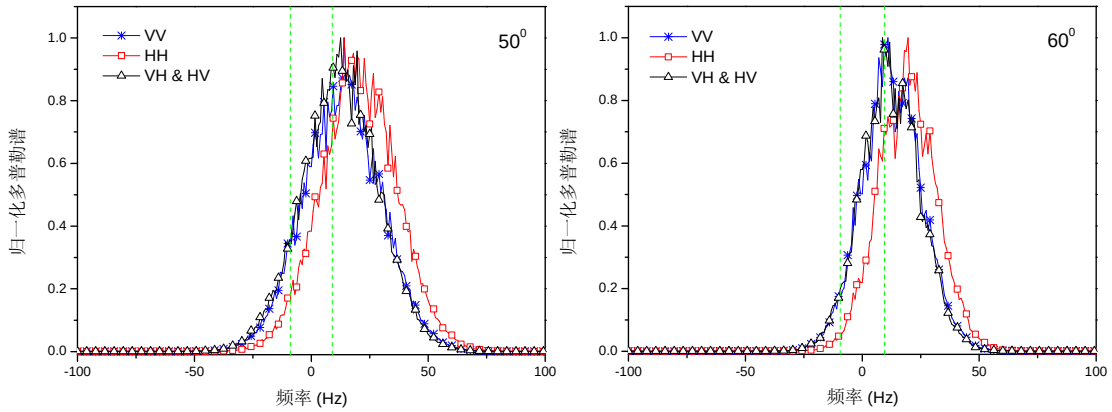
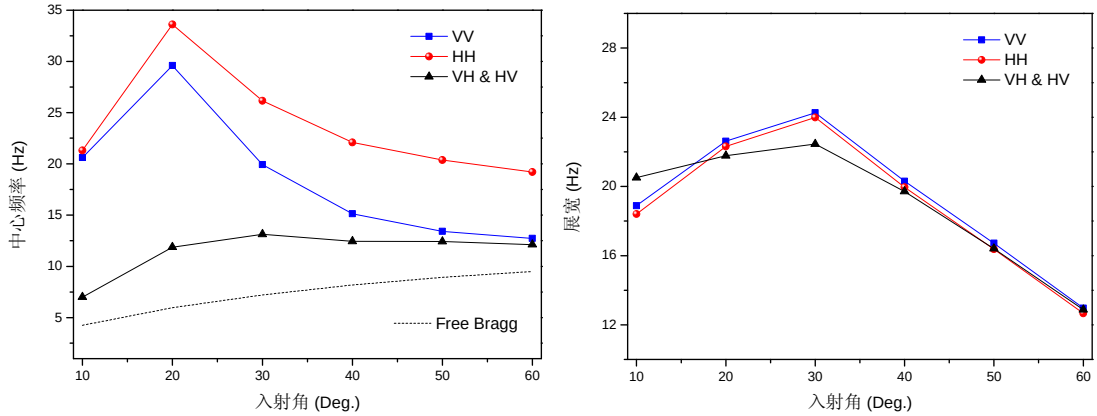


图 5.6 不同极化及入射角下的多普勒谱（X 波段）



(a)中心频率 (b)展宽

图 5.7 不同极化条件下的多普勒谱中心频率和展宽特征

从已知文献上看，尚未见到X波段二维线性时变海面的确定性多普勒谱模拟算例。这里我们引用Nouguier等[91]采用WCA所计算的一维非线性海面的X波段多普勒谱中心频率和展宽进行对比分析，如图 5.8 所示。从图中可以看出，我们所模拟的线性多普勒谱频移要比非线性结果小。另外，WCA非线性结果表明，在小入射角区，VV极化展宽大于HH极化，而大入射角区，HH极化展宽要略大于VV极化。我们所得到的线性多普勒谱展宽并未体现这一特征，并且，在小入射角区，我们所模拟的线性多普勒谱展宽要大于非线性结果，而在大入射角区，展宽要明显小于非线性结果。虽然这里我们拿二维的多普勒谱与文献的一维多普勒谱对比，但从变化趋势和量级上看，图 5.8 所反映的差异性与相关文献[22][114]描述的L波段下一维线性与非线性多普勒谱分析结论相一致。由于我们所提出的CWMFSM模型本身基于线性双尺度复合表面的假设，如何考虑大小尺度的非线性相互作用仍需进一步的研究工作，这也是对该模型进行修正的下一步研究重点。虽然CWMFSM模型尚未考虑海浪的非线性作用，但其突破了微波高频段确定性多普勒谱的模拟瓶颈，同时，由于该模型将海面的散射场贡献面元化，从而更加适合在具有特殊海浪结构（尾迹，尖浪等）以及确定海面上带目标等复合电磁散射问题方面的应用。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

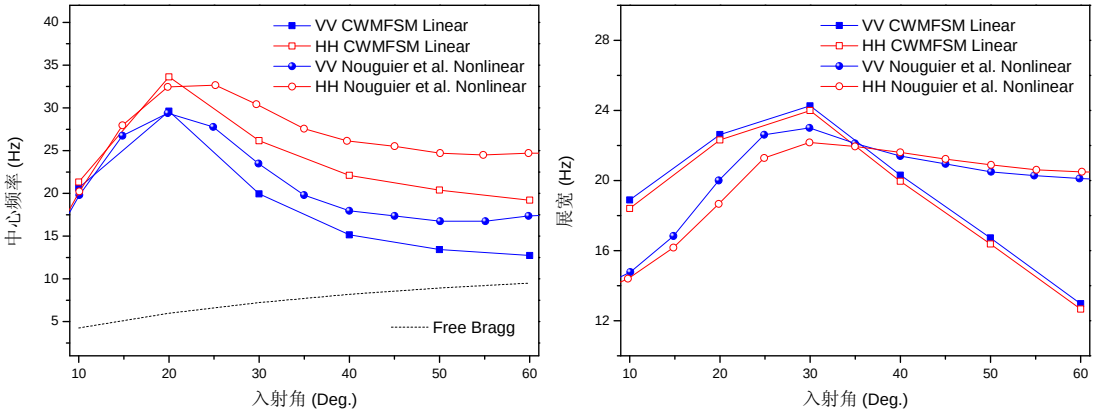


图 5.8 CWMFSM 预估中心频率和展宽与 Nouguier 等 WCA 结果对比

5.3.3 风速对多普勒谱的影响

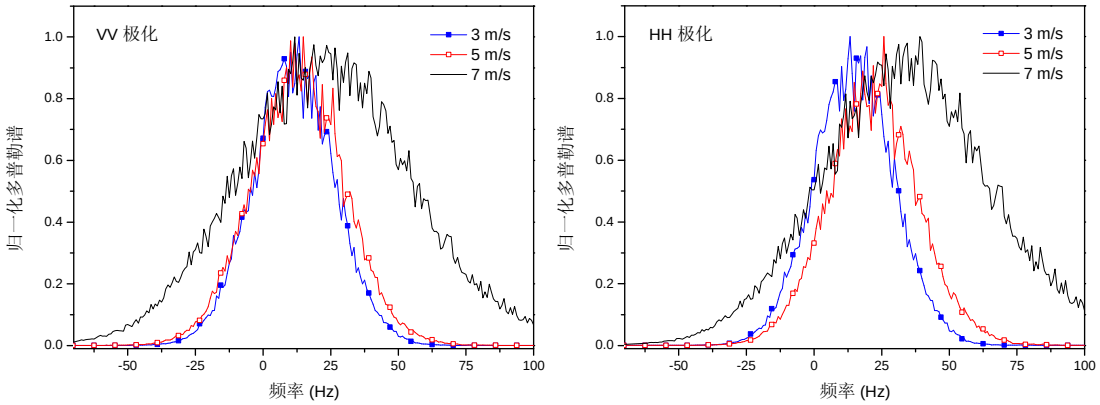


图 5.9 不同风速条件下的多普勒谱（X 波段）

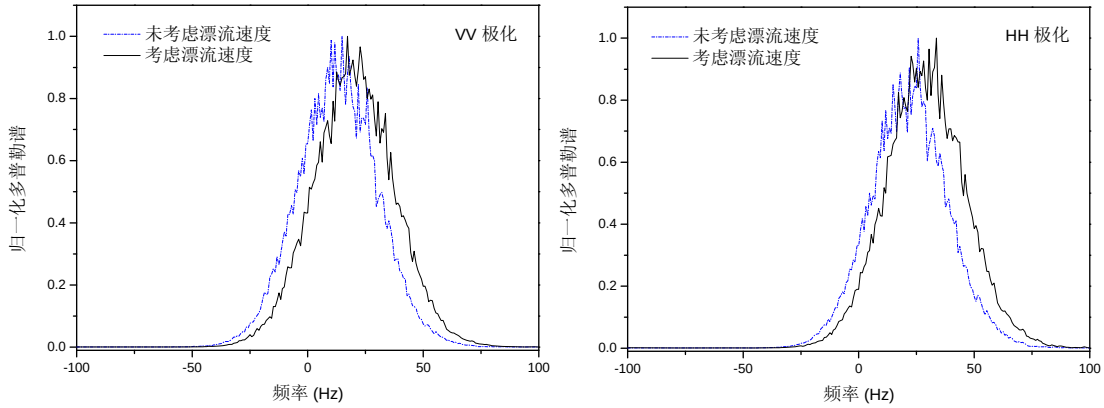


图 5.10 风驱漂流层对多普勒谱的影响（X 波段）

图 5.9 显示了不同风速下的多普勒谱，同样为逆风条件（$\varphi_w = 180^0$），风速 5m/s，入射角为 50^0。可以看出，随着风速的增大，多普勒谱频移增大，谱宽也显著增大。另外，HH 极化对应风速变化的敏感度似乎要大于 VV 极化。有文献指出[267]，随着风速的增大，风持续作用于海面的压力将能量传递到波浪，将产生风驱漂流层。 风驱层的运动同样会对多普勒谱产生影响，因而在分析外场实测多普勒谱时，人们往往需要考虑风驱漂流层的影响。由于海面上方大气环境非常复杂，

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

靠近海面的风速尤其难以测量。目前只能根据实测数据来得到风驱层运动速度与海面上 10 m 处风速的半经验线性关系，即

$$v_{WD} \approx 0.03u_{10} \tag{5-21}$$

这样深水区海浪的空间波数与圆频率的弥散关系将修正为[268][269]

$$\omega^2 = gk\left[1+\left(k/k_m\right)^2\right]+\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_{WD} \tag{5-22}$$

其中，风驱漂流速度 $\mathbf{v}_{WD}$ 的方向与风向相同。图 5.10 对比了考虑风驱漂流层影响和未考虑其影响的多普勒谱，模拟参数同图 5.9。可以发现，风驱漂流层对多普勒谱的影响相当于在倾斜 Bragg 频移的基础上附加了额外的频移效果。

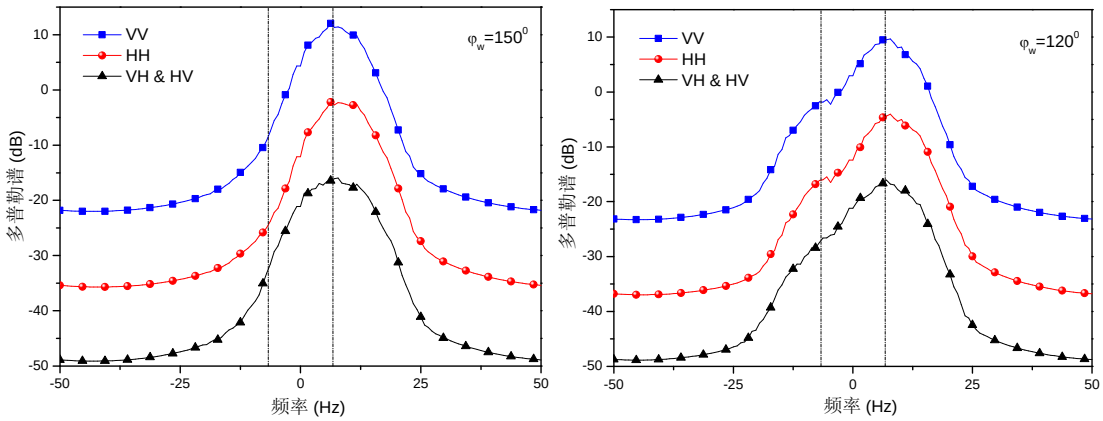
5.3.4 风向对多普勒谱的影响

不同风向条件下的多普勒谱模拟是二维时变海面多普勒谱模拟分析中需要重点讨论的影响要素之一。图 5.11 给出了不同风向下入射角为 60^0 时所模拟的多普勒谱，为了更加清楚地显示不同极化条件下的多普勒谱谱线，这里直接对谱幅度求 dB。这里电磁波频率为 5GHz，风速固定 5 m/s，从图中可以得出以下几点结论：

1）随着风向朝侧风方向变化，远离雷达方向的 Bragg 波成分将逐渐被雷达“看到”。当风向为侧风，由于正负方向 Bragg 波成分能量相等，使得多普勒谱在正负 Bragg 理论频移线上出现等幅度的谱峰。

2）如标准 Bragg 理论所预期，同极化条件下的多普勒谱均值水平要大于交叉极化均值。并且，靠近逆风方向的多普勒谱均值水平要大于靠近侧风方向的均值。

3）当风向从逆风方向朝侧风方向变化时，多普勒谱极化分离现象将逐渐消失，多普勒谱中心频率也将向 Bragg 理论频移线靠近。当风向为侧风条件时，同极化和交叉极化都将在正负 Bragg 理论频移线上产生等幅峰值，极化分离现象消失。



(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

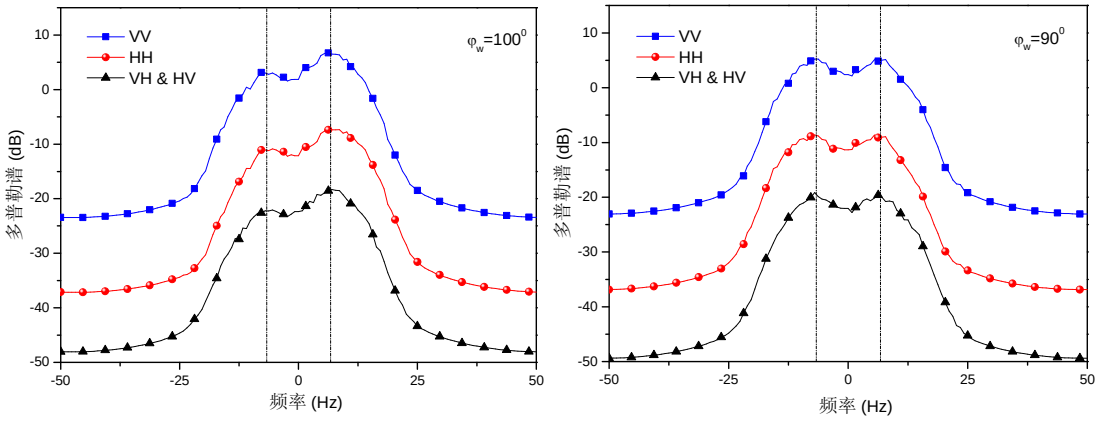


图 5.11 不同风向条件下的多普勒谱（X 波段）

5.4 本章小结

基于第四章所提出的毛细波相位修正面元散射模型（CWMFSM），本章考虑将其应用于二维线性时变海面散射场的计算，以实现微波高频段（X 波段）下确定性多普勒谱的模拟。通过算例定量分析和讨论了倾斜 Bragg 散射贡献对不同极化条件下多普勒谱所产生的影响，总结归纳可得到如下结论：

1）随着入射角的增大，同极化与交叉极化条件下的多普勒谱中心频率均有先增大后减小的趋势。其中交叉极化曲线对入射角的变化不及同极化曲线敏感，其变化规律更加接近理论 Bragg 曲线。

2）在入射角 10^0~60^0 范围内，存在多普勒谱极化分离现象。随着入射角增大，两种同极化条件下多普勒谱谱峰差异增大，而同极化与交叉极化的谱峰差异减小。在小入射角（10^0）时，VV 和 HH 极化谱线相互靠近，而当大入射角（60^0）时，VV 和交叉极化谱线相互靠近。

3）随着入射角的增大，同极化与交叉极化条件下的多普勒谱展宽均呈现先增大后减小的趋势。其中，VV 极化的展宽要略大于 HH 极化。值得注意的是，交叉极化的展宽在小入射角（10^0）及大入射角（60^0）会接近甚至大于同极化展宽，而中等入射角（20^0~40^0）下其展宽要小于同极化。

4）随着风向朝侧风方向变化，远离雷达方向的 Bragg 波成分将逐渐被雷达“看到”。当风向为侧风，由于正负方向 Bragg 波成分能量相等，使得多普勒谱在正负 Bragg 理论频移线上出现等幅度的谱峰。

5）如标准 Bragg 理论所预期，同极化条件下的多普勒谱均值水平要大于交叉极化均值。并且，靠近逆风方向的多普勒谱均值水平要大于靠近侧风方向的均值。

6）当风向从逆风方向朝侧风方向变化时，多普勒谱极化分离现象将逐渐消失，多普勒谱中心频率也将向 Bragg 理论频移线靠近。

本章的主要贡献可分成两个方面：其一，总结讨论了海谱的双尺度划分方法以及大尺度面元尺寸的选取对多普勒的影响；其二，实现了微波高频段二维时变

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

海面的确定性多普勒谱模拟，定量分析了倾斜 Bragg 散射对多普勒产生的频移和展宽。由于我们所提出的 CWMFSM 模型本身基于线性双尺度复合表面的假设，如何考虑大小尺度的非线性相互作用仍需进一步的研究工作，这也是对该模型进行修正的下一步研究重点。虽然 CWMFSM 模型尚未考虑海浪的非线性作用，但其突破了微波高频段确定性多普勒谱的模拟瓶颈，同时，由于该模型将海面的散射场贡献面元化，从而更加适合在具有特殊海浪结构（尾迹，尖浪等）以及确定海面上带目标等复合电磁散射问题方面的应用。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第六章 海面及其上目标电磁散射高频混合分析方法

6.1 引言

海环境中目标复合电磁散射特性的实验与理论研究一直是计算电磁学领域中的难点问题和重点研究方向之一。复合模型的电磁建模同时涉及到复杂目标散射理论和粗糙面散射理论，并且，由于粗糙面具有很强的随机性，而目标也通常具有十分复杂的精细结构，关于目标与粗糙面电磁耦合作用的研究同样也十分复杂。在微波波段下，海环境及目标往往具有超电大尺寸，加上海表面及目标均是运动变化的，更加给海环境及目标复合电磁散射建模带来极大的困难。海面目标复合模型的时变性和超电大性，要求电磁模型必须具有可观的计算效率，才能处理这两种特性所带来的巨大计算负担。关于粗糙海面与目标复合散射特性的研究已经引起国内外学者的广泛兴趣，不乏有开创性的研究工作，其中包括基于数值方法框架的加速算法[157-168]、基于近似方法的高频混合算法[169-185]以及高低频混合算法[188-198]等等。就发展趋势来看，随着计算机技术的飞速发展，数值加速算法和高低频混合算法逐渐具有可行性，并因其精确性越来越受到学者们的重视。然而，根据已有文献报道，目前基于数值加速或高低频混合算法的解决方案一般将海面假设成理想导体或者简化成沿单一方向分布的一维情况，并且，受到计算能力的限制，难以实现大范围动态海面及复杂目标的复合散射建模，离实际问题的工程应用还有很大差距。

高频混合算法通常将总的散射场分解为海面直接散射场、目标直接散射场和耦合散射场三部分。虽然与数值方法相比这是一种在高频电磁段的近似行为，但是如果三部分散射场的计算方法精度足够的话，计算结果也可以较好的模拟实际散射现象。这类方法的最大优点是具有高效率，可以处理低频数值或高低频混合方法无法企及的超电大电磁建模问题。难点是如何在保证耦合散射场的计算具有一定精度的前提下，同时又不大量损失计算效率。关于耦合场计算的有效近似方法并不多，其中比较著名有传统四路径模型[169][170]、互易原理[171][172]、迭代物理光学法（IPO）[173][185]以及射线追踪理论（SBR）[174][175]等。传统四路径模型将目标与下方粗糙面的耦合作用简化为目标与下方无限大平面的镜像反射场，因此只适合微粗糙表面上方目标的复合散射问题。互易原理基于均匀介质粗糙边界上下半空间的电流源和磁流源具有互易性这一特点，结合等效原理建立目标与粗糙边界的一次和二次耦合场的联立方程组，从而求解得到耦合场。该方法已经用来研究一维粗糙边界上二维和三维目标的复合散射问题，如何在保证计算效率的基础上将该方法扩展到更加复杂的二维粗糙面及三维目标复合模型的应用上，仍然是有待进一步研究的难点。迭代物理光学法是一种能够有效求解复杂导体目标多次散射场的高频近似方法。它用物理光学电流与修正电流叠加来逼近导体目标表面因

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

多次耦合散射作用导致的实际电流。这类方法曾被用来分析舰船类目标船舷与海面组成的大范围角反射器结构的多次散射场，以此代替舰船与海面的耦合场贡献。这种思路的前提是假设舰船与海面的耦合场主要来自角反射器结构。为了保证耦合场的计算精度，IPO方法要求一定的迭代次数，加上依赖于各面元之间可见性判断的消隐技术，当处理超电大结构时，该方法仍然面临计算效率低，容易发散等问题。射线追踪理论主要是基于高频电磁波的类光学特性而提出的，优点是适用性强，理论上能够适应任何形状和尺寸的复杂目标的多次散射场的计算，缺点是计算精度依赖于射线管数量，当面临超电大目标与海面耦合散射时，仍然需要大量的优化工作。

考虑到后续章节中关于二维介质海面及三维复杂目标的动态复合散射模型的建模研究，本章将结合等效边缘电磁流方法（Method of equivalent edge currents，MEC）和多路径镜像等效原理建立适合快速预估三维动态复合模型电磁散射特征的高频混合算法。首先基于 MEC 建立多路径复合散射模型，并讨论了该模型的预估精度。其次，结合考虑粗糙度影响的前向复反射系数模型，建立了适合计算较平静海面及目标的修正多路径复合散射模型。最后，在多路径镜像等效思想的基础上，通过统计确定性粗糙面上镜像反射单元的分布特征，并以此加权平均各镜像路径的耦合贡献，提出了一种新的多路径复合散射分析模型。

6.2 三维电大目标散射的等效边缘电磁流方法

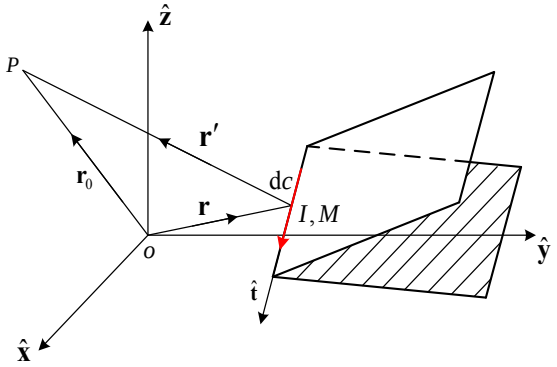


图 6.1 等效线电磁流示意图

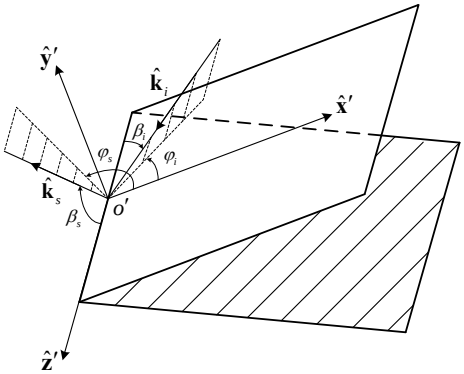


图 6.2 劈散射坐标示意图

等效边缘电磁流方法（MEC）是目前计算电大尺寸复杂目标电磁散射的有效方法之一。它依据这样一个事实：当通过一个辐射积分对任意有限电流分布的远区绕射场求和时，将得到一个有限的结果。MEC 的原理是在劈边缘位置假设存在线电流，使其在自由空间的辐射场与劈绕射场相同，这个电磁流就称为劈边缘的等效电磁流（Equivalent edge currents, EEC）。它并非实际存在的电磁流，因为它随着入射方向，观察方向的变化而异。如图 6.1 所示，根据 MEC，假设在边缘回路上各点存在线电流 I 和线磁流 M，则辐射场用如下积分计算[270]：

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\mathbf{E}^{\text{wedge}} = ik\int_c [\eta_0 I(\mathbf{r})\hat{\mathbf{k}}_s \times (\hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{t}}) + M(\mathbf{r})(\hat{\mathbf{k}}_s \times \hat{\mathbf{t}})]\frac{\exp(-ikr')}{4\pi r'}\mathrm{d}c \tag{6-1}$$

其中η_0是自由空间的特征波阻抗，$\hat{\mathbf{t}}$为劈边缘切线，$\mathbf{r}$是劈边缘上任意点的位置矢量，$\mathbf{r}' = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|$，$\mathbf{r}_0$是观察点$P$的位置矢量。

从（6-1）式可以看到，要用MEC计算散射场的关键问题是寻找合理的等效边缘电磁流I和M。从MEC提出到现在，等效边缘电磁流的表达式有多种形式，从而对应不同形式的MEC方法。Michaeli于 1984 年首次严格的导出了能计算任意入射和散射方向散射总场的等效边缘电磁流（GTDEEC）公式[270]，并为了克服奇异点，他又将物理光学（PO）场从中减去，导出了具有良好属性的PTDEEC公式，其中仅含有乌费姆采夫（Ufimtsev）奇异点[271]。由于在PTDEEC中没有考虑PO场，因而必须应用其它合理的方法计算出PO场，才能得到总场。崔索民、吴振森等[272][273]根据Ando[274]和Johansan[275]等人的思想，将PO场用MEC计算，通过选择积分方向，导出了仅含有真实奇异点的POEEC公式，然后利用了增量绕射理论的结论，给出了准一致性的POEEC公式，最后给出一组具有良好属性的GTDEEC公式，称之为总场综合法。本章正是利用这种方法，分析三维电大目标的单双站散射截面。

下面介绍基于总场综合法的 EEC 表示方法。如图 6.2 所示，在劈上建立本地坐标系：$\hat{\mathbf{x}}'$在照明面上垂直于劈边缘且指向散射体内部，$\hat{\mathbf{y}}'$是照明面的外法向；$\hat{\mathbf{z}}'$沿劈边缘且$\hat{\mathbf{z}}' = (\hat{\mathbf{x}}' \times \hat{\mathbf{y}}')/|\hat{\mathbf{x}}' \times \hat{\mathbf{y}}'|$。$\beta_i$和$\beta_s$分别为$\hat{\mathbf{k}}_i$和$\hat{\mathbf{k}}_s$方向矢量与劈边缘的夹角。$\varphi_i$和$\varphi_s$分别为$\hat{\mathbf{k}}_i$和$\hat{\mathbf{k}}_s$在$x'o'y'$平面上的投影与$\hat{\mathbf{x}}'$轴的夹角。

根据Michaeli的工作，POEEC的一般表达式为：

$$I^{PO} = \frac{2i\mathbf{E}_0^i \cdot \hat{\mathbf{t}}}{k\eta_0 \sin^2\beta_i} D_e^{PO} + \frac{2i\mathbf{H}_0^i \cdot \hat{\mathbf{t}}}{k\sin\beta_i} D_{em}^{PO} \tag{6-2}$$

$$M^{PO} = \frac{2i\eta_0 \mathbf{H}_0^i \cdot \hat{\mathbf{t}}}{k\sin\beta_i \sin\beta_s} D_m^{PO} \tag{6-3}$$

$$D_e^{PO} = \frac{\sin\varphi_i}{\cos\varphi_i + u_1} U_1 + \frac{\sin(n\pi - \varphi_i)}{\cos(n\pi - \varphi_i) + u_2} U_2 \tag{6-4}$$

$$D_m^{PO} = -\left\{\frac{\sin\varphi_s}{\cos\varphi_i + u_1} U_1 + \frac{\sin(n\pi - \varphi_s)}{\cos(n\pi - \varphi_i) + u_2} U_2\right\} \tag{6-5}$$

$$\begin{aligned} D_{em}^{PO} = &-\frac{\cot\beta_i \cos\varphi_i + \cot\beta_s \cos\varphi_s}{\cos\varphi_i + u_1} U_1 \\ &+ \frac{\cot\beta_i \cos(n\pi - \varphi_i) + \cot\beta_s \cos(n\pi - \varphi_{i)}}{\cos(n\pi - \varphi_i) + u_2} U_2 \end{aligned} \tag{6-6}$$

$$u_1 = \frac{\sin\beta_s \cos\varphi_s + \cot\gamma(\cos\beta_s - \cos\beta_i)}{\sin\beta_i} \tag{6-7}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$u_2 = \frac{\sin\beta_s \cos(n\pi - \varphi_s) - \cot\gamma_2(\cos\beta_s - \cos\beta_i)}{\sin\beta_i} \tag{6-8}$$

$$U_1 = U(\pi - \varphi_i) \qquad \mathrm{U}_2 = U[(1-n)\pi + \varphi_i] \tag{6-9}$$

其中：

$$U(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \tag{6-10}$$

$\mathbf{E}_0^i$ 和 $\mathbf{H}_0^i$ 分别为入射平面波的电场和磁场的复振幅，k 和 η_0 分别为自由空间的波数和特征波阻抗，γ 和 γ_2 分别为导出 POEEC 公式时选用的位于劈上表面和下表面上的积分方向与劈切线方向 $\hat{\mathbf{t}}$ 夹角。

我们在计算边缘绕射场的贡献时采用了 Michaeli 介绍的 PTDEEC 奇异点处理方法，剔除存在的奇异点，在 Michaeli 的 PTDEEC 中存在乌姆费采夫奇异点：$\beta_i = \beta_s,\ \varphi_i = \pi,\ \varphi_s = 0$ 和 $\beta_i = \beta_s,\ \varphi_i = (n-1)\pi,\ \varphi_s = n\pi$。其计算公式为：

$$I^{PTD} = \frac{2i\mathbf{E}_0^i \cdot \hat{\mathbf{t}}}{k\eta_0 \sin^2\beta_i} D_e^{PTD} + \frac{2i\mathbf{H}_0^i \cdot \hat{\mathbf{t}}}{k\sin\beta_i} D_{em}^{PTD} \tag{6-11}$$

$$M^{PTD} = \frac{2i\mathbf{H}_0^i \cdot \hat{\mathbf{t}}}{k\eta_0 \sin\beta_i \sin\beta_s} D_m^{PTD} \tag{6-12}$$

$$D_e^{PTD} = D_e^{GTD} - D_e^{PO} \quad , \quad D_m^{PTD} = D_m^{GTD} - D_m^{PO} \quad , \quad D_{em}^{PTD} = D_{em}^{GTD} - D_{em}^{PO} \tag{6-13}$$

其中，D_e^{GTD}，D_m^{GTD}，D_{em}^{GTD} 的形式为

$$D_e^{GTD} = -\frac{1}{n}\sin\frac{\varphi_i}{n}\left[\frac{1}{\cos\frac{\pi-\alpha_1}{n} - \cos\frac{\varphi_i}{2}} + \frac{1}{\cos\frac{\pi-\alpha_2}{n} + \cos\frac{\varphi_i}{2}}\right] \tag{6-14}$$

$$D_m^{GTD} = \frac{\sin\varphi_s}{\sin\alpha_1}\frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi-\alpha_1}{n}}{\cos\frac{\pi-\alpha_1}{n} - \cos\frac{\varphi_i}{n}} + \frac{\sin(\pi-\varphi_s)}{\sin\alpha_2}\frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi-\alpha_2}{n}}{\cos\frac{\pi-\alpha_2}{n} - \cos\frac{\varphi_i}{n}} \tag{6-15}$$

$$D_{em}^{GTD} = \frac{Q}{\sin\beta_i}\left[\frac{\cos\varphi_s}{\sin\alpha_1}\cdot\frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi-\alpha_1}{n}}{\cos\frac{\pi-\alpha_1}{n} - \cos\frac{\varphi_i}{n}} - \frac{\cos(n\pi-\varphi_s)}{\sin\alpha_2}\cdot\frac{\frac{1}{n}\cdot\sin\frac{\pi-\alpha_2}{n}}{\cos\frac{\pi-\alpha_2}{n} + \cos\frac{\varphi_i}{n}}\right] \tag{6-16}$$

其中：

$$Q = 2\frac{1+\cos\beta_i\cdot\cos\beta_s}{\sin\beta_i\sin\beta_s}\sin\frac{1}{2}(\beta_s+\beta_i)\sin\frac{1}{2}(\beta_s-\beta_i)$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\sin\alpha_1 = \left[\sin^2\beta_i - \sin^2\beta_s\cos^2\varphi_s\right]^{1/2} / \sin\beta_i \tag{6-17}$$

$$\sin\alpha_2 = \left[\sin^2\beta_i - \sin^2\beta_s\cos^2(n\pi - \varphi_s)\right]^{1/2} / \sin\beta_i$$

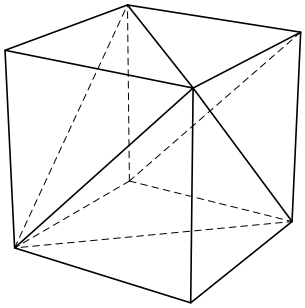
显然 Michaeli 的 PTDEEC 是把 PTD 从散射方向在 Keller 锥上推广到任意方向，Michaeli 已证明，此类 EEC 的优点是奇异点少，计算精度较高。至此，我们将劈的 PO 反射场和 PTD 绕射场分别表示成 MEC 的积分形式。因此，选用不同的等效电磁流（I^{PO}/M^{PO} 或 I^{PTD}/M^{PTD}），即可分别得到劈的 PO 场和 PTD 场，这样，单个劈的散射场为

$$\mathbf{E}^{\text{wedge}} = \mathbf{E}_{PO}^{\text{wedge}} + \mathbf{E}_{PTD}^{\text{wedge}} \tag{6-18}$$

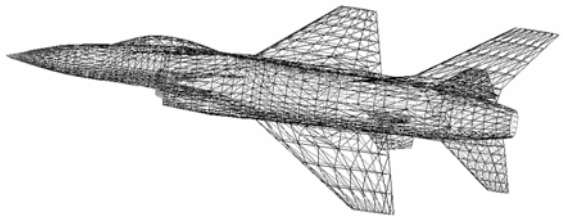
根据局部性原理[276]，在高频电磁波入射下，可以近似认为目标表面各部分独立地散射能量。因此可以把目标分解为若干部件，然后用三角形面元来剖分目标表面，容易发现每两个相邻的三角面元都可以构成一个劈结构, 如图 6.3 所示。这样，可将目标表面用劈结构进行离散，每个劈结构的散射贡献用（6-1）式计算，则复杂目标的总散射场就可以用目标表面所有劈结构的散射场的相干叠加来表示

$$\mathbf{E}^{\text{target}} = \sum_{i_w=1}^{N_w} \mathbf{E}_{i_w}^{\text{wedge}} \tag{6-19}$$

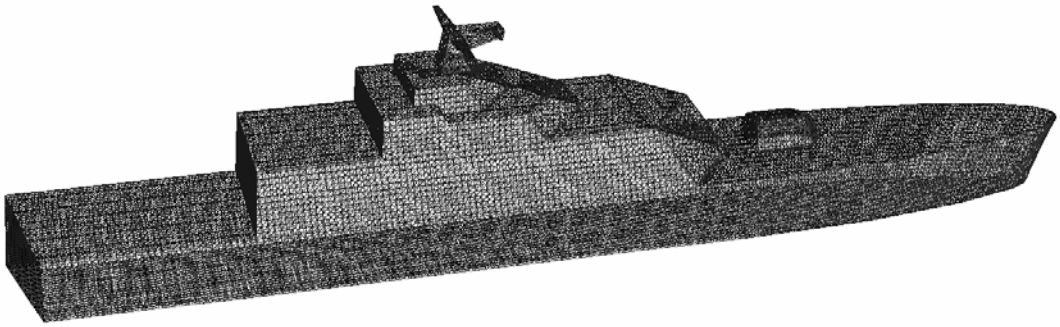
其中 $\mathbf{E}_{i_w}^{\text{wedge}}$ 表示第 i_w 个劈的散射场， N_w 为目标所含劈的个数。



(a) 立方体



(b) 飞机

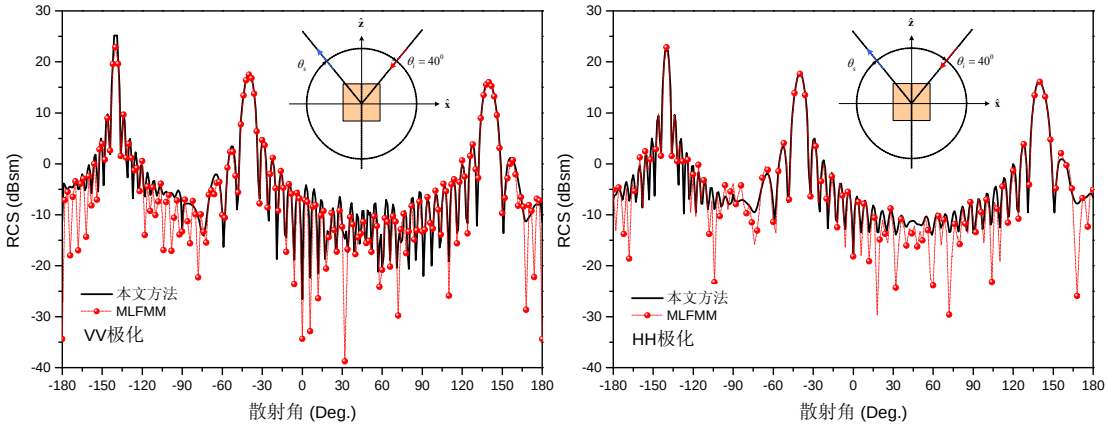


(c) 舰船

图 6.3 三角面元剖分目标模型示意图

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

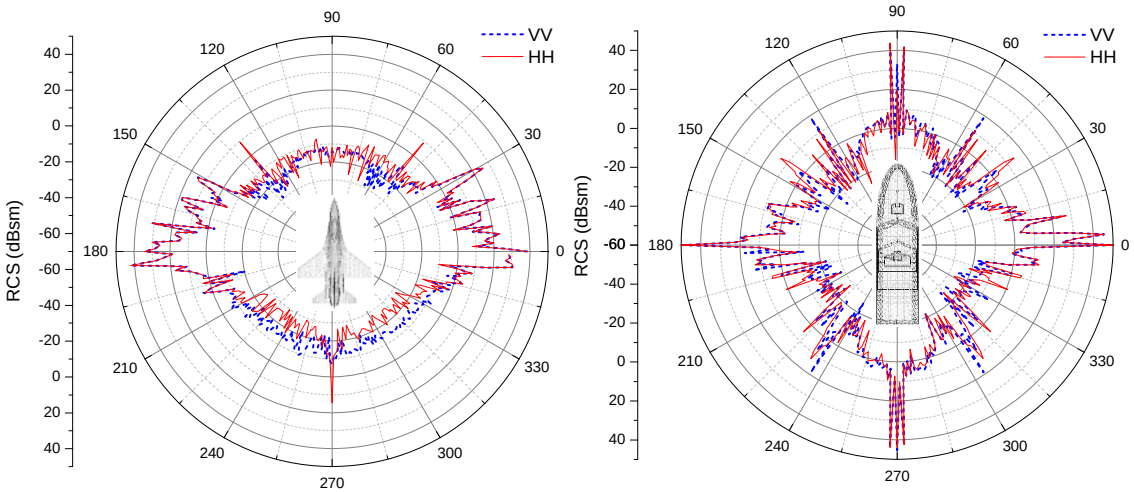
为了验证本文 MEC 方法的准确性，图 6.4 给出了一组理想导体立方体的双站散射截面的算例，并与多层快速多极子（MLFMM）方法计算结果进行对比验证。这里要说明的是，图中数值精确结果借助著名电磁仿真软件 FEKO-5.5 集成的 MLFMM 算法计算得到。如无特殊说明，本章后续内容中 MLFMM 结果均采用此软件仿真得到，另外，所有目标均假设为理想导体。关于图 6.4 中算例的相关参数为：入射频率为 9.375 GHz，立方体边长为 0.3 m，入射方向定义为（$\theta_i = 40^0, \phi_i = 180^0$），散射方位角固定为$0^0$，散射角从$-180^0$变化至$180^0$，其中散射角负值定义为散射方向与 z 轴正方向的逆时针夹角。从图中容易看出，对应于入射方向的前向（-140^0）和两个镜反射方向（-40^0，140^0）将出现峰值，前向散射场的值要略大于两个镜反射方向的场值。另外，通过与数值方法的对比，可以发现，本文所采用的 MEC 方法具有不错的精度，在一些主能量分布方向上基本能够正确预估散射场的振荡分布规律。图 6.5 进一步采用 MEC 方法对三维复杂目标不同极化状态的单站散射进行比较分析。两个目标模型为图 6.3(b)和(c)所示的类似飞机和舰船目标，其中飞机最大长度为 14.44 m，两机翼长为 8.83 m，最大高度为 4.34 m，三角面元数为 4130；舰船最大长度为 120 m，最大宽度为 20 m，最大高度为 25 m，三角面元数为 3116。这里两模型均水平位于 x-y 平面内，入射频率取 10 GHz，入射角为89^0，入射方位角转过360^0。图 6.5(a)和(b)分别给出了飞机和舰船的单站 RCS 分布，可见 RCS 曲线具有较为对称的形状，这是目标本身的对称结构所致。在图 6.5(a)中，从侧面入射时的 RCS 比从鼻锥和尾部入射时的 RCS 要高出 20 dB 至 30 dB，这是因为机翼的前缘和后缘都是强散射源，而且具有很强的方向性。VV 极化在鼻锥方向高于 HH 极化，在尾翼方向低于 HH 极化，而在机身方向两种极化几乎没有差别。这说明该类飞机的前后向复杂结构的散射回波对极化状态比较敏感。在图 6.5(b)中，该船类目标的结构相对简单，可以看出其后向散射分布对两种极化状态并不敏感。分析其原因，可能是由于再低掠入射方向，对后向散射起主要贡献的船弦结构分布相对平均，并无对极化相对敏感的尖锐结构。



(a) (b)

图 6.4 立方体双站 RCS 数值验证

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) (b)

图 6.5 复杂目标单站 RCS 随入射方位角分布

6.3 目标与粗糙面耦合散射的传统多路径模型

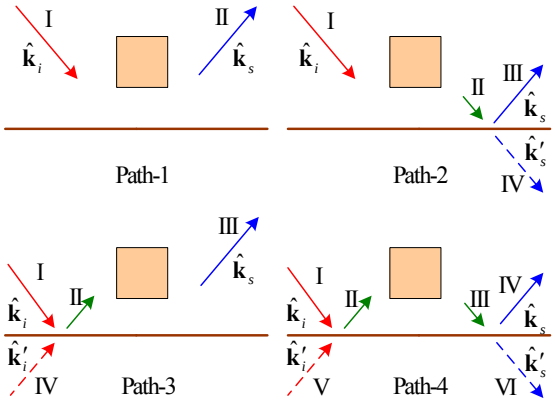


图 6.6 多路径复合散射示意图

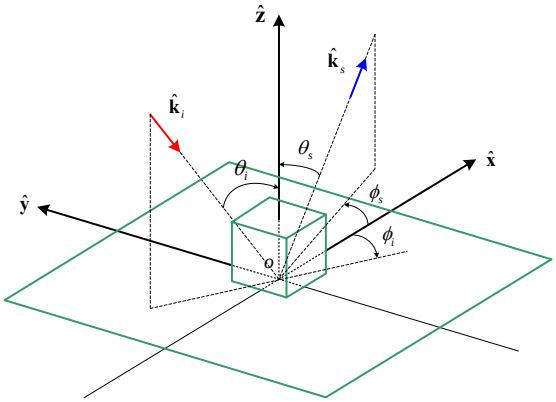


图 6.7 立方体与平面散射坐标系

多路径模型的基本思想是将目标与粗糙面的耦合散射作用简化为镜像方向上场的相互作用，这样目标与粗糙面的电磁耦合作用便简化为目标与无限大平面的相互作用，其总场可表示为四种镜像路径的散射场的相干叠加，因此亦被称为“四路径模型”（Four path model, FPM）。如图 6.6 所示，路径 1（I → II）为来自目标的单次散射场；路径 2 或 3（I → II → III）为目标前向散射场经平面反射后的散射场，或平面反射场经目标散射后的场；路径 4（I → II → III → IV）为平面反射场经目标散射后再次通过平面反射后的场。四路径思想往往结合镜像等效原理[]来实现，即将耦合路径（2,3,4）等效为目标在自由空间中的双站路径，从而可以直接采用目标双站散射计算方法并结合反射系数等到耦合路径的散射场。如图 6.6 所示，路径 2 的等效路径为 I → II → IV，路径 3 的等效路径为 IV → II → III，路径 4 的等效路径为 V → II → III → VI，因此，容易将复合散射总场表示为四个路径场与平面场的相干叠加，即

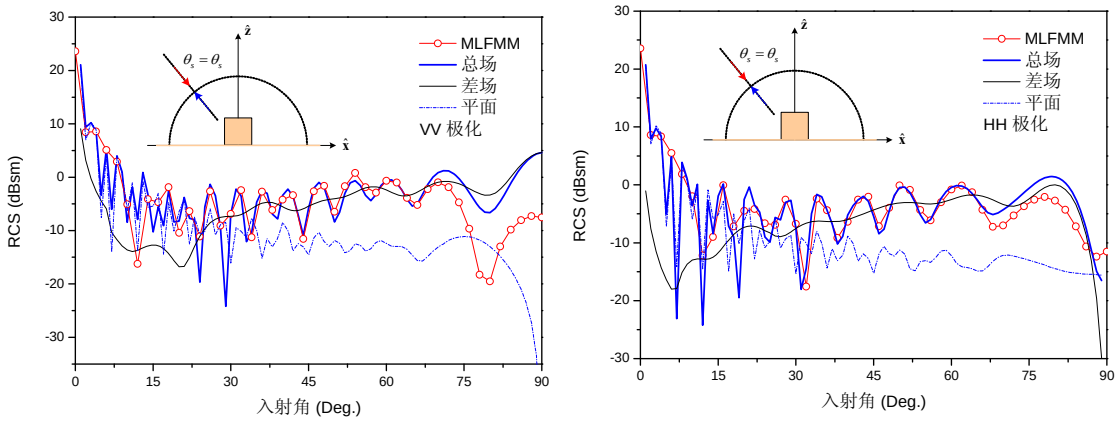
(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\mathbf{E}^{\text{total}} = \mathbf{E}^{\text{plane}} + \underbrace{\underbrace{\mathbf{E}^{\text{Path-1}}}_{\mathbf{E}^{\text{target}}} + \underbrace{\mathbf{E}^{\text{Path-2}} + \mathbf{E}^{\text{Path-3}} + \mathbf{E}^{\text{Path-4}}}_{\mathbf{E}^{\text{cou}}}}_{\mathbf{E}^{\text{diff}}} \tag{6-20}$$

式中 $\mathbf{E}^{\text{cou}}$ 表示目标与平面的耦合散射场；$\mathbf{E}^{\text{diff}}$ 表示散射差场（Difference Scattering Field）。散射差场的概念首次由Jonshon提出[170]，即将平面散射场从总场中减去所得的那部分差值场，这里可表示为

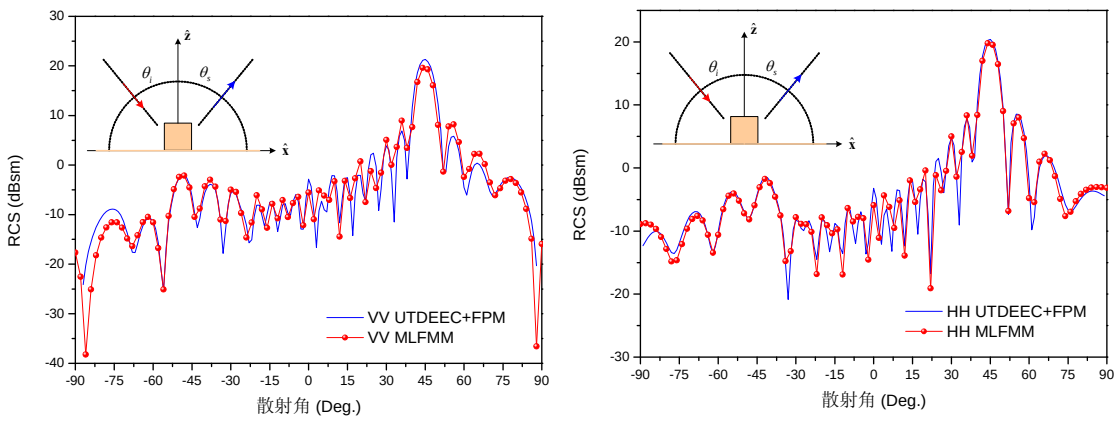
$$\mathbf{E}^{\text{diff}} = \underbrace{\sum_{i_w=1}^{N_w} \mathbf{E}_{i_w}^{\text{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s\right)}_{\mathbf{E}^{\text{target}}} + \underbrace{\sum_{i_w=1}^{N_w} \rho \mathbf{E}_{i_w}^{\text{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s'\right) + \sum_{i_w=1}^{N_w} \rho \mathbf{E}_{i_w}^{\text{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i', \hat{\mathbf{k}}_s\right) + \sum_{i_w=1}^{N_w} \rho^2 \mathbf{E}_{i_w}^{\text{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i', \hat{\mathbf{k}}_s'\right)}_{\mathbf{E}^{\text{cou}}} \tag{6-21}$$

散射差场的概念可以凸显目标及其与粗糙面之间的相互作用，通散射差场所计算得到的散射截面称为差场散射截面（dRCS）。式（6-21）中 ρ_r 表示平面的前向复反射系数，对应于介质平面，$\rho_v = R_v$，$\rho_h = R_h$；理想导体平面，$\rho_v = 1$，$\rho_h = -1$。R_v 和 R_h 分别为垂直和水平极化条件下的菲涅尔反射系数。



(a) (b)

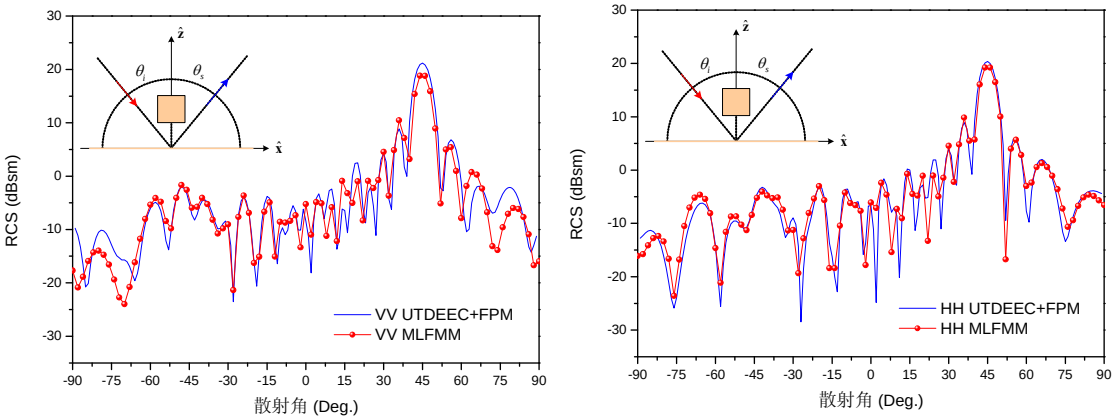
图 6.8 立方体与平面单站 RCS 算例与验证（立方体距平面高度 0 m）



(a) (b)

图 6.9 立方体与平面双站 RCS 算例与验证（立方体距平面高度 0 m）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) (b)

图 6.10 立方体与平面双站 RCS 算例与验证（立方体距平面高度 0.03 m）

根据多路径复合散射模型，图 6.8 至图 6.10 分析了正方形理想导体平面及其上方立方体的复合散射。这里入射波长设为 $\lambda = 0.03\,\mathrm{m}$（10 GHz），正方形平面的边长为 12λ，立方体边长为 2λ。图 6.8 显示了单站散射条件下（$\theta_s = \theta_i$，$\phi_i = 0^0$，$\phi_s = \phi_i + \pi$），立方体与平面的总场 RCS，差场 RCS 以及平面 RCS。可以看出，在近垂直入射区，平面的散射贡献占主导地位，随着入射角的增大，散射差场的贡献将逐渐占主导地位。通过与 MLFMM 总场结果的对比可以看出，当入射角大于 65^0 时，多路径模型的预估结果要比 MLFMM 结果大，主要是因为多路径模型假设立方体下方平面为无限大，考虑到 MLFMM 计算能力，我们不可能模拟尺寸很大的平面，而当入射角增大到一定程度时，镜像反射点将超出 12λ 范围，相当于数值模拟时忽略了大角度下的耦合贡献，因此，数值模拟结果要比多路径结果小。笔者曾用 MLFMM 模拟其它平面面积的复合散射，发现随着平面面积的增大，大角度下的吻合度将改善。但当平面面积大于 12λ 时，将超出计算机 2 GB 最大内存，因此本章最大给出 12λ 面积的算例对比。图 6.9 给出了立方体与平面的双站总场 RCS 分布曲线。图 6.10 分析了立方体距平面为 0.03 m 时双站总场 RCS 的分布规律。这里入射方向定义为 $\theta_i = 45^0$，$\phi_i = 0^0$，散射方位角固定为 $\phi_s = 0^0$，散射角定义为 $\theta_s = \left(-90^0 \sim 90^0\right)$。通过与数值方法的对比可以看出，双站条件下，多路径模型与数值方法预估结果吻合度较好，主要差别体现在大散射角区域，其中 VV 极化的误差要大于 HH 极化误差。

本小节的算例验证了多路径模型预估简单目标与平面耦合散射作用的有效性，Jonshon等[169]曾利用该模型分析了目标与微粗糙介质平面的散射差场，并通过与MoM结果对比验证后，发现多路径模型具一定的适用范围。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

6.4 复反射系数修正多路径模型

6.4.1 粗糙海面前向复反射系数模型

上一节中多路径模型将目标下方的微粗糙面简化成无限大平面，认为反射能量全部集中在镜反射方向，因此前向复反射系数简单地采用了菲涅尔反射系数。然而，当电磁波入射到粗糙表面时，反射能量的空间角分布与表面粗糙度密切相关。对于微粗糙表面而言，反射分量还是在镜反射方向，它的功率要比平滑表面的反射功率小，而当表面十分粗糙时，散布在各个方向的漫反射分量将占主导地位，镜反射分量则可以忽略不计。不少学者已经推导了类Gaussian分布粗糙表面的修正复反射系数，提出在忽略尖锐边缘及遮挡影响的前提下，高度标准偏差为σ_h的粗糙表面的复反射系数可表示为如下形式[5][173]

$$\rho_{v,h} = R_{v,h}\rho_s \tag{6-22}$$

其中ρ_s为粗糙表面反射因子，其平均值为

$$\rho_s = \exp\left[-2\left(2\pi\tau\right)^2\right], \quad \tau = \sigma_h \cos\theta_i / \lambda \tag{6-23}$$

为了提高ρ_s的适用范围，有学者进一步将上述表达式修正为[180]

$$\rho_s = \begin{cases} \exp\left[-2\left(2\pi\tau\right)^2\right] & 0 \le \tau \le 0.1 \\ 0.812537 \Big/ \left[1+2\left(2\pi\tau\right)^2\right] & \tau > 0.1 \end{cases} \tag{6-24}$$

从图 6.11 中可以看出，粗糙表面反射因子对σ_h/λ和入射角的变化十分敏感，当σ_h/λ较大时，小入射角区ρ_s的值几乎为 0，这时镜像反射场可以忽略。

结合（6-22）和（6-24）式容易计算出路径 2，3，4 所对应的前向复反射系数，替换掉（6-21）式中的菲涅尔反射系数，即可得到复反射系数修正的多路径模型，这里简称为“修正多路径模型”。

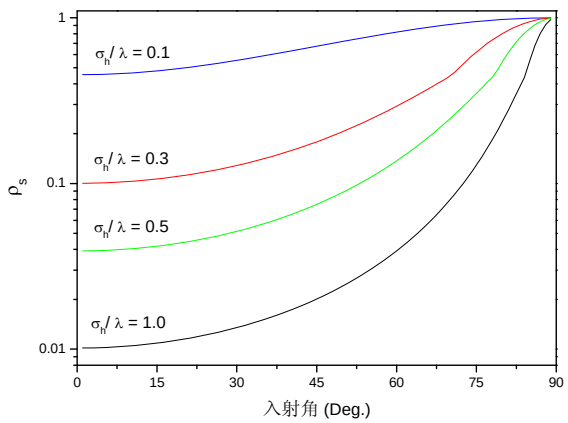


图 6.11 粗糙表面反射因子随入射角变化

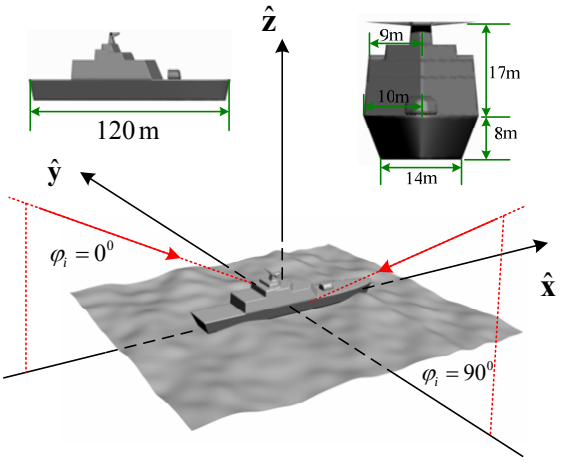


图 6.12 目标与海面复合散射示意图

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

6.4.2 算例分析

本节将分析三维舰船类目标与海面复合散射，其中目标散射场采用 MEC 方法计算，目标与海面耦合散射基于修正多路径模型（CWMFSM）计算，而海面散射场则借助第四章建立的毛细波相位修正面元散射模型计算，这样，目标复合海背景（如图 6.12 所示）的总场可表示为各部分场的相干叠加，即

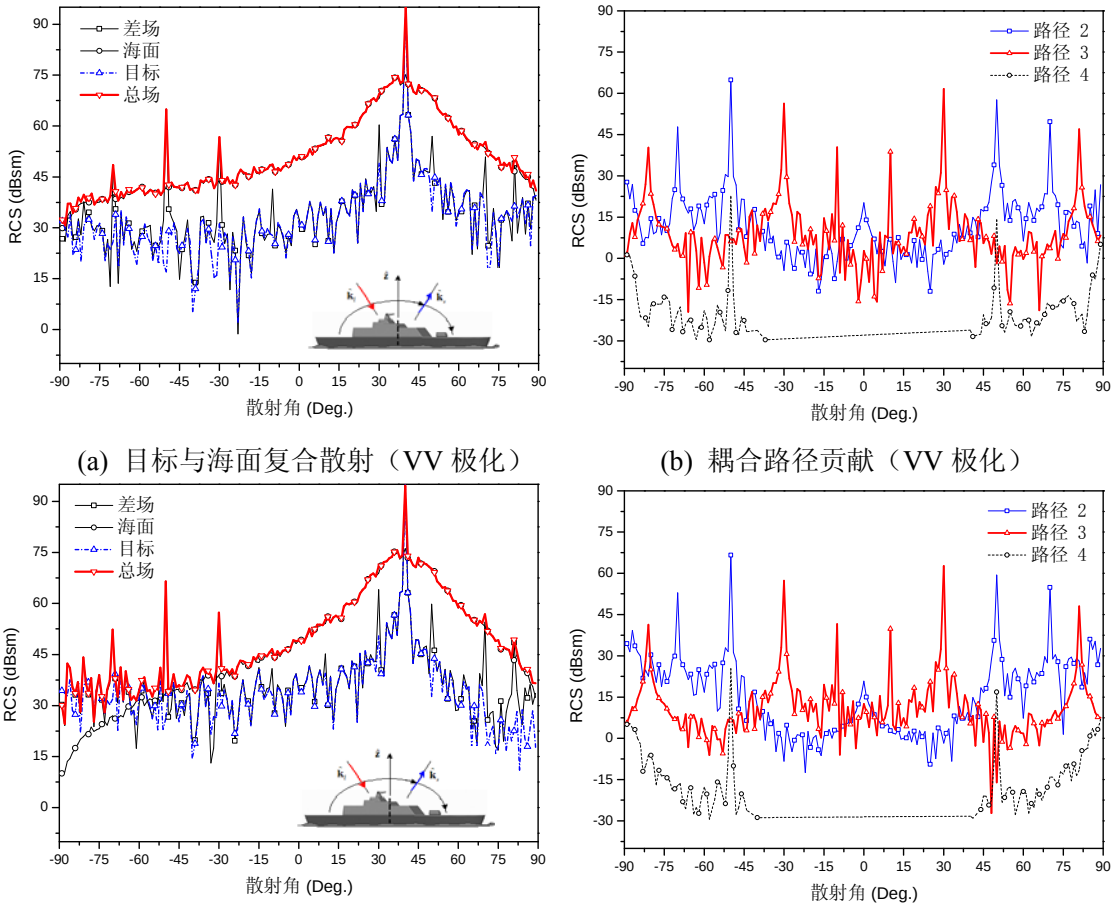
$$\mathbf{E}^{\text{total}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s\right)=\mathbf{E}^{\text{sea}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s\right)+\mathbf{E}^{\text{target}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s\right)+\mathbf{E}^{\text{cou}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s\right) \tag{6-25}$$

建立 N_s 个目标与海面复合模型，分别计算每个复合模型的总场 RCS，

$$\sigma_{i_s}=\lim_{R\to\infty}4\pi R^2\frac{\left|\mathbf{E}_{i_s}^{\text{total}}\right|^2}{\left|\mathbf{E}_i\right|^2} \tag{6-26}$$

则平均 RCS 为，

$$\bar{\sigma}=\frac{1}{N_s}\sum_{i_s}^{N_s}\sigma_{i_s} \tag{6-27}$$



(a) 目标与海面复合散射（VV 极化）　(b) 耦合路径贡献（VV 极化）

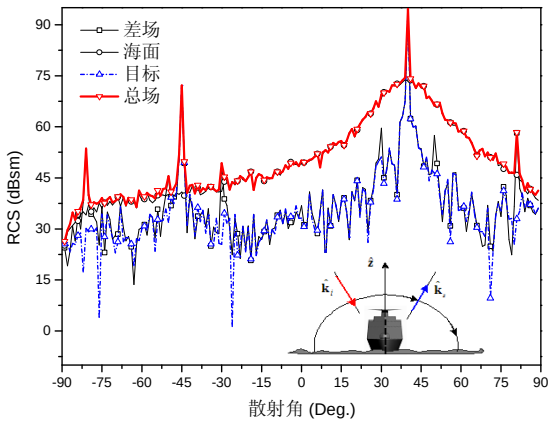
(c) 目标与海面复合散射（HH 极化）　(d) 耦合路径贡献（HH 极化）

图 6.13 目标与海面前后向双站复合散射分析（$\theta_i=40^0,\phi_i=\phi_s=0^0$）

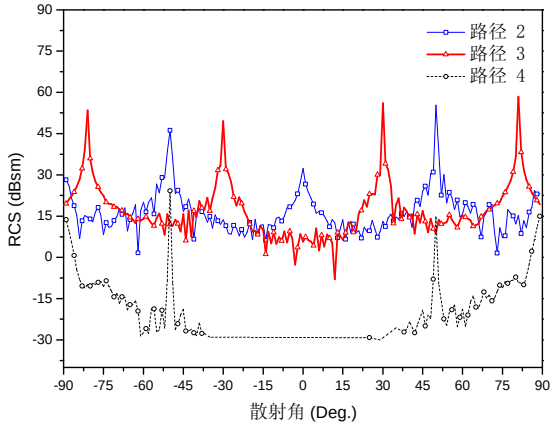
图 6.13 和图 6.14 分别显示了图 6.12 所示舰船目标的前后向及侧向双站复合散射随散射角的变化规律。入射频率为 5 GHz，海面样本由线性过滤模型生成，面积

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

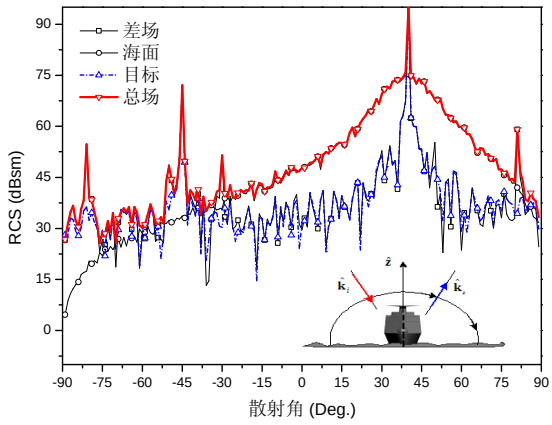
为 178.5 m×178.5 m，网格大小为 0.7 m×0.7 m，风速为 1.5 m/s，风向为 0^0。舰船沿 $\hat{\mathbf{x}}$ 轴摆放，吃水深度设为 3 m。图中 RCS 曲线均通过 $N_s = 20$ 个复合模型的总场平均得到。图 6.13 分析了 VV 和 HH 极化条件下目标与海面前后向双站复合散射，(a) 和 (c) 给出了复合散射总场 RCS 及各部分场贡献，(b) 和 (d) 给出了对应各路径的耦合场贡献。可以看出，VV 极化条件下，除个别方向上具有耦合强点外，耦合贡献基本被海面的贡献淹没，而 HH 极化条件下，由于海面贡献要比 VV 极化值小，因此在后向大散射角区目标差场要大于海面的贡献。另外，从耦合路径贡献分析图中可以看出，VV 和 HH 极化条件下耦合路径的贡献所产生的强点分布规律近乎一致。图 6.14 给出了 VV 和 HH 极化条件下侧向双站复合散射分布规律。除上述分布规律外，可以发现侧向条件下耦合散射的强点较前后向少，且分布更具对称性。主要是因为舰船沿侧向分布的结构相对简单，且具有对称性。此外，由于舰船侧面具有大面积的角反射器结构，因而在后向散射区除耦合强点外，在 $\theta_s = -40^0$ 方向还存在由目标直接散射场所产生的强点。



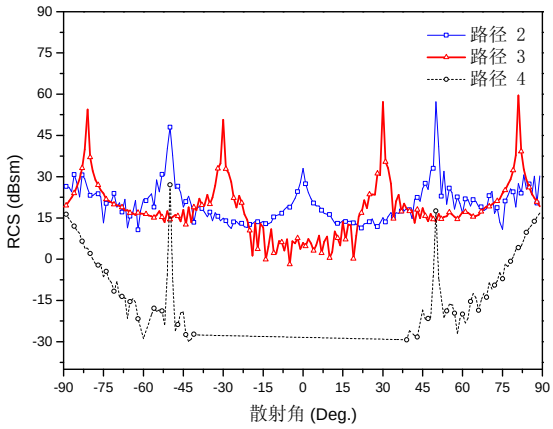
(a) 目标与海面复合散射（VV 极化）



(b) 耦合路径贡献（VV 极化）



(c) 目标与海面复合散射（HH 极化）



(d) 耦合路径贡献（HH 极化）

图 6.14 目标与海面侧向双站复合散射分析（$\theta_i = 40^0, \phi_i = \phi_s = 90^0$）

图 6.15 分析了不同风速下舰船与海面的后向单站条件下的耦合散射特征。随着风速的增大，逐渐增强的海面粗糙度会导致非相干散射的增强和相干散射的减弱。因为多路径模型中的耦合场主要由相干散射组成，所以在低风速条件下的耦

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

合场单站 RCS 明显大于较高风速情况。另外，图中反映了耦合场随风速的变化比较敏感，这是由于（6-22）式中的粗糙表面反射因子对表面粗糙度的变化十分敏感，因而利用该式修正的复反射系数随风速的增大而减小亦比较剧烈。

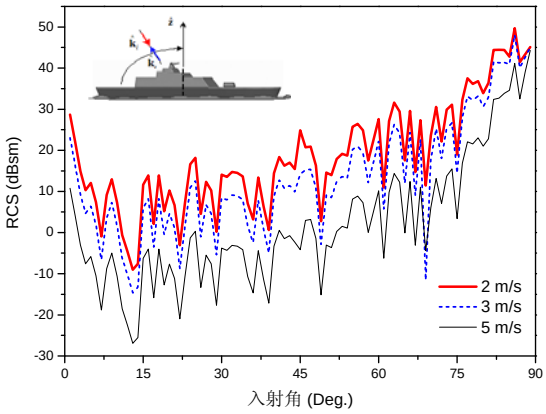


图 6.15 风速对耦合散射（$\mathbf{E}^{\mathrm{cou}}$）的影响，$\theta_s=\theta_i,\phi_i=0^0,\phi_s=\phi_i+\pi$

6.5 目标与海面耦合散射的加权多路径模型

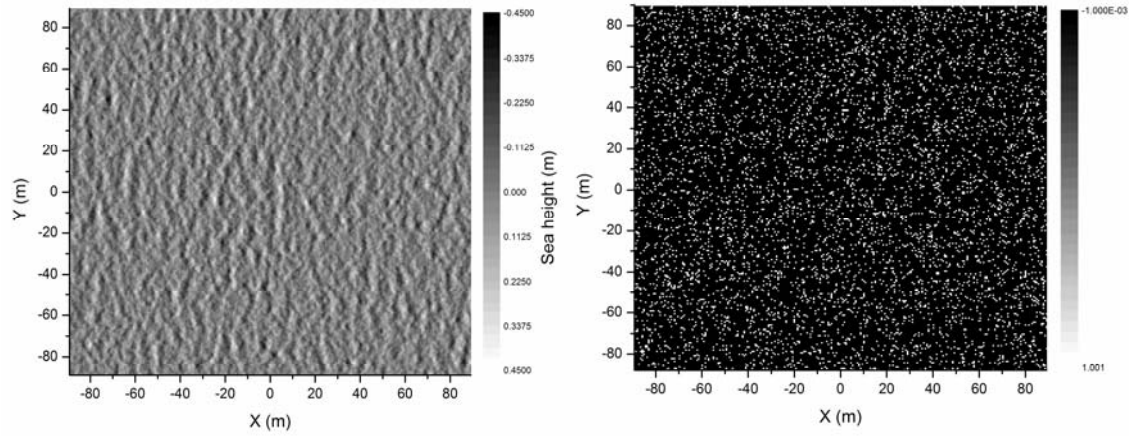
上一节虽然借助修正复反射系数的概念考虑了目标下方粗糙面的高度标准偏差对耦合散射的影响，但实际上仍然将目标下方粗糙面当作平面来处理，其粗糙度影响体现在复反射系数的修正项。从 6.4 节的算例可以看出，由于粗糙面本身当作平面来处理，因而耦合散射贡献的强点仅仅分布在少数几个镜像反射方向上，并且，修正复反射系数对粗糙度（风速）的变化十分敏感，因此，修正多路径模型不能反映确定性粗糙面不同轮廓特征对耦合散射的影响。本节将基于多路径镜像等效原理的思想，通过统计确定性粗糙面上镜像反射单元的分布特征并以此加权平均各镜像路径的耦合贡献，从而建立一种新的多路径复合散射分析模型，本文称之为“加权多路径模型（Weighted multi-path model, WMPM）”。

6.5.1 粗糙海面的镜像反射单元及其斜率分布

根据多路径镜像等效原理，沿镜向反射路径的耦合场将占主要贡献，而粗糙海面上的散射单元按照其大尺度概率密度分布朝不同方向倾斜，只有那些法向在散射面上或十分接近散射面的面元才可能将镜向反射耦合场折回到接收方向上，这里将这些面元称为“镜像反射单元”。因此，我们可以统计模拟海表面上这些镜像反射单元的分布特征，以此加权平均各路径的耦合场贡献。图 6.16 给出了后向散射条件下（$\theta_s=\theta_i,\phi_i=0^0,\phi_s=\phi_i+\pi$）某模拟海面样本所对应的镜像反射单元的空间分布。其中，(a)图为采用线性过滤模型模拟生成的海面，x 和 y 方向的离散点数为 256，面元尺寸为 $0.7\times0.7\,\mathrm{m}^2$，风速 3 m/s，风向 0^0；(b)图为对应该海表面上镜像反射单元的空间分布，着白色面元即为镜像反射单元。图 6.17 给出了不同风速下镜像反射单元沿散射方向斜率的概率密度分布。从图中不难看出，随着风

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

速的增大，镜像反射单元的斜率分布范围也增大，由于风速增大使得海表面粗糙度增大，从而大尺度表面自然出现更大斜率的倾斜面元，这一点不难理解。



(a) 模拟海面高度分布图　　(b) 镜像反射单元分布图

图 6.16 确定海面轮廓上的镜像反射单元分布

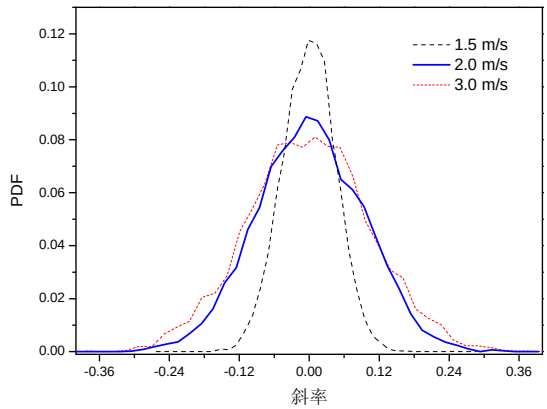


图 6.17 不同风速下海面上镜像反射单元的斜率分布

6.5.2 加权多路径模型

如前所述，既然我们可以统计得到确定海表面上镜像反射单元的斜率分布，那么可以根据某特征斜率在斜率 PDF 中所占的比重来加权目标与该斜率条件下平面之间的耦合贡献，将所有特征斜率的加权耦合贡献叠加起来，即可得到对应具体粗糙面轮廓的耦合场总贡献。跟传统多路径模型不同的是，加权多路径模型在处理耦合场时，不再将目标下方粗糙面当作简单的平面，而是将下方粗糙面假设成由大量按照粗糙面大尺度轮廓倾斜的小平面组成，如图 6.18 所示。通过统计容易得到具有某特征斜率 $Slope(i)$ 的小平面数所占的比重 $w(i)$， 这些面元与目标的加权耦合场同样可以根据多路径镜像等效原理来简化计算，即

$$\mathbf{E}^{\mathrm{cou}}(i)=w(i)\left[\sum_{i_w=1}^{N_w}\rho\mathbf{E}_{i_w}^{\mathrm{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s'\right)+\sum_{i_w=1}^{N_w}\rho\mathbf{E}_{i_w}^{\mathrm{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i',\hat{\mathbf{k}}_s\right)+\sum_{i_w=1}^{N_w}\rho^2\mathbf{E}_{i_w}^{\mathrm{wedge}}\left(\hat{\mathbf{k}}_i',\hat{\mathbf{k}}_s'\right)\right] \tag{6-28}$$

不难发现，（6-28）式中前向反射系数 ρ、等效镜像入射方向 $\hat{\mathbf{k}}_i'$ 以及等效镜像散射方向 $\hat{\mathbf{k}}_s'$ 均对目标下方平面的斜率变化敏感。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

于是，总的耦合场贡献可以表示为各特征斜率的耦合贡献按概率加权后的总和，即，

$$\mathbf{E}^{\mathrm{cou}} = \sum \mathbf{E}^{\mathrm{cou}}(i)\, w(i) \tag{6-29}$$

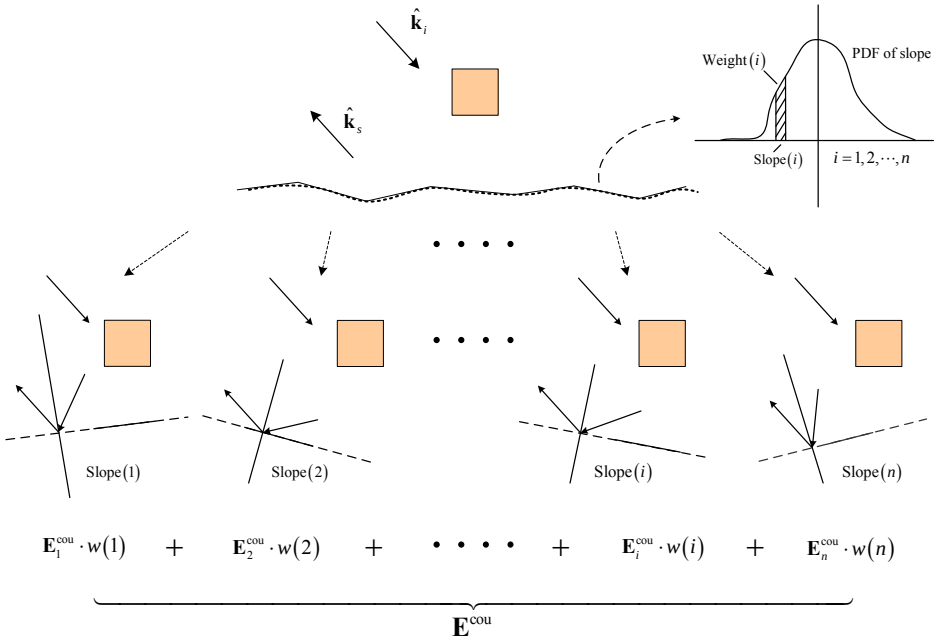
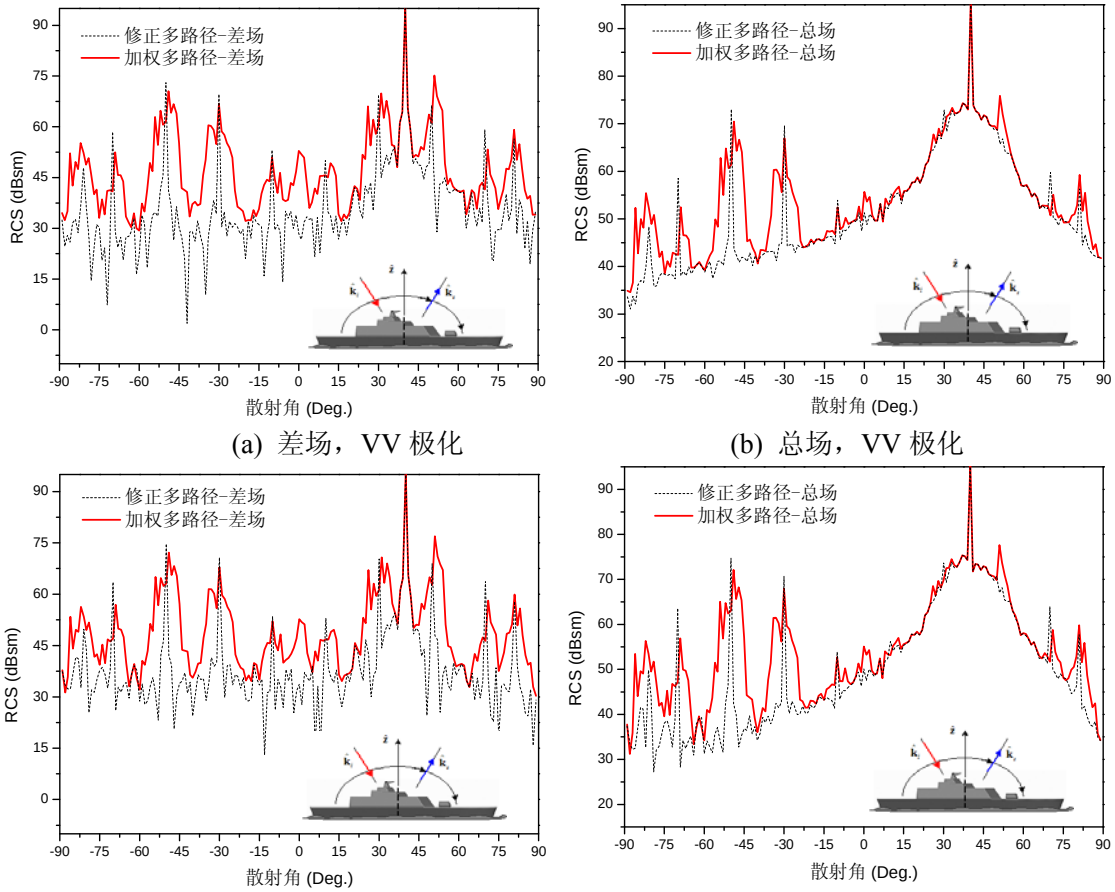


图 6.18 加权多路径模型示意图



(a) 差场，VV 极化　　(b) 总场，VV 极化

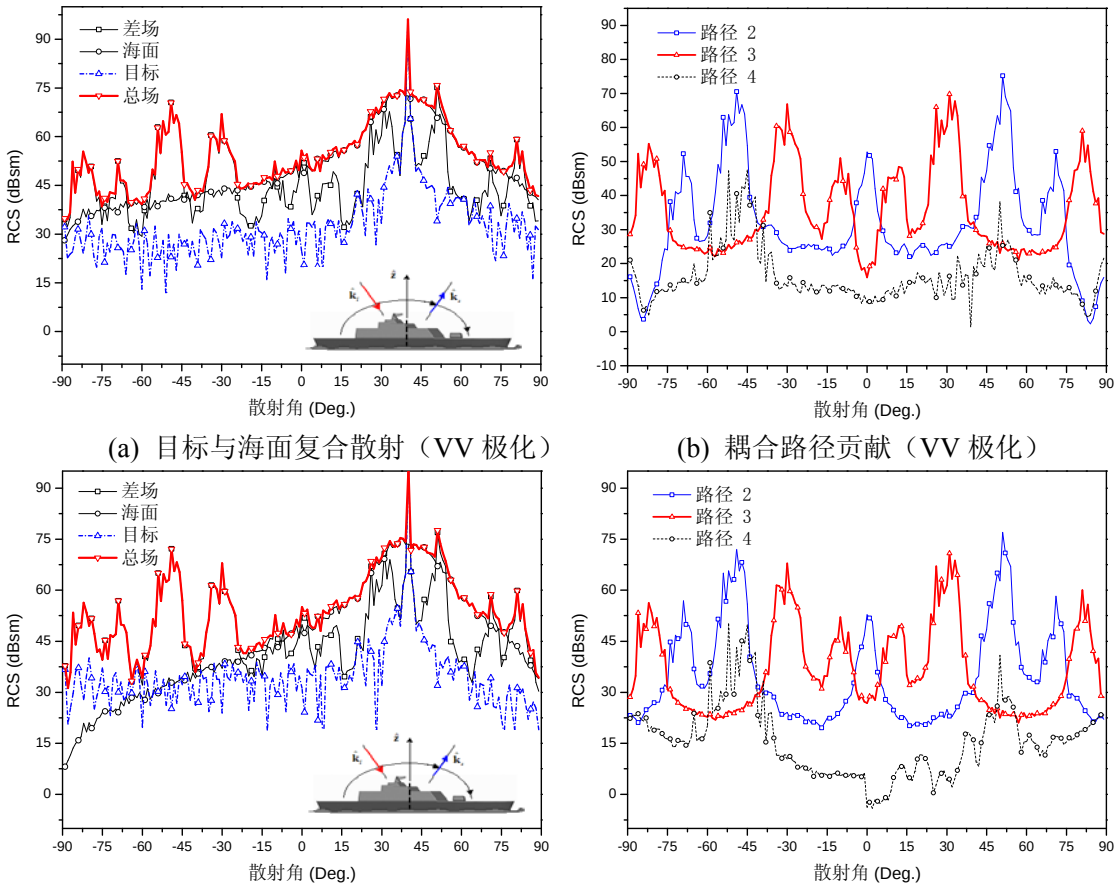
(c) 差场，HH 极化　　(d) 总场，HH 极化

图 6.19　加权多路径与修正多路径模型双站复合散射对比（$\theta_i = 40^0, \phi_i = \phi_s = 0^0$）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

图 6.19 基于加权多路径模型给出了 VV 和 HH 极化条件下舰船目标前后向双站复合散射随散射角变化规律，并与修正多路径模型计算结果进行对比。图中计算参数除入射频率改为 3 GHz 外，其余均与 6.4.2 节算例的模拟参数一致。从图中可以发现，加权多路径模型预估的强点分布与修正多路径模型一致，但其主要贡献不再仅仅分布在少数几个方向上，在强点附近的 RCS 曲线变化明显要比修正多路径模型 RCS 曲线缓和得多。这正是因为加权多路径模型考虑了目标下方粗糙面轮廓缓变的结果，使得耦合散射所产生的强点不再集中在某少数几个特殊的方向。修正多路径模型仅仅在复反射系数上考虑了表面粗糙度的影响，而计算耦合场时仍然将粗糙面当作平面来处理，因此耦合强点固然集中在由下方简化平面反射所致的几个散射方向上。加权多路径模型的预估 RCS 从均值水平和强点分布规律上看，均与修正多路径模型的预估结果相近，验证了本节思路的有效性。然而，加权多路径模型用更加合理的方式考虑了确定性粗糙面分布对耦合散射的影响。

6.5.3 算例分析



(a) 目标与海面复合散射（VV 极化）　(b) 耦合路径贡献（VV 极化）

(c) 目标与海面复合散射（HH 极化）　(d) 耦合路径贡献（HH 极化）

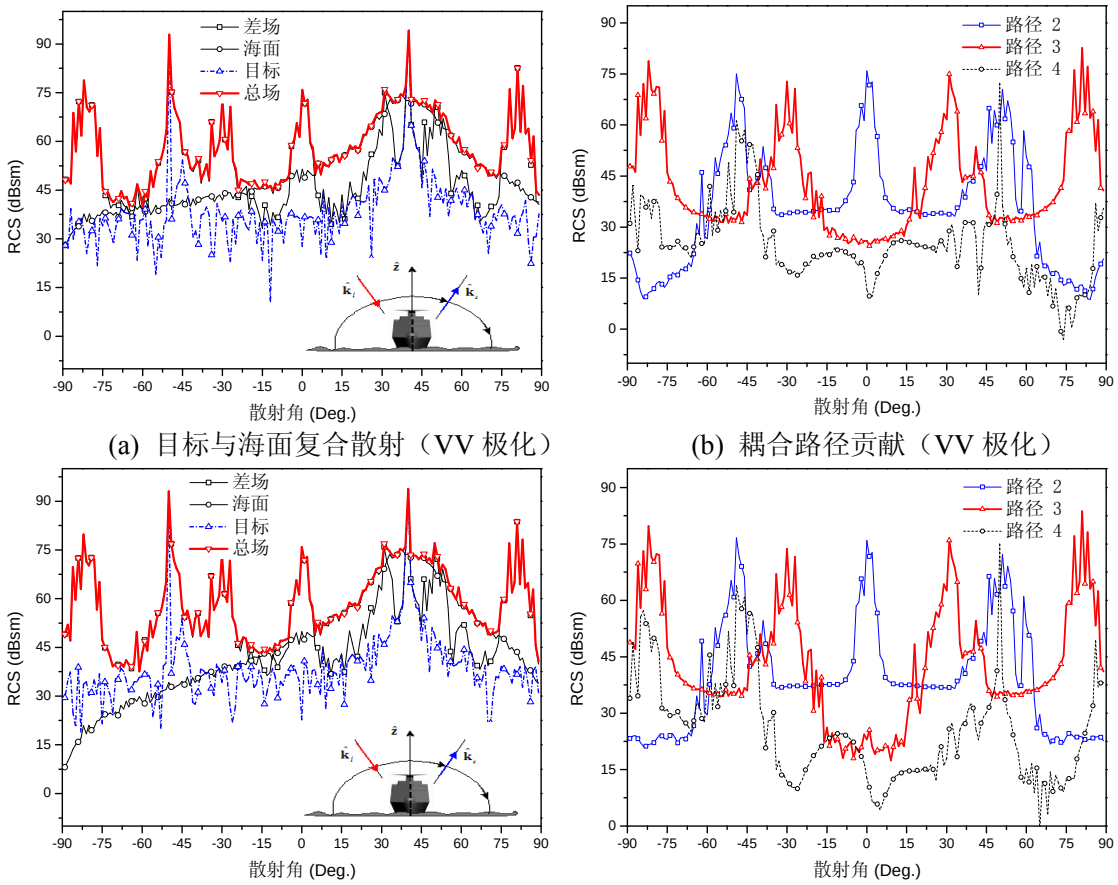
图 6.20　目标与海面前后向双站复合散射分析（$\theta_i = 40^0, \phi_i = \phi_s = 0^0$）

图 6.20 和图 6.21 基于加权多路径模型分别给出了舰船目标的前后向及侧向双站复合散射随散射角的变化规律。入射频率为 3 GHz，其它模拟参数同 6.4.2 节算

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

例。对比 6.4.2 节修正多路径模型的结果可以发现以下几点不同的规律：1）加权 RCS 曲线更加明显地反映了耦合散射强点附近的缓变特征；2）加权模型所预估的路径 4 的耦合场要比修正多路径模型的预估值大，虽然此时的量级要比路径 2 和 3 的值小 20~30 dB，仍不足与对目标差场构成明显地影响；3）加权模型所预估的路径 2 的耦合贡献在散射角为 0^0 附近的值要大于修正多路径模型预估值，尤其沿舰船侧向观测时，将在散射角 0^0 附近产生明显地峰值，这一点与修正多路径模型预估曲线不同。原因尚不明确，可能是由于粗糙海面各面元加权耦合场在此方向产生了较强的相干叠加。

图 6.22 基于加权多路径模型分析了不同风速下舰船与海面的后向单站条件下的耦合散射特征。同样可以看出，随着风速的增大，耦合场 RCS 开始减小。对比修正多路径模型的结果，发现随着入射角的增大，耦合场 RCS 不再明显增大，这一点与图 6.15 显示的规律不同。这是由于加权模型考虑了面元斜率的影响，在大入射角度下，将有更多的面元镜像路径反射不到接收方向上，这些面元的贡献将被剔除，因而在大入射角区，耦合贡献将不再明显增大。



(a) 目标与海面复合散射（VV 极化）　(b) 耦合路径贡献（VV 极化）

(c) 目标与海面复合散射（HH 极化）　(d) 耦合路径贡献（HH 极化）

图 6.21　目标与海面侧向双站复合散射分析（$\theta_i = 40^0, \phi_i = \phi_s = 90^0$）

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

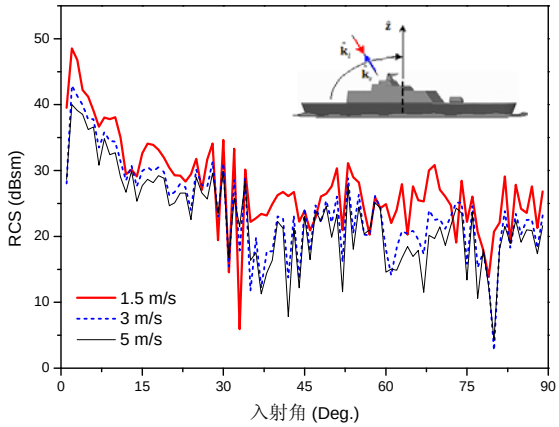


图 6.22 风速对耦合散射（$\mathbf{E}^{\mathrm{cou}}$）的影响，$\theta_s=\theta_i,\phi_i=0^0,\phi_s=\phi_i+\pi$

6.6 本章小结

本章详细讨论了传统多路径及修正多路径复合散射分析模型，并在此基础上提出了一种基于粗糙表面镜像反射单元空间分布加权镜像路径耦合贡献的思路，并建立了适合计算电大目标及其下方确定性粗糙面复合散射特性的快速预估模型。该模型相对于传统多路径方法更加合理地处理了目标下方粗糙面镜像反射单元斜率缓变对耦合散射的影响，从而更加适合计算不同时刻下具有确定性高度分布特性的粗糙海面及其上目标的复合散射问题。笔者将在后续章节中基于所提出的加权多路径模型进一步分析时变海面及其上目标的复合散射特征。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第七章 时变海面及其上目标电磁散射与多普勒谱

7.1 引言

时变海面及其上目标回波的模拟研究是一项十分复杂的工作，主要表现在以下几个方面：其一，如前所述，海浪因其运动方式复杂多变，使得时变海面电磁散射计算本身就是一个十分复杂且极具挑战性的课题；其二，海面上目标（主要指船类目标）往往具有超大电尺寸和复杂精细的结构，使得船类目标电磁散射计算同样也是计算电磁学领域的难点；其三，船类目标同海面之间的电磁耦合十分复杂，加之时变海面与目标的水动力相互作用使得目标在海面上的姿态不断随时间变化，从而使问题变得更加复杂。在前述章节中，笔者曾提出和建立适合快速预估二维时变海面微波高频段电磁散射特征的毛细波相位修正面元散射模型（CWMFSM）以及目标与海面复合电磁散射快速计算的加权多路径模型（WMFM），从一定程度上克服了以上难点，但考虑到“全动态”海上船体复合散射回波模拟方面的进一步应用，还需要建立船舶在不同海况条件下的随浪运动模型，从而实现更加接近真实船海复合场景的雷达时变信号的仿真。

船舶随浪运动模型的研究属于船舶水动力学理论研究范畴，其应用背景主要针对船舶设计、海上油井平台或试验平台设计等领域[277]。船舶水动力学理论的研究起步并不算早，就其发展历程来看，突破性进展发生在二十世纪五十年代，主要包括两个方面：第一个进展是频谱分析方法的引入。1953 年Denis和Pierson[278]将以往在通信理论中发展起来的处理噪声的理论应用到波浪及船舶摇荡的研究中，提出了不规则海浪中船舶运动计算的新理论。根据这一理论，船舶摇荡运动不再被认为是一种确定性过程，而是一种随机过程，与海浪的随机性或不规则性紧密联系在一起，从而使人们能够在统计意义上定量地考察不规则海浪中的船舶摇荡运动。第二个突破性进展是切片理论（strip theory）在船舶摇荡问题中的应用。1955 年Korvin-Kroukovsky和Jacobs[279] [280]应用空气动力学中的细长体概念首次提出了处理摇荡问题的切片理论。这一理论假定船体是细长的，可沿纵向（船长方向）将船体分成若干段，各段上截面形状大致相同，对各截面来说，流动可近似认为是二维的。按照二维流动理论求得各横截面遭受的流体作用力后，沿长度方向积分即可求得船体上总的流体作用力。由于当时切片法更多地建立在物理直观的基础上，缺乏系统和合理的推导，因此理论研究者对该理论价值的认识过程是缓慢的。尽管如此，由于切片理论计算过程相当简便，且与实验结果具有令人满意的吻合程度（尤其对于迎浪船舶的纵摇和垂荡），为工程实际问题提供了有效手段，从而受到造船工程师们的广泛认可和欢迎。此后，大量学者基于实验开始对切片理论作了进一步的完善工作，使之得到了迅速的发展和改进，主要表现在以下三个方面：一是切片法理论基础的合理化和严密化。由于基础假定的某些差

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

异，出现了多种切片方法，如新切片法[281]、合理切片法[282]、STF法[283]等等。二是二维剖面流体动力计算方法的发展，包括多参数保角变换法[284]、密切拟合法（close-fit method）[285]等。三是切片理论在斜浪激励下船舶运动计算中的推广[283]，其中包括遭遇海浪频率、遭遇海浪谱等概念的提出和应用。

本章将结合新切片法[286][287]建立船舶随浪运动模型，以此模拟不同海况下船类目标的运动姿态随时间的变化规律。进一步整合前述章节所建立的目标散射模型、海面散射模型、目标及海面耦合散射模型，建立“全动态”船海复合环境下雷达回波快速预估模型，并分析了不同雷达参数和海况参数下回波多普勒谱特性。

7.2 船舶在波浪上的运动理论与仿真

7.2.1 船舶在波浪上运动的六自由度模式

船舶在波浪上的运动是在三维空间的复合运动，一般情况下可以分为沿三个坐标轴的平行运动和围绕三坐标轴的旋转运动，即六自由度运动。如图 7.1 所示，平动方式包括纵荡（surge，u_1）、横荡（sway，u_2）和垂荡（heave，u_3），转动方式包括横摇（roll，u_4）、纵摇（pitch，u_5）和艏摇（yaw，u_6）。

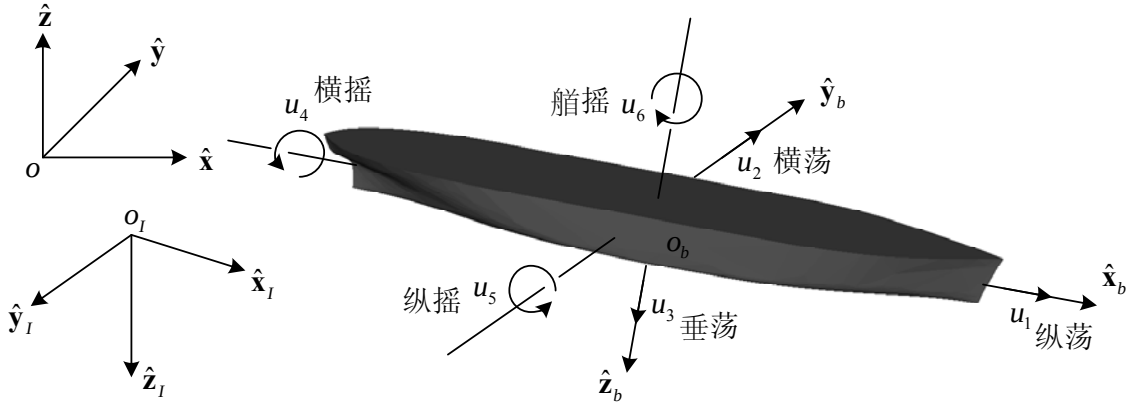


图 7.1 船舶在波浪上六自由度运动示意图

根据船舶水动力理论，描述和分析船舶六自由度运动一般需要借助三种坐标系，即全局坐标系$\{\hat{\mathbf{x}},\hat{\mathbf{y}},\hat{\mathbf{z}}\}$、惯性坐标系$\{\hat{\mathbf{x}}_I,\hat{\mathbf{y}}_I,\hat{\mathbf{z}}_I\}$和船体固定坐标系$\{\hat{\mathbf{x}}_b,\hat{\mathbf{y}}_b,\hat{\mathbf{z}}_b\}$，如图 7.1 所示。船体固定坐标系指随船体运动的坐标系，其$\hat{\mathbf{x}}_b$，$\hat{\mathbf{y}}_b$，$\hat{\mathbf{z}}_b$轴分别指向船首，左舷和船底，坐标中心一般设在船体重心。随着船体运动姿态不同，船体固定坐标系也随之不断变化。与船体固定坐标系不同的是，惯性坐标系中心保持与全局坐标系一致，不随船体运动而变化，并且$\hat{\mathbf{x}}_I$，$\hat{\mathbf{y}}_I$，$\hat{\mathbf{z}}_I$分别指向船首，右舷和船底。设船体固定坐标系下的六自由度运动矢量为$\hat{\mathbf{u}}=\{u_1,u_2,u_3,u_4,u_5,u_6\}$，其中$u_1,u_2,u_3$为长度量，$u_4,u_5,u_6$为角度量，那么三种坐标系的关系可表示为

$$\begin{bmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{bmatrix} = \left[A_{roll}A_{pitch}A_{yaw}\right]\begin{bmatrix} x_b \\ y_b \\ z_b \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u_1 \\ -u_2 \\ u_3 \end{bmatrix} \tag{7-1}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

其中，

$$A_{roll}=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & -\cos u_4 & \sin u_4\\ 0 & -\sin u_4 & -\cos u_4\end{bmatrix},\quad A_{pitch}=\begin{bmatrix}\cos u_5 & 0 & -\sin u_5\\ 0 & -1 & 0\\ -\sin u_5 & 0 & -\cos u_5\end{bmatrix},$$

$$A_{yaw}=\begin{bmatrix}\cos u_6 & \sin u_6 & 0\\ \sin u_6 & -\cos u_6 & 0\\ 0 & 0 & -1\end{bmatrix}。$$

$$\begin{bmatrix}x\\ y\\ z\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\cos\varphi_{ship} & -\sin\varphi_{ship} & 0\\ -\sin\varphi_{ship} & -\cos\varphi_{ship} & 0\\ 0 & 0 & -1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}x_I\\ y_I\\ z_I\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}v_{ship}\cos\varphi_{ship}t\\ -v_{ship}\sin\varphi_{ship}t\\ 0\end{bmatrix} \tag{7-2}$$

其中，v_{ship} 为船速，φ_{ship} 为船运动方向与 $\hat{\mathbf{x}}$ 轴的夹角，如图 7.2 所示。

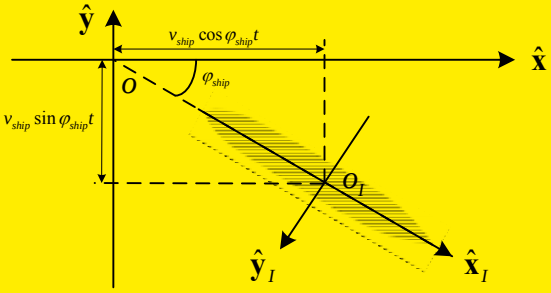


图 7.2 船速与航向在全局坐标系中的表示

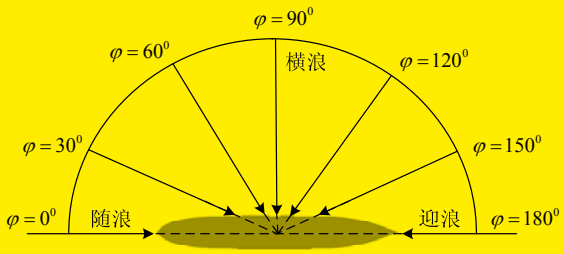


图 7.3 浪向与船体位置的关系示意图

图 7.3 给出了浪向与船体位置的关系，其中 φ=0^0 表示由船尾至船首的随浪波成分，φ=90^0 表示由船左舷垂直指向船体的横浪波成分，φ=180^0 表示由船首至船尾的迎浪波成分。结合海浪谱概念和浪向船体位置关系，可以定义出以船体为参考的遭遇频率 ω_e（encounter frequency）和遭遇海浪谱 S_e，如下

$$\omega_e=\left|\omega-\frac{\omega^2 v_{ship}}{g}\cos\left(\varphi+\varphi_{ship}\right)\right| \tag{7-3}$$

$$S_e\left(\omega_e,\varphi+\varphi_{ship}\right)=\frac{S\left(\omega,\varphi\right)}{\mathrm{d}\omega_e/\mathrm{d}\omega}=S\left(\omega,\varphi\right)\Big/\left|1-\frac{2\omega v_{ship}}{g}\cos\left(\varphi+\varphi_{ship}\right)\right| \tag{7-4}$$

7.2.2 六自由度运动方程及切片法求解理论

根据广义牛顿定律，建立船舶受力平衡方程式，可得船舶在规则波中运动的线性方程式，

$$-\omega_e\tilde{M}\hat{\mathbf{u}}=\hat{\mathbf{F}} \tag{7-5}$$

其中，$\tilde{M}$ 为质量矩阵：

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\tilde{M}=\begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 & mz_G & -my_G \\ 0 & m & 0 & -mz_G & 0 & mx_G \\ 0 & 0 & m & my_G & -mx_G & 0 \\ 0 & -mz_G & my_G & \theta_{xx} & -\theta_{xy} & -\theta_{xz} \\ mz_G & 0 & -mx_G & -\theta_{xy} & \theta_{yy} & -\theta_{yz} \\ -my_G & mx_G & 0 & -\theta_{xz} & -\theta_{yz} & \theta_{zz} \end{bmatrix} \tag{7-5}$$

m 是船的质量；x_G，y_G，z_G 为船的重心；θ_{xx}，θ_{yy}，θ_{zz}，θ_{xy}，θ_{xz}，θ_{yz} 表示船的质量惯性矩。

$$\theta_{xx}=\int\left(y^2+z^2\right)dm,\quad \theta_{xy}=\int xydm \tag{7-6}$$

对于对称质量分布的船体，$\theta_{xy}=\theta_{yz}=0$。

$\hat{\mathbf{F}}$ 表示水施加在船上的力振幅，它可分为流体静力学部分和由于船运动、入射波和其衍射产生的流体动力学部分。这就可以得到基本运动方程：

$$\left(-\omega_e\tilde{M}-\tilde{B}+\tilde{S}\right)\hat{\mathbf{u}}=\hat{\mathbf{F}}_e \tag{7-7}$$

其中，$\tilde{S}$ 为恢复力矩阵，表示流体静力学部分，$\tilde{B}$ 为表示船体运动的辐射力矩阵，$\hat{\mathbf{F}}_e$ 为包含由入射波和其衍射波产生的扰动力振幅矩阵。

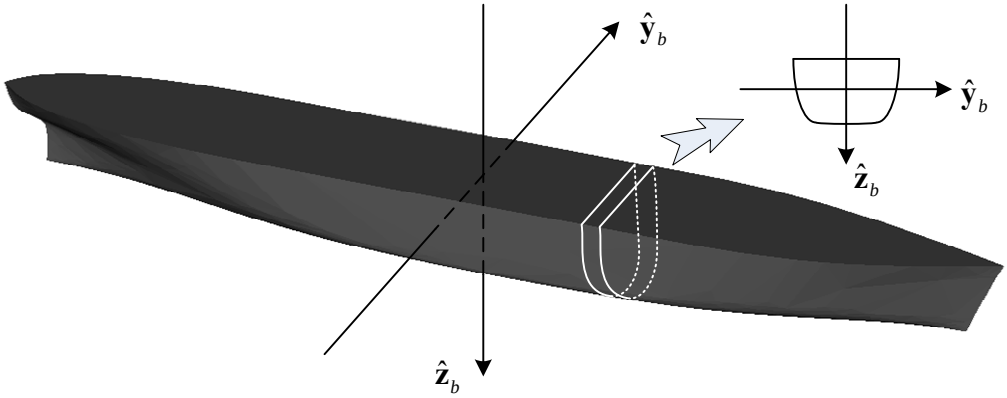


图 7.4 切片法求解理论示意图

对于非粘性无旋的势流，原则上作用在船上的辐射流体动力和波浪扰动力均能通过理论计算方法得到，但是由于船体的三维几何特性和船舶具有前进速度，从理论上严格求解是不容易的。对于细长的船体，在高频摇荡时，其三维船体的流体动力，可以用船体各剖面处二维的流体动力沿船长叠加来求得，这种处理方法称为“切片法（Strip method）[283]”，如图 7.4 所示。尽管切片方法在理论上还有许多不完善之处，但实际给出的结果除横摇运动外是令人满意的。在实际应用中，切片法已经超过了理论上的限制范围，就船体形状而言，不仅适用于细长体，也适用于一般船体；就频率而言，适用于从低频到高频的实用范围内；就航速而言，除了弗劳德系数超过 1.0 的高速区域外，一般的航速范围都是适用的。为了保

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

证切片方法计算的精度，一般要求切片数不少于 20 段，频率范围应覆盖整个响应的范围，大约在 0.20 rad/ s 到 2.40 rad/ s 之间取 20 至 30 个频率进行计算。

下面分别介绍（7-7）式基本运动方程各力学矩阵的定义及基本求解方法。

(1) 恢复力—流体静力学矩阵 $\tilde{S}$

船体非对称时一般情况下的恢复力矩阵 $\tilde{S}$ 可表示为

$$\tilde{S}=\begin{bmatrix} 0 & 0 & \rho g A_{tr} & \rho g y_{tr} A_{tr} & \begin{matrix}-\rho g x_{tr} A_{tr}+gm\\ -\rho g\int A dx\end{matrix} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho g\int A dx-gm & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho g\int B dx & \rho g\int y_w B dx & -\rho g\int x B dx & 0 \\ 0 & 0 & \rho g\int y_w B dx & \begin{matrix}\rho g\int y_w^2 B dx+gmz_G\\ -\rho g\int A z_S dx\end{matrix} & -\rho g\int x y_w B dx & 0 \\ 0 & 0 & \begin{matrix}\rho g z_{tr} A_{tr}\\ -\rho g\int x B dx\end{matrix} & \begin{matrix}\rho g y_{tr} z_{tr} A_{tr}\\ -\rho g\int x y_w B dx\end{matrix} & \begin{matrix}-\rho g\int A z_S dx+gmz_G\\ +\rho g\int x^2 B dx\end{matrix} & 0 \\ 0 & 0 & -\rho g y_{tr} A_{tr} & \begin{matrix}\rho g\int x A dx-gmx_G\\ -\rho g y_{tr}^2 A_{tr}^2\end{matrix} & -gmy_G+\rho g\int y_S A dx & 0 \end{bmatrix} \tag{7-8}$$

其中，ρ 是海水密度，积分是沿船体长度积分，A 为切片（平均水面下）的面积，B 为吃水线宽度，$y_w(x)$ 为切片吃水线的平均横向坐标，$(y_S，z_S)$ 为切片的中心坐标，所有横截切片的纵向坐标为 x，A_{tr} 为吃水线下干艉的切片面积，如果船体没有艉或者艉是湿的，则 A_{tr} 为零，y_{tr}，z_{tr} 为干艉的重心坐标。

(2) 附加质量、Froude-Krilov 力和衍射力的计算

二维流势的基本解：

$$\phi(y,z,t)=\mathrm{Re}\left[\hat{\phi}(y,z)e^{i\omega t}\right] \tag{7-9}$$

若船具有向前的速度 v，则船体切片以遭遇频率 ω_e 振荡。二维流势必须满足以下条件：

1. Laplace 方程（由于流体的不可压缩性）：$\phi_{yy}+\phi_{zz}=0$，$z>0$
2. 底部条件：浅水：$\phi_z=0$，$z=H$，H 表示水深。深水：$\lim\limits_{z\to\infty}\phi_z=0$。
3. 自由表面条件：$\phi_{tt}-g\phi_z=0$，$z=0$
4. 船体边界条件：$\nabla\phi\cdot\vec{n}=\vec{v}\cdot\vec{n}$，$\vec{v}$ 表示船体在其表面某点的速度，$\vec{n}$ 表示该点的外法向。
5. 辐射条件：$\phi=\mathrm{Re}\left[\dfrac{-ic\hat{\zeta}}{\sinh(kH)}\cosh\left(k[z-H]\right)e^{i(\omega t\mp ky)}\right]$，指数项中，负号表示波沿 $+y$ 方向传播，正号表示波沿相反地方向传播。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

对于势的复振幅$\hat{\phi}$，由（7-9）式可以得到

$$\hat{\phi}_{yy}+\hat{\phi}_{zz}=0,\quad z>0 \tag{7-10a}$$

$$\text{浅水：}\hat{\phi}_z=0,\quad z=H\text{；或深水：}\lim_{z\to\infty}\hat{\phi}_z=0 \tag{7-10b}$$

$$\frac{\omega^2}{g}\hat{\phi}+\hat{\phi}_z=0,\quad z=0 \tag{7-10c}$$

$$\nabla\hat{\phi}\cdot\vec{n}=\vec{v}\cdot\vec{n} \tag{7-10d}$$

$$\hat{\phi}_y=\mp ik\hat{\phi} \tag{7-10e}$$

根据切片方法，可以将势$\hat{\phi}$近似为点源的叠加，即

$$\hat{\phi}(y,z)=\sum_{i=1}^{n}q_i\frac{1}{2}\ln\left[(y-y_i)^2+(z-z_i)^2\right] \tag{7-11}$$

其中，q_i为位于$(y_i,\ z_i)$处点源的强度。除了位于切片轮廓内或者z=0上面的点源$(y_i,\ z_i)$，式（7-11）处处满足 Laplace 方程（7-10a）。

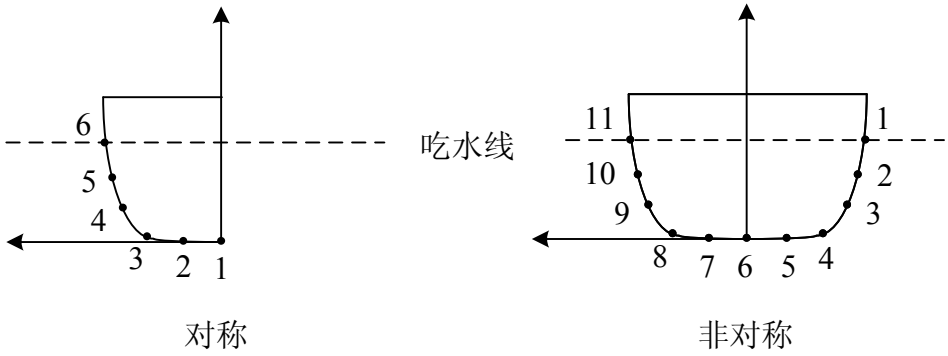


图 7.5 对称与非对称切片轮廓的点源划分方法

切片轮廓用给定的补偿点来定义，对于任何相邻补偿点之间的轮廓段，在两补偿点之间的中点附近可产生一个源，一般而言，源的位置从中点向切片内部转移1/20倍的轮廓段长度。沿着平均水面z=0，网格点是自动生成的，靠近船体，网格点的距离等于 1.5 倍的吃水线上轮廓补偿点之间的距离。在更远的两侧，网格点的距离以 1.5 倍的增加因子递增，直到最大距离达到 1/12 倍的波长。此时，源点再次位于每个自由表面段的中点。对于对称船体，只需要离散一半的自由表面网格点（例如数量为 55），对于非对称船体，切片两侧的自由表面都需要离散，网格点数为 2×55。图 7.5 给出了每个船体切片轮廓的点源划分方法。

对于船体边界条件（7-10d），左端沿每个轮廓段的积分，即由第i个源 S 诱导的、流经点 A 和 B 之间轮廓段的流，等于源强度乘以角度 ASB（β_i）除以 2π。这样，将所有源诱导的流叠加就可以得到总流，即

$$\int\nabla\hat{\phi}\cdot\vec{n}ds=\frac{1}{2\pi}\sum_{i=1}^{n}q_i\beta_i \tag{7-12}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

对于自由表面条件（7-10c）的第二项，可以用上述同样的方法进行处理，第一项沿轮廓段的积分近似为

$$\int_A^B \hat{\phi} ds \approx \frac{1}{2}\left\{\phi\left(A+0.316\left[B-A\right]\right)+\phi\left(A+0.684\left[B-A\right]\right)\right\}\cdot\left|B-A\right| \tag{7-13}$$

利用镜像源，式（7-11）可以精确地满足底部条件（7-10b）的浅水条件。其中，点$\left(y_i,\ z_i\right)$处源的镜像源位于底部下面$\left(y_i,\ 2H\text{-}z_i\right)$处。对于深水，点源方法近似的流势（7-11）能自动地满足条件（7-10b）的深水条件。

根据式(7-13)，辐射条件(7-10e)沿点 A 和 B 之间段的积分为

$$\phi_B-\phi_a=\mp\frac{ik}{2}\left\{\phi\left(A+0.316\left[B-A\right]\right)+\phi\left(A+0.684\left[B-A\right]\right)\right\}\cdot\left(y_B-y_A\right) \tag{7-14}$$

整理可以得到

$$i\left(\phi_B-\phi_A\right)-\frac{k}{2}\left|y_B-y_A\right|\left\{\phi\left(A+0.316\left[B-A\right]\right)+\phi\left(A+0.684\left[B-A\right]\right)\right\}=0 \tag{7-15}$$

求解由边界条件组成的线性方程系统，可以得到所有源强度的复振幅。因此，流势就可以根据式(7-11)来确定。

附加质量和阻力：

根据伯努利方程，压力的复振幅为

$$p=-\rho\phi_t \tag{7-16}$$

将压力振幅沿切片轮廓积分可以给出水平力、垂直力和力矩的复振幅。对于其中的一个力，考虑到力振幅$\hat{f}$和运动振幅$\hat{u}$成比例，这种比例关系可以写为如下形式

$$\hat{f}=-\hat{m}\left(-\omega^2\hat{u}\right) \tag{7-17}$$

由于如果正弦运动以圆频率ω发生，$-\omega^2\hat{u}$为加速度的复振幅，所以$\hat{m}$可以理解为复附加质量矩阵的一个元素。然而，考虑力振幅$\hat{f}$可能为阻力和质量项的和时，有

$$\hat{f}=-m\left(-\omega^2\hat{u}\right)-d\left(i\omega\hat{u}\right) \tag{7-18}$$

其中，$i\omega\hat{u}$为运动速度的复振幅。不难发现，式（7-17）和（7-18）是相同的，对照可得复附加质量$\hat{m}$、实附加质量m和阻尼系数d满足下列关系

$$\hat{m}=m-\frac{id}{\omega} \tag{7-19}$$

Froude-Krilov 力：

根据式（7-16），波压的复振幅为

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\hat{p}=\rho\frac{-\omega^2\exp\left(iky\sin u\right)}{2k\sinh kH}\left[\exp\left(k\left[k-H\right]\right)+\exp\left(-k\left[k-H\right]\right)\right] \tag{7-20}$$

Froude-Krilov 力可以由压力沿切片轮廓积分计算得到，而压力沿切片轮廓的积分可以通过将压力沿每相邻两个补偿点之间的轮廓段的积分叠加得到，即

$$\int_{\vec{x}_1}^{\vec{x}_2}\hat{p}ds=-\rho g\frac{\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\cosh kH}\left\{\exp\left(kz_1-kH\right)\frac{\exp\left[k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\right.$$

$$\left.+\exp\left(-kz_1+kH\right)\frac{\exp\left[k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\right\}\left|\vec{x}_2-\vec{x}_1\right| \tag{7-20}$$

式中，$\Delta y=y_2-y_1$，$\Delta z=z_2-z_1$。

衍射力：

波衍射力和力矩的计算与附加质量力和力矩的计算中只考虑船体边界条件中的非齐次项有所不同。在衍射力计算中，波流必须被源诱导流抵消掉。

根据流速度矢量，$\hat{x}_1$ 和 $\hat{x}_2$ 之间的波流可以表示为

$$\begin{Bmatrix}\hat{\phi}_y\\ \hat{\phi}_z\end{Bmatrix}=\frac{-i\omega\exp\left(iky\sin u\right)}{2k\sinh kH}\left[\begin{Bmatrix}ik\sin u\\ k\end{Bmatrix}\exp\left(kz-kH\right)+\begin{Bmatrix}ik\sin u\\ -k\end{Bmatrix}\exp\left(-kz+kH\right)\right] \tag{7-21}$$

$$\int_{\vec{x}_1}^{\vec{x}_2}\left(\hat{\phi}_y,\hat{\phi}_z\right)d\vec{x}$$

$$=\frac{-i\omega\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\sinh kH}\left\{\exp\left(kz_1-kH\right)\frac{\exp\left[k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\left(\Delta y-i\Delta z\sin u\right)\right.$$

$$\left.+\exp\left(-kz_1+kH\right)\frac{\exp\left[k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\left(\Delta y+i\Delta z\sin u\right)\right\}\left|\vec{x}_2-\vec{x}_1\right| \tag{7-22}$$

利用色散关系 $\omega^2=gk\tanh kH$，上式中的第一个分数可以表示为：

$$\frac{-i\omega\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\sinh kH}=\frac{-igk\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\omega\cosh kH} \tag{7-23}$$

在式（7-20）和（7-22）中，在 α 很小时，表达式 $\left[\exp\left(\alpha\right)-1\right]/\alpha$ 的直接估算是不准确的，因此，当 $\left|\alpha\right|<0.01$ 时，利用指数函数的泰勒展开式可以将 $\left[\exp\left(\alpha\right)-1\right]/\alpha$ 近似表示为

$$\frac{\exp\left(\alpha\right)-1}{\alpha}\approx 1-\frac{\alpha}{2} \tag{7-24}$$

(3) 辐射力的计算

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

令 $\hat{\vec{f}}_x$ 表示由水施加到切片上的力和力矩的复振幅，$\hat{\vec{f}}_x$ 包含三个分量：y 方向上的力、z 方向上的力和绕 x 轴的力矩。$\hat{\vec{f}}_x$ 正比于具有三分量的运动振幅矢量 $\hat{\vec{u}}_x=\left\{\hat{u}_2,\hat{u}_3,\hat{u}_4\right\}$。

$$\hat{\vec{f}}_x=A\omega_e^2\hat{\vec{u}}_x=\begin{bmatrix}\overline{m}_{22} & \overline{m}_{23} & \overline{m}_{24}\\ \overline{m}_{32} & \overline{m}_{33} & \overline{m}_{34}\\ \overline{m}_{42} & \overline{m}_{43} & \overline{m}_{44}\end{bmatrix}\omega_e^2\hat{\vec{u}}_x \tag{7-25}$$

矩阵 A 中的所有元素 $\overline{m}_{ij}$，第一个下表 i 代表力分量，第二个下表 j 代表由 j 分量的运动引起的这个力。复附加质量矩阵中的元素可以理解为实附加质量和阻力的贡献，并和式（7-19）有相同的关系，例如，对于第一个元素有

$$\overline{m}_{22}=m_{22}+\frac{n_{22}}{i\omega} \tag{7-26}$$

为了便于理解，将式（7-25）重新写为另一种形式

$$\hat{\vec{f}}_x=\left(-i\omega_e\right)A\left(i\omega_e\hat{\vec{u}}_x\right) \tag{7-27}$$

这可以理解为动量（质量乘以速度）的时间导数。若船具有向前的速度 v_{ship}，上述运动关系可以表示为

$$\hat{\vec{f}}_x=\left(-i\omega_e+v_{ship}\frac{d}{dx}\right)A\left(i\omega_e\hat{\vec{u}}_x\right) \tag{7-28}$$

用六分量的船运动可以将三分量的横截面速度 $i\omega_e\hat{\vec{u}}_x$ 表示为

$$i\omega_e\hat{\vec{u}}_x=W\hat{\vec{u}} \tag{7-29}$$

式中

$$W=\begin{bmatrix}0 & i\omega_e & 0 & 0 & 0 & i\omega_e x-v_{ship}\\ 0 & 0 & i\omega_e & 0 & -i\omega_e x+v_{ship} & 0\\ 0 & 0 & 0 & i\omega_e & 0 & 0\end{bmatrix} \tag{7-30}$$

三分量的截面力 $\hat{\vec{f}}_x$ 和六分量的单位长度的力 $\hat{\vec{f}}$ 之间的转换矩阵为

$$V=\begin{bmatrix}0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1\\ 0 & -x & 0\\ x & 0 & 0\end{bmatrix} \tag{7-31}$$

将单位长度的力 $\hat{\vec{f}}$ 沿船积分可以得到六分量的辐射力：

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$B\hat{\vec{u}}=\int_L V\left(-i\omega_e+v\frac{d}{dx}\right)AW\hat{\vec{u}}dx \tag{7-32}$$

因此，

$$B=\int_L V\left(-i\omega_e+v\frac{d}{dx}\right)AWdx \tag{7-33}$$

(4) 激发力的计算

令 $\hat{\vec{f}}_{e,x}$ 表示三分量力的复振幅，并且正比于波在点 $(x=0,\ y=0)$ 处的复振幅 $\hat{\zeta}_x$，包括 Froude-Krilov 力和衍射力。

$$\hat{\vec{f}}_{e,x}=\left(\hat{\vec{f}}_{e,x0}+\hat{\vec{f}}_{e,x7}\right)\hat{\zeta}_x \tag{7-34}$$

式中，下表 0 和 7 分别表示 Froude-Krilov 部分和衍射部分。

若船的前进速度为 v_{ship} 时，则衍射力 $\hat{\vec{f}}_{e,x7}$ 扩展为

$$\hat{\vec{f}}_{e,x7}-\frac{v_{ship}}{i\omega}\frac{d\hat{\vec{f}}_{e,x7}}{dx} \tag{7-35}$$

对于方向为 u 的规则波，其波高 ζ 的复振幅可表示为

$$\hat{\zeta}=\hat{\zeta}_0\exp\left[-ik\left(x\cos u-y\sin u\right)\right] \tag{7-36}$$

其中，$\hat{\zeta}_0$ 为原点处的复振幅，$k=2\pi/\lambda$ 为波数，λ 为波长。因此

$$\hat{\zeta}_x=\hat{\zeta}_0\exp\left(-ikx\cos u\right) \tag{7-37}$$

根据式（7-31），对 $\hat{\vec{f}}_{e,x}$ 左乘转换矩阵 V 可以将其转化为全局坐标系中六分量的力矢量，于是可以得到激发力矢量的第一部分贡献：

$$\hat{\vec{f}}_{e,1}=\int_L V\left(\hat{\vec{f}}_{e,x0}+\hat{\vec{f}}_{e,x7}+\frac{iv}{\omega}\frac{d\hat{\vec{f}}_{e,x7}}{dx}\right)\exp\left(-ikx\cos u\right)dx\cdot\hat{\zeta}_0 \tag{7-38}$$

对于纵荡运动和艏摇、纵摇的更精确地计算，需要考虑由水施加到船上的附加的纵向力。这个情况下的衍射部分可以忽略不计，于是只考虑 Froude-Krilov 贡献时船上的纵向力为

$$\int_L \hat{p}\frac{dA}{dx}dx+\hat{p}_{tr}A_{tr} \tag{7-39}$$

式中，$\hat{p}$ 为压力振幅。这里用截面中心 $(x,\ y_x,\ z_x)$ 处的压力值代替沿整个截面的平均值。截面中心的压力为

$$\hat{p}=-\rho g\exp\left[-k\left(z_x+T\right)\right]\exp\left(iky_x\sin u\right)\exp\left(-kx\cos u\right)\hat{\zeta}_0=\alpha\hat{\zeta}_x \tag{7-40}$$

式中，$\alpha=-\rho g\exp\left[-k\left(z_x+T\right)\right]\exp\left(iky_x\sin u\right)$。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

单位长度的纵向力 $\hat{p}dA/dx$ 也可以诱导对纵摇力矩的贡献，于是可以得到六分量激发力矢量的第二部分贡献：

$$\hat{\bar{f}}_{e,2}=\left(\int_L\begin{Bmatrix}1\\0\\0\\0\\z_x\\-y_x\end{Bmatrix}\alpha\frac{dA}{dx}\exp\left(-ikx\cos u\right)dx+\begin{Bmatrix}1\\0\\0\\0\\z_x\\-y_x\end{Bmatrix}\alpha A_{tr}\exp\left(-ikx_{tr}\cos u\right)\right)\hat{\zeta}_0 \quad (7\text{-}41)$$

7.2.3 幅值响应算子及确定波面轮廓上的船舶运动建模方法

幅值响应算子（response amplitude operators, RAO）定义为船舶六自由度运动矢量 $\hat{\mathbf{u}}$ 与激励规则波复振幅 $\hat{\zeta}_0$ 的比值，即

$$\hat{\Re}\left(\omega,\varphi\right)=\frac{\hat{\mathbf{u}}\left(\omega,\varphi\right)}{\hat{\zeta}_0\left(\omega,\varphi\right)} \quad (7\text{-}42)$$

根据线性叠加法，假设某时刻 t，海上一个固定点的水面波动可以用多个随机余弦波叠加来描述，并假定只在平面内产生波浪，且波浪沿固定方向传播，则海面上某一点的波高 $\eta_L(x,y,t)$ 可表示为

$$\eta_L(x,y,t)=\sum_{l=1}^{N_k}\sum_{j=1}^{N_\varphi}\sqrt{2S\left(k_l,\varphi_j-\varphi_w\right)\Delta k\Delta\varphi}\cos\left[\omega_l t-k_l\left(x\cos\varphi_j+y\sin\varphi_j\right)+\varepsilon_{lj}\right] \quad (7\text{-}43)$$

其中 $S\left(\mathbf{k}\right)$ 为二维 ELH 谱。k_l、ω_l、φ_j 和 ε_{lj} 分别表示组成波的波数、圆频率、方向角和初始相位。初始相位 ε_{lj} 在 $0\sim2\pi$ 之间满足均匀分布。N_k，N_φ 分别为频率和方向角的采样点数。φ_w 表示风向角。

既然通过切片法可求得不同频率和方向规则波激励下的 RAO，按照线性叠加的思想，波面某点处船舶的运动也可认为由不同频率和方向的波共同激励形成，这样，t 时刻下二维波面 $\left(x,y\right)$ 处船舶的六自由度运动幅度 $u_i,\left(i=1,2,\cdots,6\right)$ 可由下式求得，

$$\begin{aligned}u_i(x,y,t)=&\sum_{l=1}^{N_k}\sum_{j=1}^{N_\varphi}\left|\hat{\Re}_i\right|\sqrt{2S_e\left(k_{e,l},\varphi_j-\varphi_w\right)\Delta k_e\Delta\varphi}\times\\&\cos\left[\omega_{e,l}t-k_{e,l}\left(x\cos\varphi_j+y\sin\varphi_j\right)+\varepsilon_{lj}+\arg\left(\hat{\Re}_i\right)\right]\end{aligned} \quad (7\text{-}44)$$

其中，k_e 对应遭遇圆频率 ω_e 下的波数，S_e 为遭遇海浪谱，由（7-4）式求得。

综合前述内容，可以总结出切片法模拟二维波浪上船舶六自由度运动的基本流程，如图 7.6 所示。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

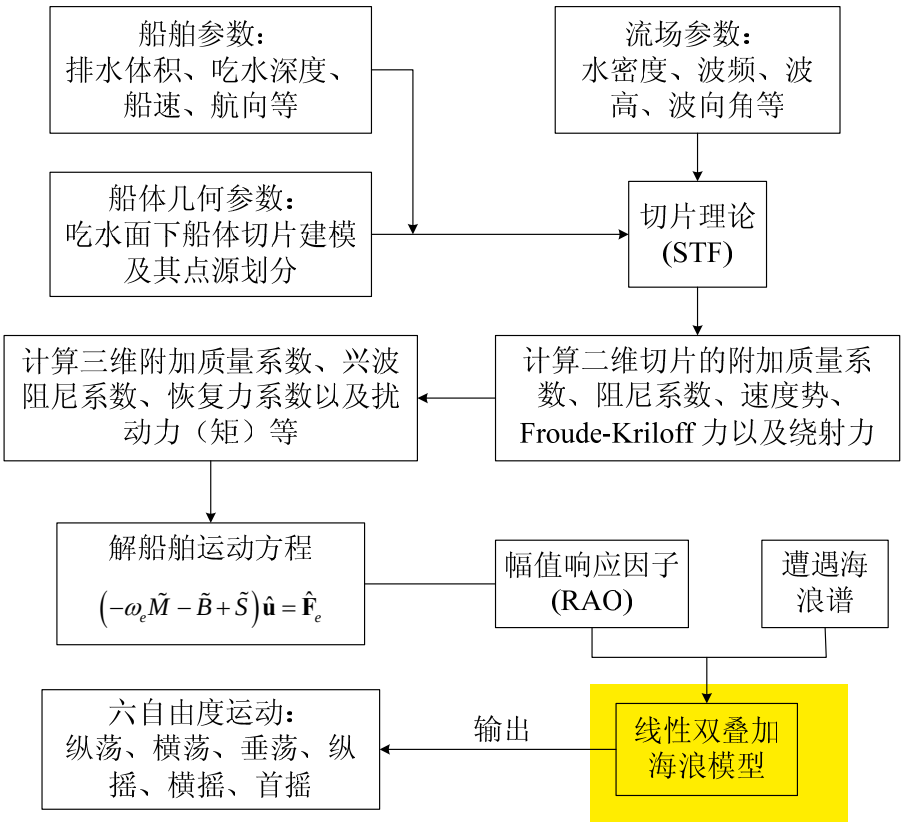


图 7.6 二维波浪上船舶六自由度运动模拟流程图

7.2.4 仿真算例

本节基于系列 60 标准船模进行水动力仿真，如图 7.7 所示，将水下船体等间隔划分成 31 个横切片，由于是对称结构，可按照图 7.5 所示的方法对每个切片轮廓进行点源划分，并分别记录各个切片的点源坐标信息。表 7.1 给出了系列 60 船模的详细参数表。

为了便于定量分析船模的随浪运动特点，这里模拟了受一维固定浪向的海面激励的船模六自由度运动。海面风速为 15 m/s，离散点数为 128×128，面元大小为 0.7×0.7 m^2，浪向分别取 $\varphi=0^0$，$\varphi=90^0$。图 7.8 给出了基于切片法所计算的船速为 0 m/s 的 S60 船模在不同浪向下的幅值响应因子，可以看出：随浪条件下（$\varphi=0^0$），横荡、横摇和首摇的 RAO 几乎为零，而纵荡、垂荡和纵摇等在浪向作用面上的运动幅值响应则随着波浪频率的增大振荡变化，分别在不同的频率点达到峰值；横浪条件下（$\varphi=90^0$），由于船模本身首尾分布不对称，因而除横荡、横摇和垂荡的 RAO 有明显地响应值外，纵向面的纵荡、纵摇也有较小幅度的响应，而首摇响应此时仍几乎为零。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

基于上述不同浪向下六自由度运动的 RAO，根据（7-44）式，模拟了对应不同时刻下确定海浪波面上的船模姿态。仿真中固定船模在海面坐标中心处（$x = y = 0$ m），且假设船体处于零操纵状态，即船速为 $v_{ship} = 0$ m/s。图 7.9 给出了不同时刻下一维浪向海面及其上船模姿态的三维显示图。这里首先模拟不同时刻下的海面及其所对应的船体六自由姿态，然后将该时刻下的海面和船体几何模型转化成三角面元表示，并借助 OpenGL 技术绘制 3D 视觉图，从而更加直观地显示了 S60 船模受不同浪向激励的随浪运动状态。可以看出，当浪向沿船纵轴方向时 $\varphi = 0^0$，船体主要以纵摇和垂荡运动为主；沿横轴方向时 $\varphi = 90^0$，船体主要以横摇和垂荡运动为主。当波峰或波谷激励船体时，可以明显地看出船体随波峰面或波谷面的倾斜姿态，船体姿态与海浪保持协同运动特性。图 7.10 给出了不同时刻下二维海面及其上船模姿态的侧向视图和横向视图，此时风向设定为 $\varphi_w = 0^0$，海面及其它模拟参数同图 7.9。二维海面包含多个方向波成分组成，船体六自由度运动是多个方向波激励的结果，此时，船体的运动姿态相对于一维浪向条件要更加复杂。本节的模拟算例为后续对二维时变海浪及其上运动船体的复合散射建模奠定了基础。

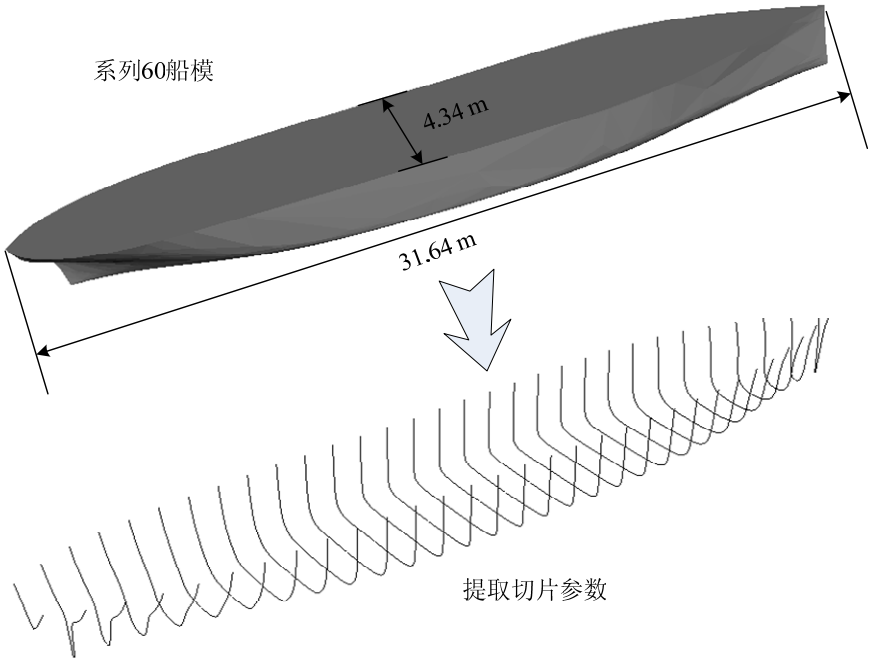
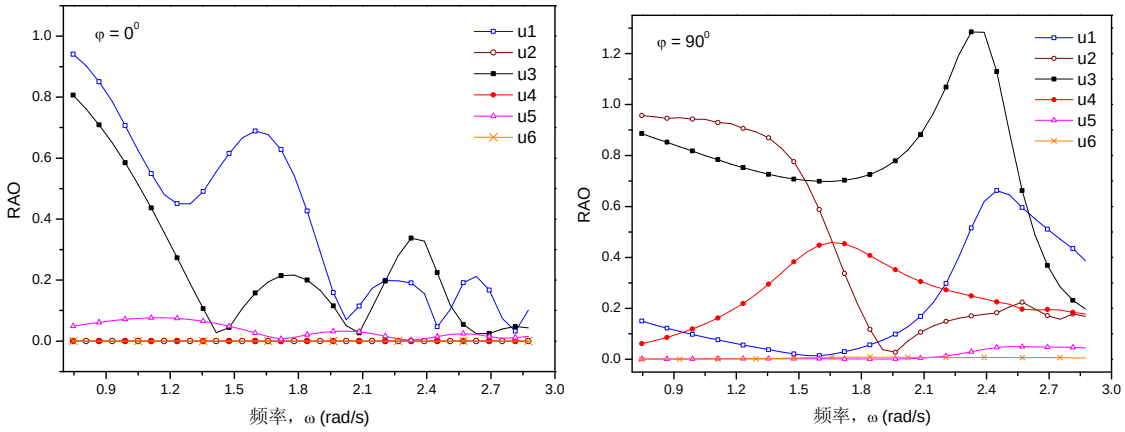


图 7.7 系列 60 船模参数及切片建模示意图

表 7.1 系列 60 船模详细参数表

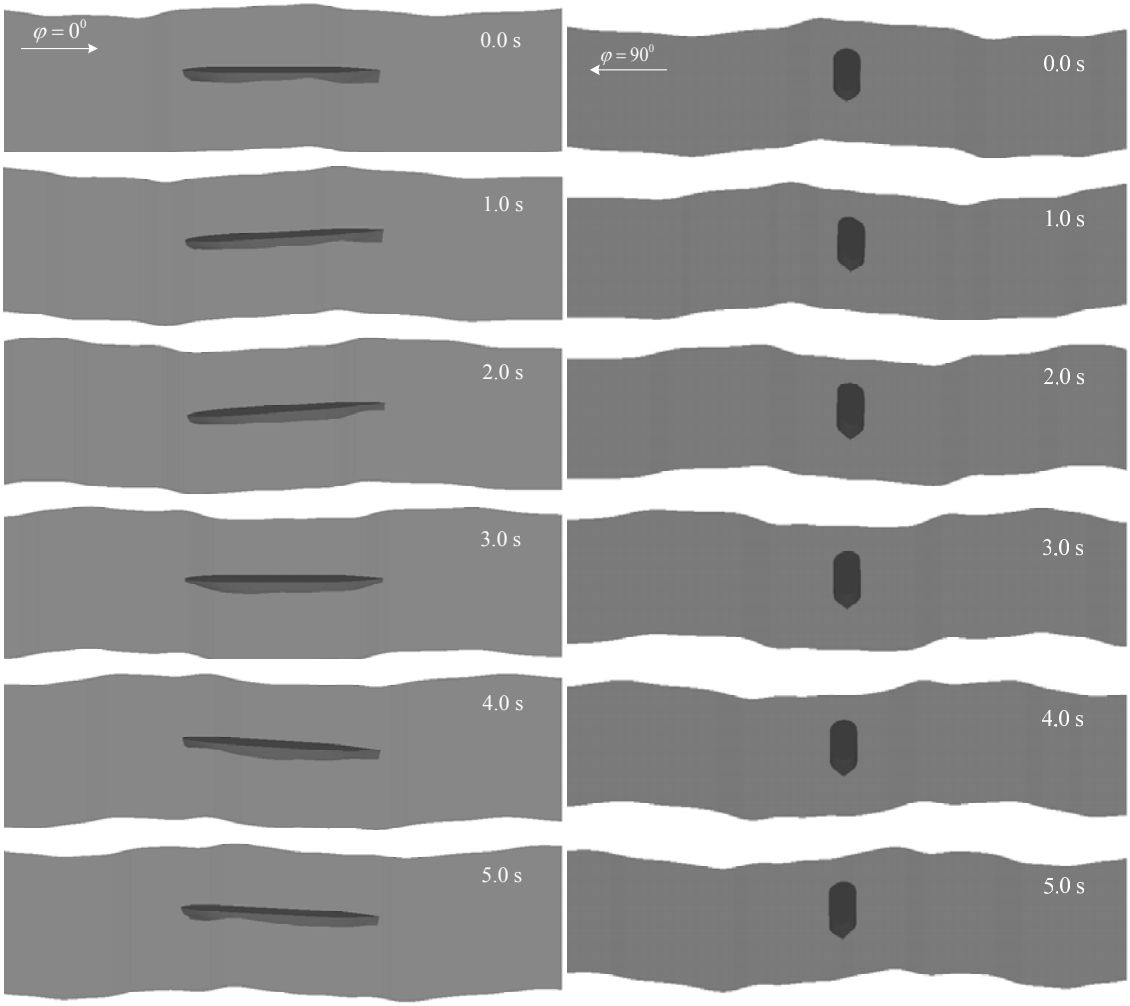
船长	31.64 m	船宽	4.34 m
船高	2.606 m	吃水深度	1.5 m
排水体积	135.30 m^3	阻尼系数	0.687
船重	105.67吨	切片数量	31

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) 浪向 $\varphi = 0^0$　　(b) 浪向 $\varphi = 90^0$

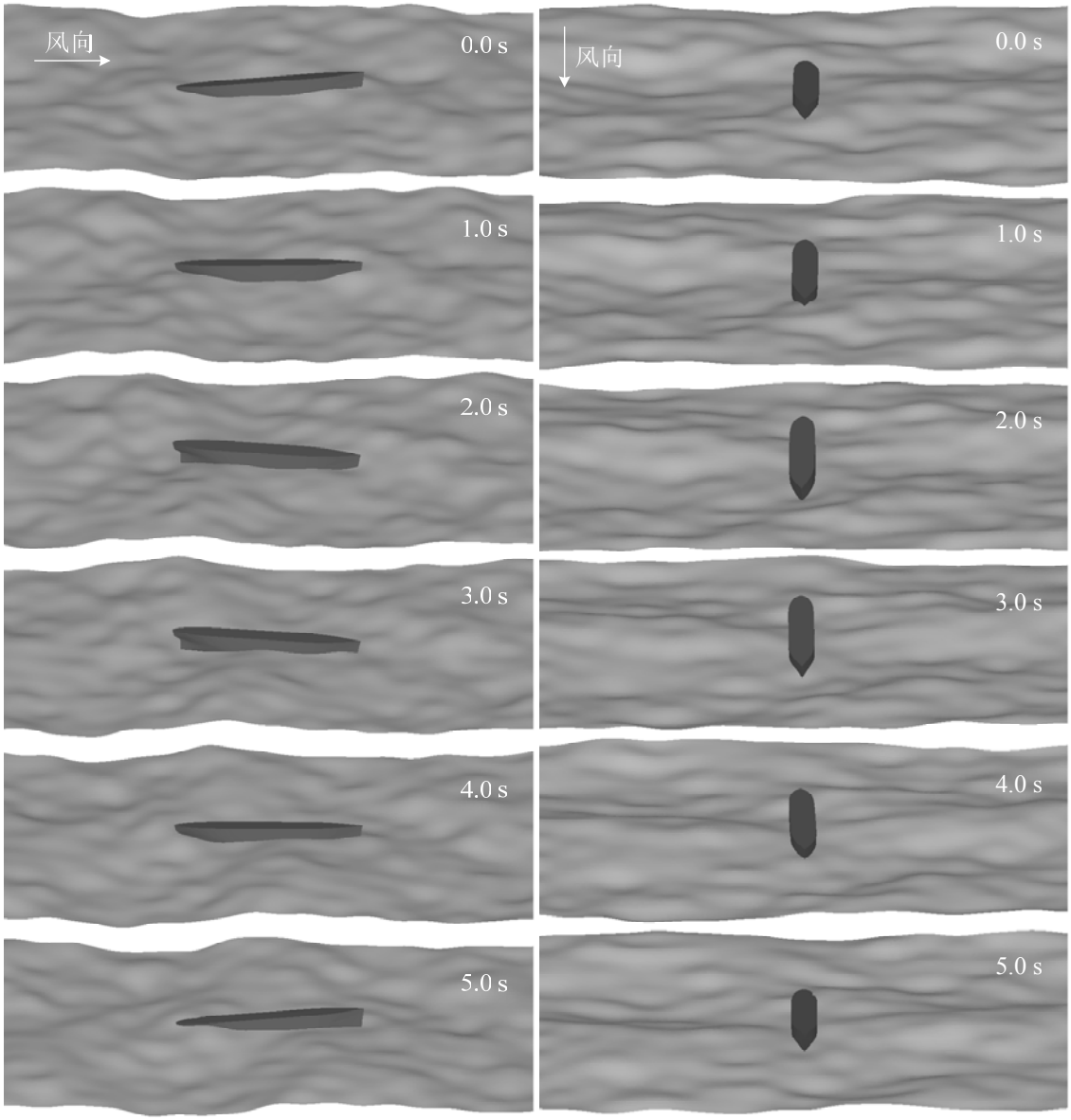
图 7.8 不同浪向对应的幅值响应因子（RAO）



(a) 浪向 $\varphi = 0^0$　　(b) 浪向 $\varphi = 90^0$

图 7.9 不同时刻下一维浪向海面及其上船模姿态模拟图

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) 侧向视图　　(b) 前向视图

图 7.10 不同时刻下二维海面及其上船模姿态模拟图，风向 $\varphi_w = 0^0$

7.3 二维时变海面及其上运动船体的雷达回波模拟

为了仿真二维海面及其上运动船体的时变回波信号，本节将结合前述章节所提出和建立的目标及海面散射模型，水动力学运动模型等分析动态复合场景的时变散射特征。其中，海面时变回波信号由第四章提出的毛细波相位修正面元散射模型（CWMFSM）计算；船类目标的直接散射贡献采用等效边缘电磁流方法（MEC）计算；船体与海面的耦合贡献采用第六章所提出的加权多路径模型（WMPM）计算；由目标直接散射贡献及耦合贡献所产生信号的时变特征将结合本章 7.2 节所建立的船体六自由度运动模型进行仿真。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

7.3.1 模型参数及仿真流程

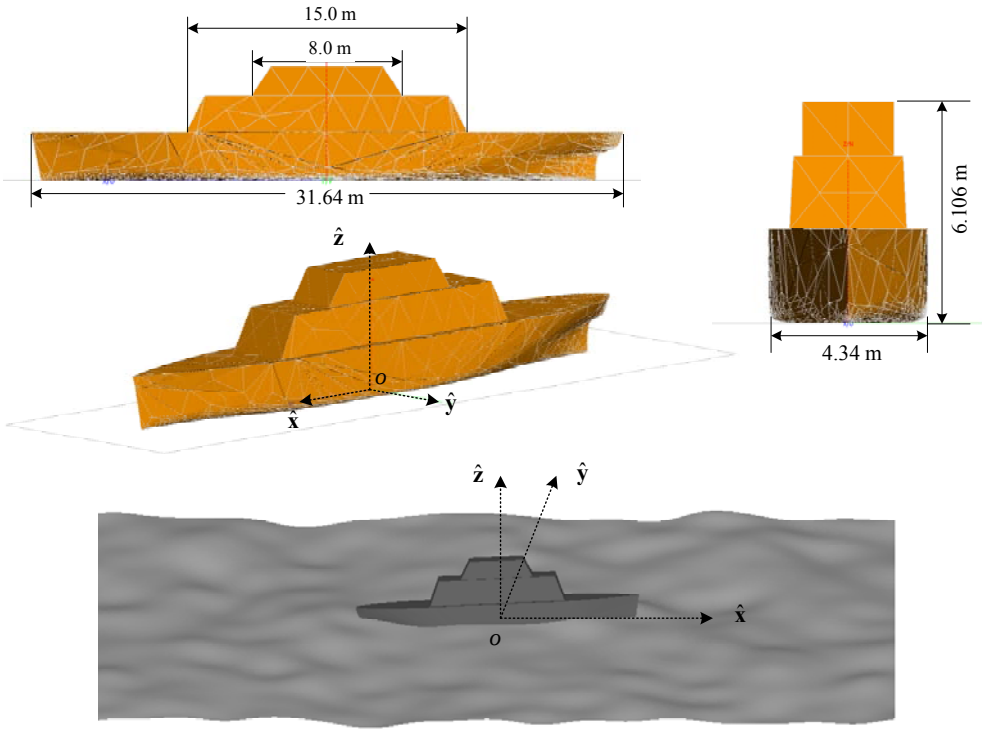


图 7.11 船模基本参数及海船复合场景坐标系示意图

在 7.2 节所描述的 S60 船模的基础上，本节采用 3DMAX 建模软件建立了如图 7.11 所示简单船体结构。二维海面及其上运动船体的时变回波信号仿真的流程如图 7.12 所示，其具体步骤如下：

步骤 1：基于几何建模软件获得船模几何参数，包括船体三角面元剖分信息、吃水船底的切片及其点源划分信息、排水体积、船体质量等。设定船速、航向、雷达参数、海况参数等基本模拟参数；

步骤 2：设定时间 t_n，根据海况参数模拟生成该时刻下二维海面几何模型，并采用 CWMFSM 模型计算海面电磁散射场 $\mathbf{E}_{\text{sea}}(t_n)$；

步骤 3：根据船舶参数，采用船体六自由度水动力运动模型计算对应模拟海面激励的幅值响应算子；结合遭遇海浪谱和线性叠加模型输出对应 t_n 时刻下船体的六自由度运动，并以此倾斜和旋转船模姿态。

步骤 4：结合等效电磁流方法和加权多路径模型计算对应船模姿态下的目标散射场 $\mathbf{E}_{\text{ship}}(t_n)$ 以及耦合散射场 $\mathbf{E}_{\text{cou}}(t_n)$。

步骤 5：将三部分场相干叠加计算总场 $\mathbf{E}_{\text{total}}(t_n)=\mathbf{E}_{\text{ship}}(t_n)+\mathbf{E}_{\text{cou}}(t_n)+\mathbf{E}_{\text{sea}}(t_n)$。确定下一时间步进 $t_{n+1}=t_n+dt$，重复步骤 2 至步骤 5，所参数的随时间变化的序列即为船海时变回波信号。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

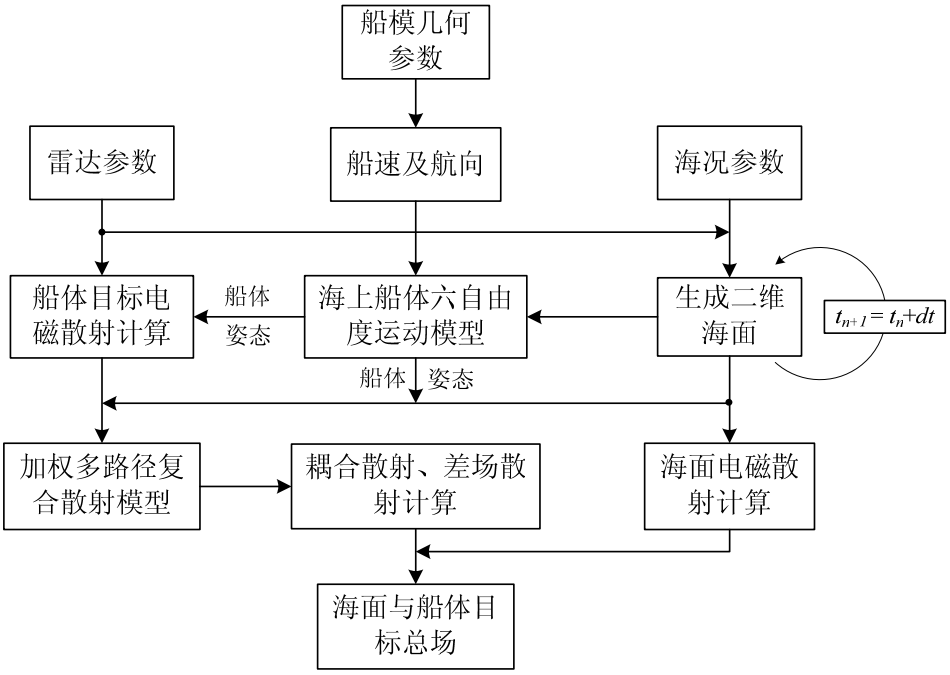
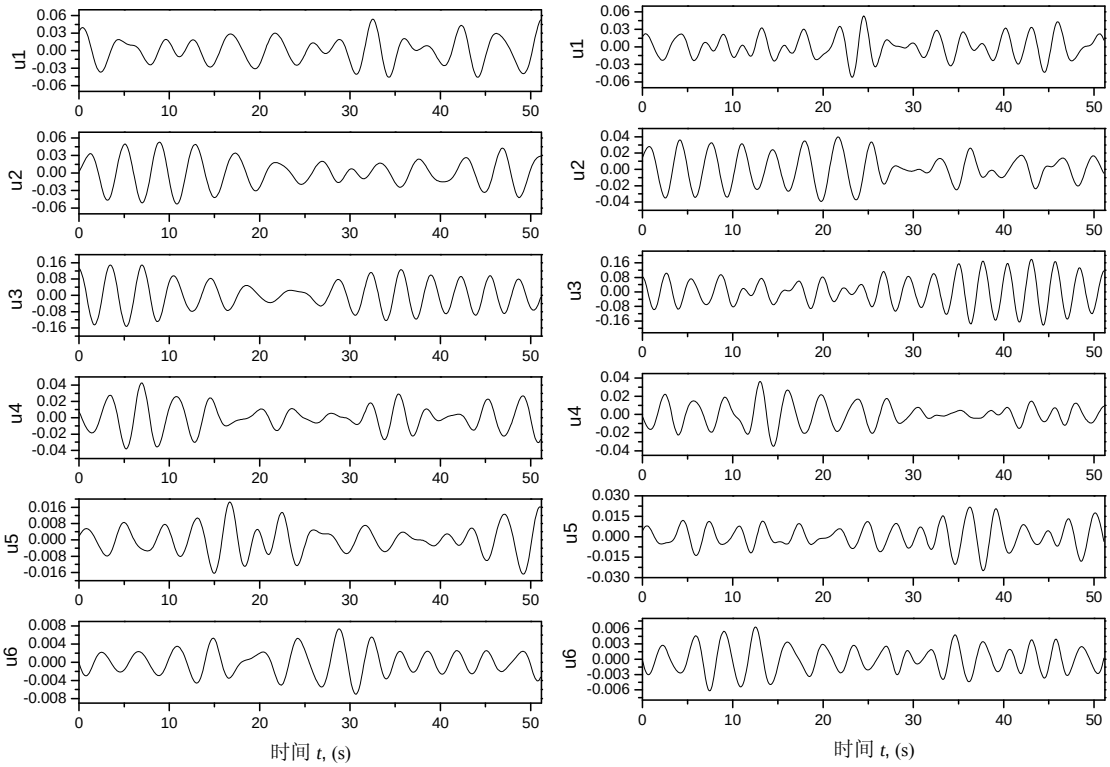


图 7.12 海船动态复合场景雷达回波仿真流程图

7.3.2 回波仿真算例



(a) 船速 0 m/s　　(b) 船速 1 m/s

图 7.13 海上船体六自由度运动随时间变化状态

图 7.13 给出了船速分别为 0 m/s 和 1 m/s 下六自由度运动随时间变化曲线，其中平行运动u_1，u_2和u_3的单位为 m，旋转运动u_4，u_5和u_6的单位为 rad。相关模

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

拟参数为：航向沿 x 轴正向（$\varphi_{ship}=0^0$），模拟海面风速为 5 m/s，风向沿 x 轴负向（$\varphi_w=180^0$），海面面元大小为 0.7×0.7 m^2，离散点数为 128×128；时间步进为 0.1 s，时间离散点数为 512。从图中可以看出，船以一定航速运动时的六自由度变化要比零航速时振荡快，这是因为航行的船只遭遇海浪的频率要大于静止状态。两种条件下的六自由度振幅基本在一个量级上，这是由于激励海浪均在 5 m/s 海况级上。

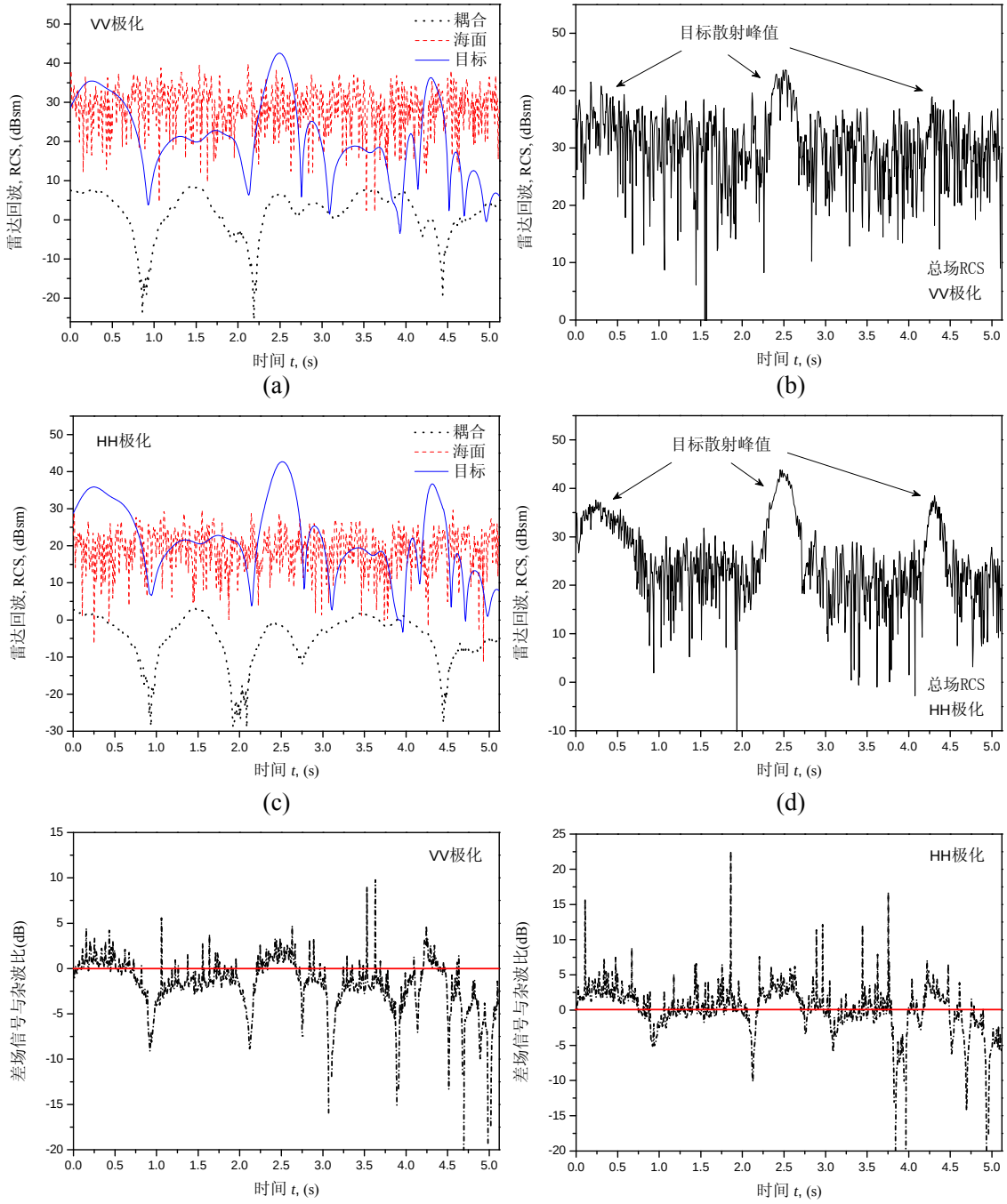
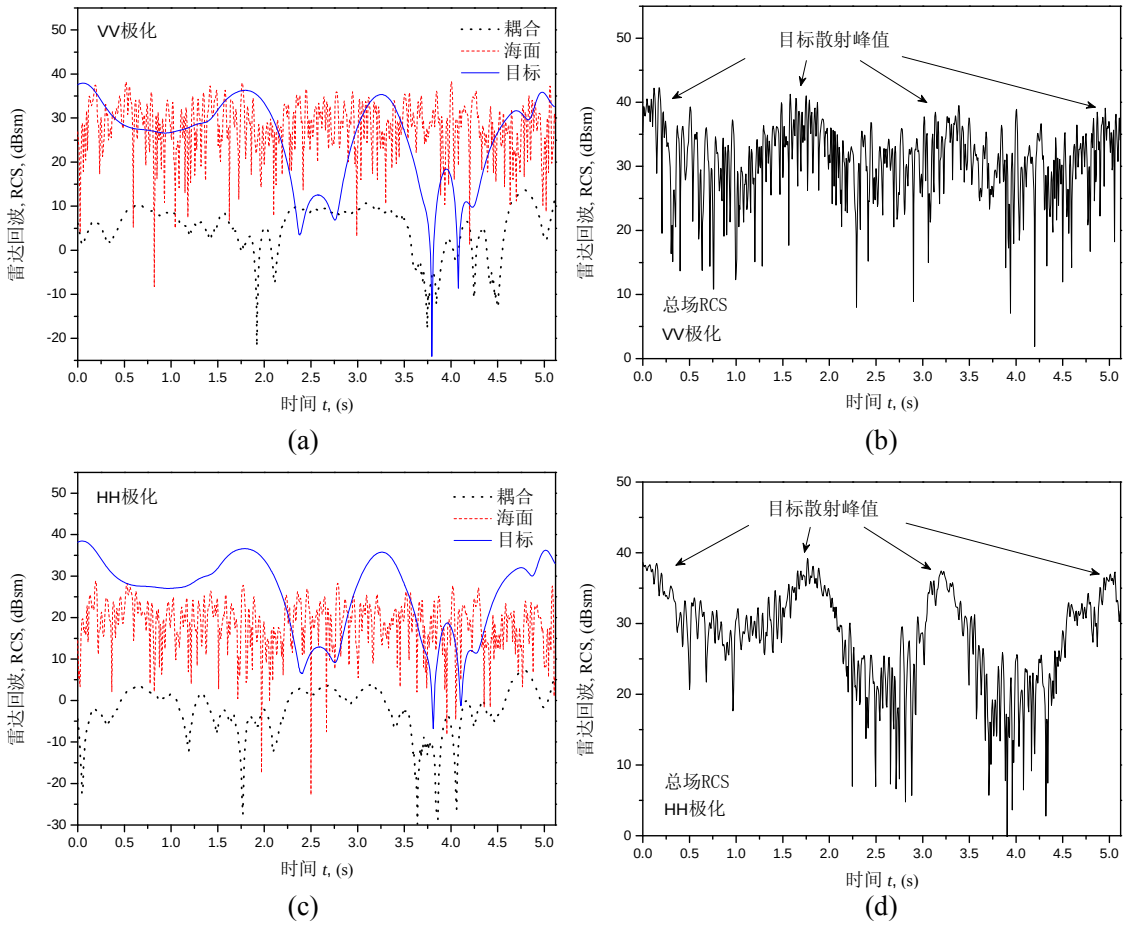


图 7.14 海上运动船体复合散射回波分析，风速 5 m/s，船速 0 m/s

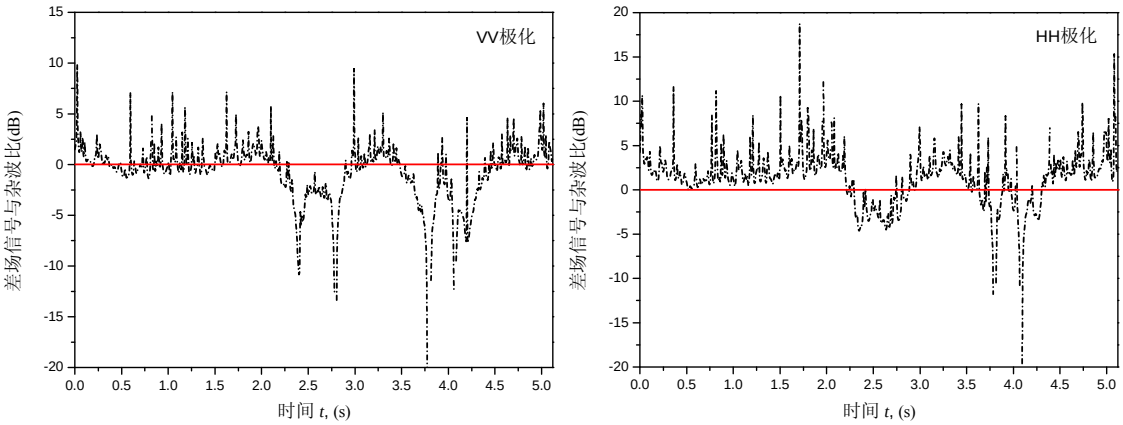
图 7.14 和 7.15 分析了航速分别为 0m/s 和 1m/s 时海船复合回波特性。此时海况及船舶参数同图 7.13，时间步进改为 0.005 s，时间离散点数为 1024。雷达参数

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

为：入射频率 6.0 GHz，入射角 55^0，入射方位角 0^0，后向散射。可以看出，由于 HH 极化条件下海杂波的均值水平要小于 VV 极化，因而 HH 极化条件下目标散射贡献要比 VV 极化回波更加凸显，这一点从目标差场信号与杂波比图中可以得到清楚地反映。从幅值水平上看，耦合散射的贡献要比目标及海面散射贡献小 30 到 40 dB。另外，对比零航速和 1 m/s 航速的仿真回波特性，可以发现，在 0~5.12s 范围内，1 m/s 航速下由目标散射贡献产生的尖峰数要多于零航速条件尖峰数，主要是因为 1 m/s 航速时船体六自由度运动变化振荡较零航速快。为了定量分析海况参数对船体直接散射和船海耦合散射的影响，图 7.16 进一步给出了风速分别为 1.5 m/s、3 m/s 和 5 m/s 条件下目标散射及耦合散射贡献的时间序列。可以发现，随着风速的增大，后向耦合散射贡献将逐渐减小，这是由于随着风速的增大，海表面粗糙度将增加，那些来自目标散射的场经海面耦合作用后将产生更多的漫反射，换句话说，镜像反射回来的耦合场贡献将减小。另一方面，从图中亦可发现，随着风速的增大，目标直接散射回波的均值水平似乎也呈减小趋势，这一特点可能与特殊的船体结构有关，加上大风速条件下船体姿态变化幅度要比小风速下大，那些对后向散射产生主要贡献的船体角反射器结构朝向也很容易偏离后向，因而大风速下目标回波的总体均值要比小风速下小，且回波幅值振荡要远强于小风速条件。



(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(e) (f)

图 7.15 海上运动船体复合散射回波分析，风速 5 m/s，船速 1 m/s

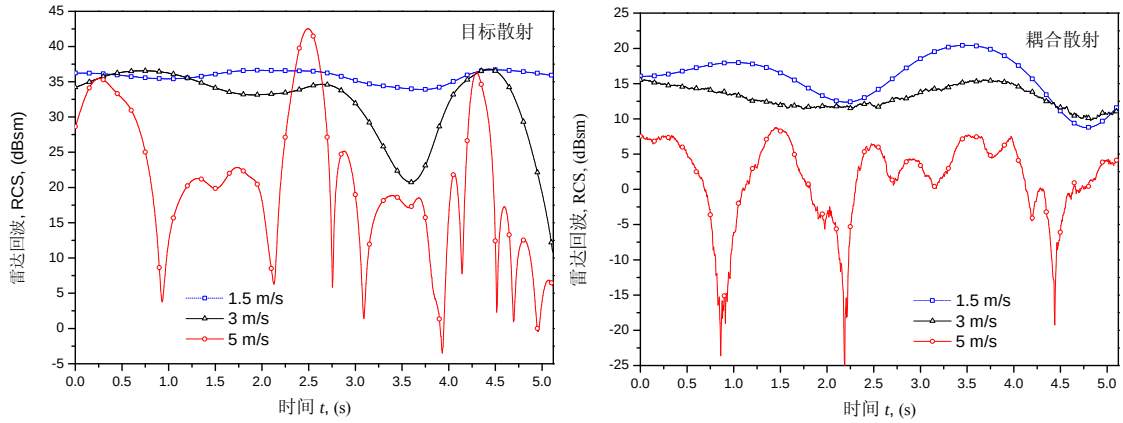


图 7.16 海况对船体散射及耦合散射回波的影响，船速 0 m/s

7.4 二维时变海面及其上运动船体的回波多普勒分析

本节着重分析动态船海复合场景回波的多普勒谱特征。既然我们可以得到动态复合场景散射场的回波时间序列，那么通过标准谱估计方法容易获得对应时序样本的多普勒，即

$$S_0(f)=\frac{1}{T}\left|\int_0^T \mathbf{E}_{\text{total}}(t)\exp(i2\pi f t)dt\right|^2 \tag{7-45}$$

其中，$\mathbf{E}_{\text{total}}(t)=\mathbf{E}_{\text{ship}}(t)+\mathbf{E}_{\text{cou}}(t)+\mathbf{E}_{\text{sea}}(t)$，上式可以借助快速傅里叶变换实现。将式（7-45）中的总场时序$\mathbf{E}_{\text{total}}(t)$替换为各场分量$\mathbf{E}_{\text{ship}}(t)$、$\mathbf{E}_{\text{cou}}(t)$和$\mathbf{E}_{\text{sea}}(t)$，即可得到对应场分量贡献回波的多普勒谱。

模拟多普勒谱的基本步骤如下，

1）输入一随机种子，并根据 Bragg 波长确定海面空间离散间隔Δx和Δy，以该种子和离散间隔模拟生N_t个时间间隔为Δt的二维大尺度海面几何样本。假设Δt足够小，从而可以认为海面在该时间间隔内是静态的。计算对应各时刻下静态海浪激励的船体六自由度运动，从而获得船体姿态随时间的变化状态。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

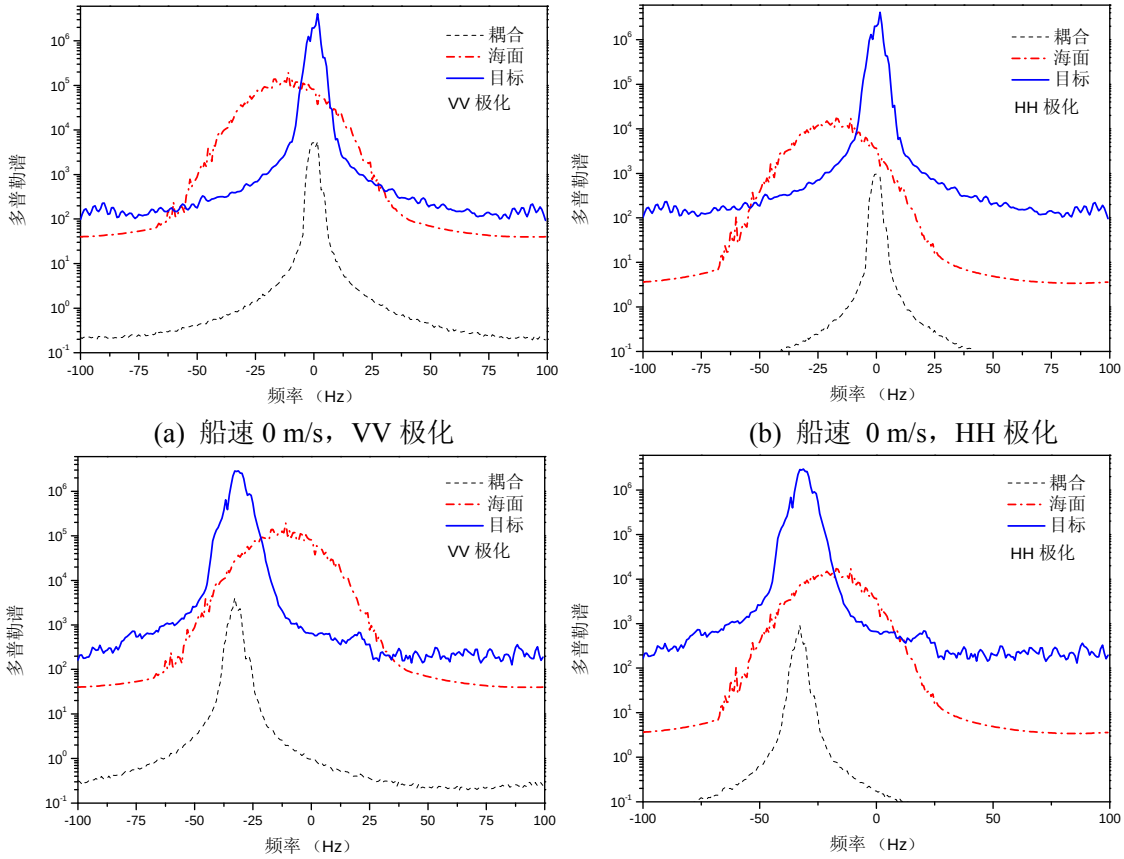
2）分别采用 CWMFSM 散射模型、WMPM 模型和 MEC 方法计算不同时间点下二维海面几何样本的散射场、目标与海面耦合场以及目标直接散射场，从而得到各场分量及总场时间序列。

3）根据（7-45）式计算第 2 步所得到的各分量散射场及总场时间序列的多普勒谱。

4）变换不同的随机种子，重复 1 至 3 步。假设我们重复计算了 N_s 组时变海面样本，那么，对 N_s 组谱估计结果求平均，即可得到平均多普勒谱线，

$$\bar{S}(f)=\frac{1}{N_s}\sum_{i_s=1}^{N_s}S_0^{i_s}(f) \tag{7-46}$$

本节多普勒谱的模拟参数统一为：入射频率 6.0 GHz，入射方位沿 x 轴正向，同极化，后向散射；时间间隔 0.005 s，时间采样点数 256，重复样本数 $N_s=30$；海面离散点数为 128×128，顺风条件（沿 x 轴正向）；船模参数同图 7.11，航向沿 x 轴正向（$\varphi_{ship}=0^0$）。



(a) 船速 0 m/s，VV 极化　　(b) 船速 0 m/s，HH 极化

(c) 船速 1 m/s，VV 极化　　(d) 船速 1 m/s，HH 极化

图 7.17 各场分量贡献的回波多普勒谱，海面风速 5 m/s，顺风条件

图 7.17 给出了不同航速条件下船海复合散射各分量贡献的多普勒谱。此时入射角取 55^0，海面风速为 5 m/s，海面离散间隔为 0.7×0.7 m^2。由于海浪及船体运动方向均远离雷达接收方向，因而运动目标与海面的多普勒平移沿负频率方向。当

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

船速为零时，船体的多普勒谱频移亦为零，海浪运动的多普勒频移将大于船多普勒频移。当船速为 1 m/s 时，船体多普勒频移远离零频点，且大于海浪多普勒频移。

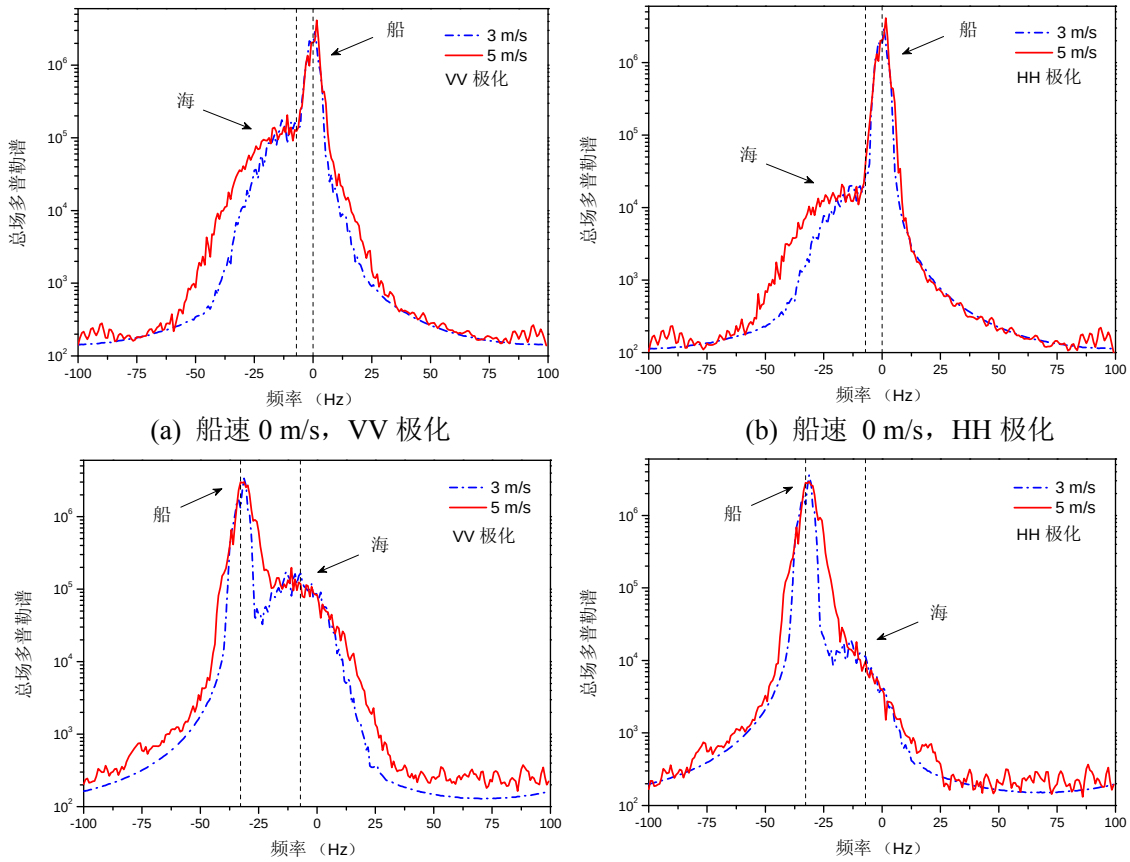
下面从几个方面分析不同参数对总场多普勒谱的影响。

海面风速条件：

图 7.18 给出了不同风速下船海复合总场多普勒谱，此时入射角为 55^0，海面离散间隔为 0.7×0.7 m^2。图中对应谱峰处的竖直虚线表示运动目标理论多普勒频移和海面 Bragg 散射理论频移，其表达式分别为，

$$f_b = \pm\sqrt{\frac{g\sin\theta_i}{\lambda\pi}} \tag{7-47}$$

$$f_t = \frac{2\sin\theta_i\cos\left(\varphi_i - \varphi_{ship}\right)v_{ship}}{\lambda} \tag{7-48}$$



(a) 船速 0 m/s，VV 极化　　(b) 船速 0 m/s，HH 极化

(c) 船速 1 m/s，VV 极化　　(d) 船速 1 m/s，HH 极化

图 7.18 不同海面风速条件下的总场回波多普勒谱

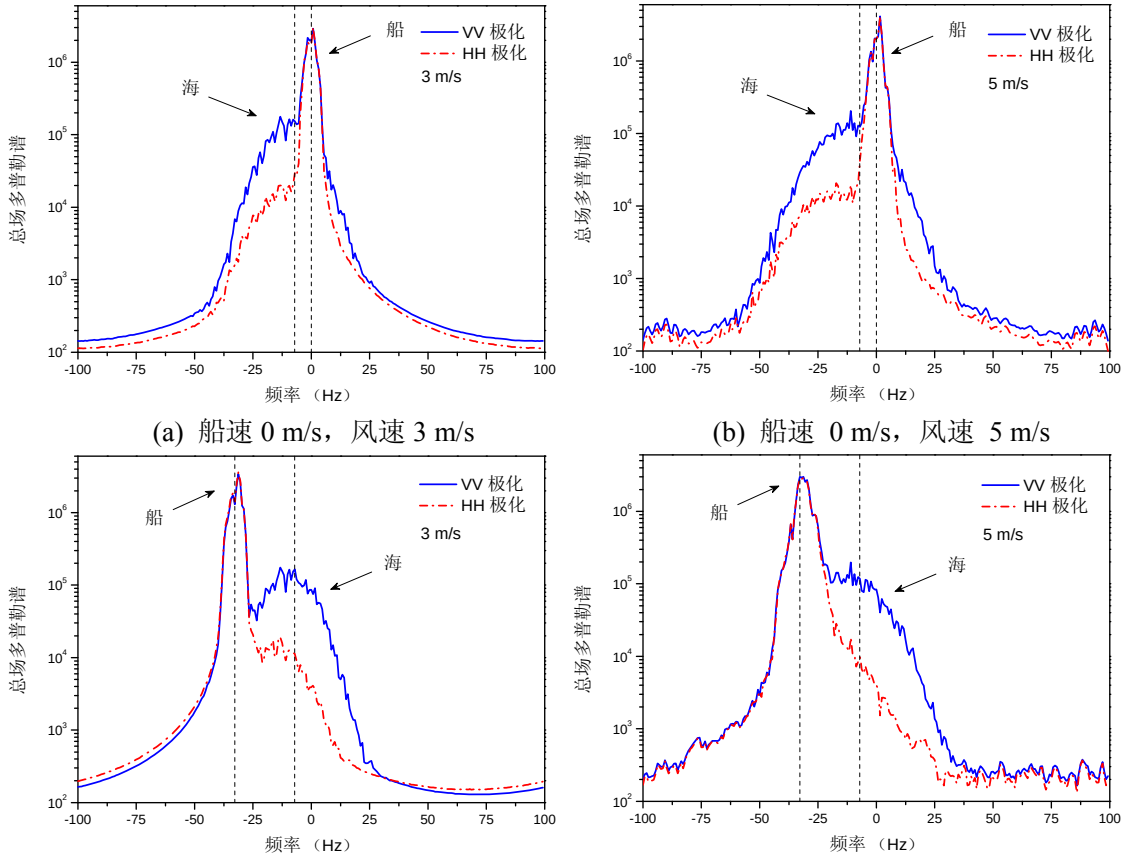
从图中可以看出，随着风速的增大，多普勒谱展宽也增大，这一点不难理解。由于风速的增大，海面起伏变化速率自然会增大，海表面大尺度面元在竖直方向上的运动速度也会随之增大，这些同时会影响船目标的运动变化速率，因而无论是目标贡献或海面贡献，其多普勒谱谱线宽度都将随风速增大而增大。从多普勒频移上看，风速增大同样会影响海面散射贡献部分的多普勒谱谱峰位置，当风速增大时，海面多普勒谱谱峰将略微朝负频方向平移，这一规律跟第五章海面多普

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

勒谱分析结论一致；然而，对于目标散射贡献部分的多普勒谱谱峰位置，风速的影响几乎为零，可以发现风速仅会影响目标多普勒谱谱线的宽度，而几乎不影响其谱峰位置。

雷达极化条件：

图 7.19 分析了不同雷达极化条件下的船海复合总场多普勒谱特征，此时入射角仍为 55^0，海面离散间隔为 0.7×0.7 m^2。从展宽上看，VV 极化的多普勒谱展宽要略微大于 HH 极化。从频移上看，目标散射贡献部分的多普勒谱谱峰几乎不受极化条件的影响，而海面散射多普勒谱谱峰对极化方式敏感，其中 HH 极化频移要略大于 VV 极化频移。从幅值水平上看，目标多普勒谱谱线受极化条件影响很小，对应海面多普勒谱谱线来说，HH 极化的均值要整体小于 VV 极化均值。



(a) 船速 0 m/s，风速 3 m/s　　(b) 船速 0 m/s，风速 5 m/s

(c) 船速 1 m/s，风速 3 m/s　　(d) 船速 1 m/s，风速 5 m/s

图 7.19 不同雷达极化条件下的总场回波多普勒谱

雷达入射角：

图 7.20 分析了不同入射角条件下的船海复合总场多普勒谱特征，此时海面风速为 5 m/s，顺风条件，海面离散间隔根据入射角条件选取，船速固定为 1 m/s。从图中可以总结出以下几点规律：其一，随着入射角的增大，船体运动及海浪运动产生的多普勒峰值频移均增大；其二，多普勒谱展宽随着入射角的增大而减小；其三，随着入射角的增大，总场多普勒谱总体均值减小。针对海面散射贡献部分，HH 极化均值变化要比 VV 极化更敏感。目标散射均值随入射角增大减小较快，当

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

入射角为 75^0 时，VV 极化条件下目标贡献均值甚至小于海面散射贡献均值水平，此时由于目标场被海面场淹没，通过回波幅值的均值水平已经不能看出目标散射特征，但通过多普勒谱分析，仍可以区分目标与海面的贡献。

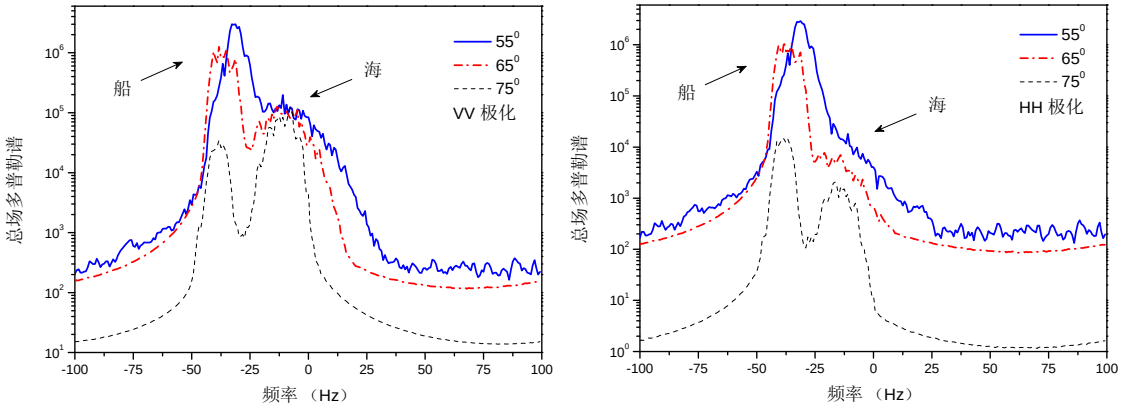


图 7.20 不同入射角条件下的总场回波多普勒谱

7.5 本章小结

本章结合船舶六自由度随浪运动模型、CWMFSM 海面散射模型、WMFM 复合散射模型等建立了全动态船海复合环境下微波高频段雷达回波快速预估模型。通过总场回波模拟算例及多普勒谱分析，我们发现，船海复合场景的回波特征与船体结构、雷达入射条件以及海况参数等条件密切相关，由于不同船模对结果影响很大，因而本节仅能给出定性的分析结论。从应用价值上看，本文提出的动态复合散射回波模型更加接近实际船海环境的动态变化特征，可结合实际型号船只从仿真角度分析具体海环境下运动船体的时变回波特征，为微波高频段海上船只的雷达探测识别提供参考。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

结束语

论文系统地研究了海面电磁散射及其与电大尺寸目标复合散射问题，建立了时变海面散射模型和时变海面及其上方运动目标复合散射模型，分析了微波高频段海面回波及海上目标回波的幅度均值变化规律及其多普勒谱特性。

论文的主要研究进展包括以下几个方面：

1. 传统的统计散射模型仅仅给出不同输入参数下海面雷达回波的系数均值水平，然而，为了从散射机理上理解和分析 SAR 图像与海面空间分布的对应关系，要求散射模型能够给出具体对应各散射单元散射贡献的空间分布。本文基于散射贡献面元化思想，提出了“半确定性面元散射模型”，适合快速计算任意单双站角、不同海况条件下的海面电磁散射系数的空间分布及均值水平，同时，结合该模型实现了二维海面 SAR 成像模拟。

2. 建立同时包含回波幅度和相位信息的海面复反射函数预估模型，对相干海杂波仿真、海杂波多普勒谱模拟以及海面与目标复合散射建模等研究方面具有重要意义。本文基于电磁波与海浪的 Bragg 谐振基本散射机理，提出了毛细波的简化表示方法。利用该简化表示处理 Fuks 微扰解积分核的指数项，推导出任意倾斜微粗糙小面元复反射函数的解析近似表达式，并在小面元模型物理描述的基础上，建立了二维海面复反射函数快速预估模型，即“毛细波相位修正面元散射模型”。基于该模型分析了不同雷达参数和海况条件下的二维海面复反射函数空间分布及均值水平。

3. 微波高频段二维时变海面多普勒谱模拟是国内外研究的热点与难点。多普勒谱模拟过程需要重复计算大量随时间变化的样本，拓展到二维情况，计算量十分庞大。大多数二维海面多普勒谱预估模型受到剖分间隔要求和计算效率的限制，最高报道了 L 波段下二维确定性多普勒谱的模拟。本文基于具有可观计算效率的“毛细波相位修正面元散射模型”，实现了微波高频段（X 波段）下二维海面确定性多普勒谱的模拟，并通过算例定量分析和讨论了倾斜 Bragg 散射贡献对不同雷达参数和海况条件下的多普勒谱所产生的影响。

4. 粗糙面与目标复合散射电磁建模的数值加速算法和高低频混合算法虽然得到国内外学者的重视和广泛研究，但大多将海面假设成理想导体或者简化成沿单一方向分布的一维情况，并且，受到计算能力的限制，难以实现大范围动态海面及复杂目标的复合散射建模，离实际问题的工程应用还有很大差距。本文在详细讨论了传统多路径及修正多路径复合散射分析模型的基础上，提出了一种基于粗糙表面镜像反射单元空间分布加权镜像路径耦合贡献的思路，并建立了适合计算电大目标及其下方确定性粗糙面复合散射特性的快速预估模型。这种加权多路径模型相对于传统多路径方法更加合理地处理了目标下方粗糙面镜像反射单元斜率

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

缓变对耦合散射的影响，从而更加适合快速计算不同时刻下具有确定性高度分布特性的粗糙海面及其上目标的时变复合散射问题。

5. 时变海面及其上目标雷达回波的模拟研究是一项十分复杂的工作，现有的大多数时变模型均将海上船类目标视为静态的，亦或将之视为零摇荡的平动目标。显然，真实海场景中的船类目标由于受到海浪的流体作用力，将会呈现随浪变化的复杂摇荡运动，这必然会对船海复合场景雷达回波信号的时变特征产生影响。本文采用六自由度船舶随浪运动模型研究了系列 60 船模的随浪运动特征，并在此基础上结合毛细波相位修正面元散射模型、加权多路径复合散射模型建立了全动态船海复合环境下微波高频段雷达回波快速预估模型。充分讨论了海上船类目标摇荡及平行运动对复合场景雷达回波幅度时变特性及多普勒谱特性的影响。

本文在时变海面与目标复合电磁散射方面取得了一些初步成果，还有一些问题有待进一步分析。

1. 本文所有分析模型基本上是建立在线性海浪这一假设的前提下，从实际海浪特性上看，随着海况的增加，海浪必然呈现大量的非线性特征，大量文献指出，这些非线性特征将反映在雷达回波信号中，且在某些条件下，将产生不可忽视的影响。虽然研究海浪的非线性作用将带来更多难以解决的难点，但从一定程度上引入某些非线性效应的计算，以此进一步修正本文的散射模型，对高海情海面电磁散射的研究具有重要意义。

2. 针对目标与海面的复合散射研究，本文所提出的加权多路径模型较为简单，其预估精度有待进一步提高。海面与目标之间耦合散射机制非常复杂，与目标几何特征和海况关系密切。本文仅对耦合散射原理进行了简化和初步的探索，应当将掠入射条件下高海情海面与各种目标的耦合场分析作为下一步工作的重点。从目标海面复合散射算法的发展趋势来看，高频-低频混合法应该成为未来计算电磁学的重要方法之一。另外，基于射线追踪理论的优化和改进的研究，也不失为一种分析耦合场的可行方向。

3. 针对船舶六自由度运动姿态，本文的预估模型仅考虑了零操纵情况下船体的六自由度运动，需进一步研究和改进。实际船海环境中，船体本身所具有多种操纵工具（如螺旋桨、减摇鳍等）的作用会对船体的摇荡产生重要影响，这也必将影响运动船体的雷达回波特性。可进一步完善本文的切片理论，考虑附加操纵方式对船体运动的影响，改进六自由度运动的预估精度。海浪与船体的非线性相互作用机理的研究也是改进本文模型的方法之一，该方向同样是目前船舶水动力学领域的难点课题。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

致　谢

本文是在张民教授的悉心指导下完成的。在硕士和博士研究生总共五年的学习期间，张老师在学术研究和日常生活中都给予作者无微不至的指导和关怀。张老师乐观豁达的人生态度和平易近人的学者风范使作者如沐春风，他严谨的治学态度和精益求精的科研精神是作者在今后工作中学习的榜样。同时也由衷的感谢师母焦老师在生活中的关怀和帮助！

研究生期间，作者有幸受教于葛德彪教授、黄际英教授、吴振森教授、郭立新教授等电磁理论领域的专家。同时感谢韩一平教授、韩香娥教授、杨瑞科教授、白璐教授和魏斌教授等老师在科研和学习上给予的帮助！作者不仅从诸位老师的谆谆教诲中获得了专业知识，而且学习到了科研的方法和精神。感谢在生活中给予我很多帮助的何安年老师、靳亚玲老师以及孙群老师！

作者的科研进步离不开实验室同窗之间良好团结的学术氛围。罗伟、赵言伟博士在目标复合散射机理、SAR 成像以及 Matlab 编程方面给予作者很大帮助，与聂丁、李宁两位博士的交流启发了作者论文工作中的思路。江旺强博士和赵晔博士也在数值建模方面给予作者很多建议。与孙华东硕士和朱蕾硕士关于 C++编程及矩量法的讨论使作者受益良多。在作者刚进入实验室时，李灵侠、曹真、张利军、刘江涛、朱蕾、王淑娟和张菊香等几位师兄师姐在学习和生活各方面对作者照顾有加；而黄时光、李光亚、宇文骊敏和赵娜等同学也都给予作者不遗余力的帮助。感谢诸位同窗这些年的支持帮助，学生时代的友谊将是作者一生的财富！

真诚感谢李正军博士、王安琪博士、武业文博士、刘二小博士、付彦明硕士、曹立砥硕士、曾浩硕士等本科及研究生同学。他们不仅在生活中与作者同甘共苦，而且在学习上和作者互通有无。在他们的帮助下，作者才能克服生活和学术上的困难，顺利完成博士论文。

感谢航天二院 207 所的殷红成研究员、张向阳研究员和周平研究员对作者工作的指导。与王超博士、陈勇硕士的交流使作者受益匪浅。

衷心感谢未婚妻蔡丽琼女士的理解和支持，在最艰难的时期给予作者鼓励和帮助，她的善良和宽容是作者进步的动力。

二十多年来父母为了作者的成长付出了太多心血，作者的成果也包含着他们的汗水和辛劳。作者谨以本文献给父母及家人，希望他们永远健康快乐！

陈珲

二零一二年九月

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

参考文献

[1] 中华人民共和国国土资源部. 2008 年国土资源公报. http://www.mlr.gov.cn/wszb/2009/20090331bzzbhxdzzk/beijingziliao/200903/t20090331687345.htm . 2009.

[2] 冯士筰，李凤岐，李少菁. 海洋科学导论. 北京：高等教育出版社，1999.

[3] 中华人民共和国海洋局. “908 专项”会议. http://www.soa.gov.cn/soa/news/importantnews/webinfo/2012/02/1330304734229611.htm . 2012.

[4] 陈春林，顾昌贤. 陆地和海洋的雷达反射特性. 北京：国防工业出版社，1983.

[5] 焦培南，张忠治. 雷达环境与电波传播特性. 北京：电子工业出版社，2007.

[6] 丰鉴章，李元智，孙书敏等. 海岸工程中的海浪推算方法. 北京：海洋出版社，1987.

[7] C. T. Pozzer, S. Roberto and N. M. Pellerger. Procedural solid-space techniques for modeling and animating waves. Computer and Graphics, 2002, 26(6): 877-885.

[8] C. Johanson. Real-time water rendering. Sweden: Department of Computer Science, Lund University, 2004.

[9] P. Y. Ts’O and B. A. Barsky. Modeling and rendering waves: wave-tracing using beta-splines and reflective and refractive texture mapping. Journal ACM Trans. on Graphics, 1987, 6(3): 191-214.

[10] S. Jeschke, H. Birkholz and H. Schmann. A procedural model for interactive animation of breaking ocean waves. WSCG’2003. Germany: Union Agency- science Press, 2003.

[11] W. T. Reeves. Particle system: A technique for modeling a class of fuzzy objects. Computer Graphics, 1983, 17(3): 359-376.

[12] R. Wcislo, J. Kitowski and J. Moscinski. Cellular automation as a fast tool for animation of liquid in multi-object scenes. 6th International Conference in Central Europe on Computer Graphics and Visualization, Germany, Prinston Hall, 1998, 417-423.

[13] J. X. Chen and N. V. Lobo. Toward interactive-rate simulation of fluids with moving obstacles using Navier-Stokes equations. Graph Models and Image Process, 1995, 57(2): 107-116.

[14] M. Kass and G. R. Miller, Stable fluid dynamics for computer graphics. Proc. Of ACM SIGGRAPH Symposium on Computer Graphics, 1999, 49-55.

[15] N. Foster. Realistic animation of liquids. Graphical Models and Image Processing, 1996, 58(5): 471-483.

[16] S. Joung and J. Shelton. 3 Dimensional ocean wave model using directional wave spectra for limited capacity computers. IEEE OCEANS '91. 'Ocean Technologies and Opportunities in the Pacific for the 90's Proceedings. 1991, 1: 608-614.

[17] H. He, et al. A way to real time ocean wave simulation. IEEE Proceeding on Computer

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Graphics, Imaging and Vision: New Trends, 2005: 409-415.

[18] J. Tessendorf. Simulating ocean water. Simulating Nature: Realistic and Interactive Techniques, ACM SIGGRAPH 2001 Course Notes, 47, 2001.

[19] G. A. Mastin, P. A. Watterger and J. F. Mareda. Fourier Synthesis of Ocean Scenes. IEEE CG&A, 1987, 16-23.

[20] D. B. Creamer, et al. Improved linear representation of ocean surface waves. J. Fluid Mech., 1989, 205: 135-161.

[21] J. T. Johnson, J. V. Toporkov and G. S. Brown. A Numerical Study of Backscattering From Time-Evolving Sea Surfaces: Comparison of Hydrodynamic Models. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2001, 39(11): 2411-2420.

[22] J. V. Toporkov and G. S. Brown. Numerical simulations of scattering from time-varying, randomly rough surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2000, 38(4): 1616-1625.

[23] G. Soriano, M. Joelson and M. Saillard. Doppler spectra from a two-dimensional ocean surface at L-Band. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2006, 39(11): 2411-2420.

[24] K. M. Watson and B. J. West. A transport equation description of nonlinear ocean surface wave interactions. J. Fluid Mech., 1975, 70: 815-826.

[25] A. R. Hayslip, J. T. Johnson and G. R. Baker. Further numerical studies of backscattering from time-evolving nonlinear sea surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2006, 41(10): 2287-2293.

[26] A. Fournier and W. T. Reeves. A simple model of ocean waves. Computer Graphics, 1986, 20(4): 75-84.

[27] F. Nouguier, et al. “Choppy wave” model for nonlinear gravity waves. J. Geophys. Res., 2009, 114(C09012): 1-16.

[28] B. B. Mandelbrot. The fractal geometry of nature. San Francisco: Freeman, 1982.

[29] G. Franceschetti. Scattering from natural rough surfaces modeled by fractional Brownian motion two-dimensional processes. IEEE Trans. Antennas Propag., 1999, 47(9): 1405-1415.

[30] P. Flandrin. On the spectrum of fractional Brownian motions. IEEE Trans. Inform. Theory, 1989, 35(1): 197-199.

[31] D. L. Jaggard and Y. Kim. Diffraction by band-limited fractal screens. J. Opt. Soc. Am. A, 1987, 4(6): 1055-1062.

[32] D. L. Jaggard and X. Sun. Scattering from fractally corrugated surfaces. J. Opt. Soc. Am. A, 1990, 7(6): 1131-1139.

[33] J. Chen, T. K. Y. Lo and H. Leung. The use of fractals for modeling EM waves scattering from rough sea surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1996, 34(4): 966-972.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[34] 鄢来斌，李思昆，张秀山. 虚拟海战场景中的海浪实时建模与绘制技术研究. 计算机研究与发展，2001, 38(5): 568-573

[35] 陈前华，邓建松，陈发来. 滴水涟漪的计算机动画模拟. 计算机研究与发展， 2001，38(5): 524-528

[36] 杨怀平，孙家广. 基于海浪谱的波浪模拟. 系统仿真学报，2002,14(9): 1175-1178.

[37] 李广鑫等. 一种面向虚拟环境的真实感水波面建模算法. 计算机研究与发展，2004，41(9): 1580-1585.

[38] 郭立新, 吴振森. 二维导体粗糙面电磁散射的分形特征研究. 物理学报. 2000, 6, 49(6): 1064-1069

[39] L.-X. Guo, L.-C. Jiao and Z.-S. Wu. Electromagnetic Scattering from Two-Dimensional Rough Surface Using the Kirchhoff Approximation, Chin. Phys. Lett. 2001, 1, 18(1): 214-216.

[40] Y.-Q. Jin, Z.-X. Li. Bistatic scattering and transmitting through a fractal rough dielectric surface using the forward and backward method with spectrum acceleration algorithm. J. Electro. Wave Appl., 2002, 16(4): 551-572.

[41] 文圣常, 余宙文. 海浪理论与计算原理. 北京: 科学出版社, 1984.

[42] 徐德伦, 于定勇. 随机海浪理论. 北京: 高等教育出版社, 2001.

[43] 袁业立, 华锋, 潘增弟, 孙乐涛. LAGFD-WAM 海浪数值模式——I.基本物理模型. 海洋学报, 1992, 14(5): 1-7.

[44] 袁业立, 潘增弟, 华锋, 孙乐涛. LAGFD-WAM 海浪数值模式——II.区域性特征线嵌入格式及其应用. 海洋学报, 1992, 14(6): 12-24.

[45] 杨永增, 乔方利, 赵伟, 滕涌, 袁业立. 球坐标系下 MASNUM 海浪数值模式的建立及其应用. 海洋学报, 2005, 27(2): 1-7.

[46] P. Beckmann and A. Spizzichino. The Scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. New York: Pergamon, 1963.

[47] F. G. Bass and I. M. Fuks. Wave Seattering from Statistcally Rough Surfaces. Oxford: Pergamon, 1979.

[48] A. K. Fung. Microwave scattering and emission models and their applications. London: Artech House, 1994.

[49] A. Ishimaru. Wave propagation and scattering in random media. Wiley-IEEE Press, 1999.

[50] J. A. Ogilvy. Theory of Wave Scattering From Random Rough Surfaces. Bristol: institute of physics Publishing, 1991.

[51] E. Bahar. Full-wave solutions for the depolarization of the scattered radiation fields by rough surfaces of arbitrary slope. IEEE Trans. Antennas Propag., 1981, 29(3): 443-454.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[52] S. L. Broschat, et al. A numerical comparison of the phase perturbation technique with the classical field perturbation and Kirchhoff approximation for random rough surface scattering. J. Electromagn. Waves Appl., 1988, 2: 119-36.

[53] A. K. Fung, Z. Li and K. S. Chen. An improved IEM model for bistatic scattering from rough surfaces, J. Electromagn. Waves Appl., 2002, 16: 689–702.

[54] C. A. Guérin, G. Soriano and T. Elfouhaily. Weighted curvature approximation: numerical tests on 2D dielectric surfaces. Waves Random Media, 2004, 14: 349–363.

[55] A. G. Voronovich. Wave Scattering from Rough Surfaces (Springer Series on Wave Phenomena). Berlin: Springer, 1994.

[56] T. Elfouhaily and C. A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. Waves in Random and Complex Media, 2004, 14: R1-R40.

[57] E. I. Thorsos. The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum. J. Acoust. Soc. Am., 1988, 83(1): 78-92.

[58] D. E. Barrick. Rough surface scattering based on the specular point theory. IEEE Trans. Antennas Propag., 1968, 16(4): 449-454.

[59] V. Hesany, W. J. Plant and W. C. Keller. The normalized radar cross section of the sea at 10^0 incidence. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2000, 38(1): 64-72.

[60] F. C. Jackson, et al. Sea surface mean square slope from Ku-band backscatter data. J. Geophys. Res., 1992, 97(C7): 11411-11427.

[61] A. Ishimaru and J. S. Chen. Scattering from very rough metallic and dielectric surfaces: a theory based on the modified Kirchhoff approximation. Waves in Random Media, 1991, 1(1): 21-34.

[62] J. V. Toporkov and G. S. Brown. Numerical study of the extended Kirchhoff approach and the lowest order small slope approximation for scattering from ocean-like surfaces: Doppler analysis. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2002, 50(4): 417-425.

[63] S. O. Rice. Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces. Commun. Pure Appl. Math., 1951, 4:351-78.

[64] G. S. Agarwal. Interaction of electromagnetic waves at rough dielectric surfaces. Phys. Rev. B, 1977, 15: 2371-2383.

[65] I. M. Fuks, and A. G. Voronovich. Wave diffraction by rough interfaces in an arbitrary plane-layered medium. Wave in Random Media, 2000, 10(2): 253-272.

[66] I. M. Fuks. Wave diffraction by a rough boundary of an arbitrary plane-layered medium. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2001, 49(4): 630-639.

[67] J. T. Johnson. Third order small perturbation method for scattering from dielectric rough

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

surfaces. J. Opt. Soc. Am., 1999, 16: 2720–2726.

[68] M. A. Demir and J. T. Johnson. Fourth- and higher-order small-perturbation solution for scattering from dielectric rough surfaces. J. Opt. Soc. Am., 2003, 20: 2330–2337.

[69] D. E. Barrick. First-order theory and analysis of MF/HF/VHF scatter from the sea. IEEE Trans. Antennas Propag., 1972, 20(1): 2-10.

[70] D. E. Barrick and J. B. Snider. The statistics of HF sesa-echo Doppler spectra. IEEE Trans. Antennas Propag., 1977, 25(1): 19-28.

[71] J. W. Wright. A New Model for Sea Clutter. IEEE Trans. Antennas Propag., 1968, 16: 217-223.

[72] F. G. Bass, et al. Very High Frequency Radiowave Scattering by a Disturbed Sea Surface-Part I: Scattering from a slightly disturbed boundary. IEEE Trans. Antennas Propag. , 1968, 16(5): 554-559.

[73] F. G. Bass, et al. Very High Frequency Radiowave Scattering by a Disturbed Sea Surface-Part II: Scattering from an actual sea surface. IEEE Trans. Antennas Propag. , 1968, 16(5): 560-568.

[74] G. R. Valenzuela. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves-a review. Boundary Layer Meteorol., 1978, 31: 61-65.

[75] A. K. Fung and K. K. Lee. A Semi-Eempirical Sea-Spectrum Model for scattering coefficient estimation. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1982, 7(4): 166-176.

[76] G. S. Brown. Backscattering from a Gaussian-distributed perfectly conduction rough surface. IEEE Trans. Antennas Propag. , 1978, 26(3): 472-482.

[77] K. Hasselmann, et al. Theory of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSEN view. J. Geophys. Res., 1985, 90(C3): 4659-4686.

[78] G. Soriano and C. A. Guérin. A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surfaces. IEEE Geoscience and remote sensing letters, 2008, 5(2): 199-203.

[79] W. J. Plant, et al. Normalized radar cross section of the sea for backscatter: 1. Mean levels. J. Geophys. Res., 2010, 115(C09032): 1-11.

[80] R. Romeiser, A. Schmidt, and W. Alpers. A three-scale composite surface model for the ocean wave-radar modulation transfer function. J. Geophys. Res., 1994, 99(C5): 9785–9801.

[81] W. J. Plant. A stochastic, multiscale model of microwave backscatter from the ocean. J. Geophys. Res., 2002, 107(C9): 1-21.

[82] E. J. Walsh, et al. Visual demonstration of three scales sea-surface roughness under light wind conditions. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2005, 43(8): 1751-1762.

[83] A. G. Voronovich. Small-slope approximation in wave scattering from rough surfaces. Sov.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Phys.-JETP, 1985, 62: 65–70.

[84] A. G. Voronovich. Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces. Waves in Random and Complex Media, 1994, 4(3): 337-367.

[85] G. Soriano and M. Saillard. Scattering of electromagnetic waves from two-dimensional rough surfaces with impedance approximation. J. Opt. Soc. Am., 2001, 18(1): 24-33.

[86] G. Berginc. Small-slope approximation method: a further study of vector wave scattering from two dimensional surfaces and comparison with experimental data. Progress In Electromagnetics Research, 2002, 37: 251-287.

[87] S. T. McDaniel. Small-slope predictions of microwave backscatter from the sea surface. Waves in Random and Complex Media, 2001, 11(3): 343–360.

[88] T. Elfouhaily, et al. Local and non-local curvature approximation: a new asymptotic theory for wave scattering. Waves Random Media, 2003, 13: 321-338.

[89] T. Elfouhaily, S. Guignard and D. R. Thompson. Formal tilt invariance of the local curvature approximation. Waves Random Media, 2003, 13: L7–L11.

[90] F. Nouguier, C. A. Guérin, and G. Soriano. Analytical techniques for the Doppler signature of sea surfaces in the microwave regime. I: Linear surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(12): 4856–4864.

[91] F. Nouguier, C. A. Guérin, and G. Soriano. Analytical techniques for the Doppler signature of sea surfaces in the microwave regime. II: Nonlinear surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(12): 4920–4927.

[92] R. F. Harrigton. Field Computation by Moment Method. New York: Macmillan Company, 1968.

[93] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1966, 14(5): 302-307.

[94] S. H. Lou, L. Tsang and C. H. Chan. Application of finite element method to Monte Carlo simulations of scattering of waves by random rough surfaces: penetrable case. Waves in Random Media, 1991, 1(4): 287-307.

[95] N. Engheta, et al. The fast multipole method (FMM) for electromagnetic scattering problems. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1992, 40(6): 634-641.

[96] 梁昌洪, 魏兴昌. 矩量法结合小波变换快速求解磁场积分方程. 西安电子科技大学学报（自然科学版）, 2000, 27(6): 705-708.

[97] L. Tsang, C. H. Chan, and K. Pak. Monte-Carlo simulation of largescale problems of random rough surface scattering and applications to grazing incidence with the BMIA/canonical grid

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

method. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1995, 43(8): 851-859.

[98] Q. Li, L. Tsang, K. Pak, and C. H. Chan. Bistatic scattering and emissivities of random dielectric lossy surfaces with the physics-based two-grid method in conjunction with the sparse-matrix canonical-grid method. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2000, 48(1): 1-11.

[99] J. T. Johnson, et al. A numerical study of ocean polarimetric thermal emission. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1999, 37(1): 8-20.

[100] D. Holliday, et al. Forward-backward: A new method for computing low-grazing angle scattering. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1996, 44(5): 722-729.

[101] H. T. Chou and J. T. Johnson. A novel acceleration algorithm for the computation of scattering from rough surfaces with the forward–backward method. Radio Sci., 1998, 33(5): 1277-1287.

[102] A. Iodice. Forward–Backward Method for scattering from dielectric rough surfaces. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2002, 50(7): 901–911.

[103] C. D. Moss, et al. Forward-Backward Method with spectral acceleration for scattering from layered rough surfaces. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2006, 54(3): 1006-1016.

[104] D. A. Kapp and G. S. Brown. A new numerical method for rough surface scattering calculations. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1996, 44: 711-722.

[105] J. V. Toporkov and G. S. Brown. Numerical simulations of scattering from time-varying, randomly rough surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2000, 38(4): 1616-1625.

[106] 金亚秋, 黄兴忠, 殷杰羿. 具有泡沫白帽的粗糙海面的后向散射. 海洋学报, 1994, 16(4): 63-72.

[107] 黄兴忠, 金亚秋, 殷杰羿. 泡沫覆盖的随机粗糙海面的双站散射和热辐射. 地球物理学报, 1995, 38(2): 163-173.

[108] M.-Y. Xia, et al. Wavelet-based simulations of electromagnetic scattering from large-scale two-dimensional perfectly conducting random rough surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2001, 39 (4).

[109] Y.-D. Zhang and Z.-S. Wu. Modified two-scale model for low-grazing-angle scattering from two dimensional sea surface. Chinese Physics Letters, 2002, 19(5): 666-669.

[110] M.-Y. Xia, et al. An efficient algorithm for electromagnetic scattering from rough surfaces using a single integral equation and multilevel sparse-matrix canonical-grid method. IEEE Trans. Antennas Propag., 2003, 51 (6): 1142-1149.

[111] L.-X. Guo and Z.-S. Wu. Application of the extended boundary condition method to electromagnetic scattering from rough dielectric fractal sea surface. J. Electromagn. Waves Appl., 2004, 18 (9): 1219-1234.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[112] H.-X. Ye and Y.-Q. Jin. Parameterization of the tapered incident wave for numerical simulation of electromagnetic scattering from rough surface. IEEE Trans. Antennas Propag., 2005, 53 (3).

[113] Z.-Q. Zhao and J. C. West. Low-Grazing-Angle microwave scattering from a three-dimensional spilling breaker crest: a numerical investigation. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2005, 43(2): 286-294.

[114] X. Li and X. Xu. Scattering and Doppler spectral analysis for two-dimensional linear and nonlinear sea surfaces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(2): 603–611.

[115] Y.-H. Wang, Y.-M. Zhang, and L.-X. Guo. Investigation on the Doppler shifts induced by 1-D ocean surface wave displacements by the first order small slope approximation theory: Comparison of hydrodynamic models. Chin. Phys. B, 2010, 19(7): 074103.

[116] B. Liu, Z.-Y. Li and Y. Du. A fast numerical method for Electromagnetic scattering from dielectric rough surface. IEEE Trans. Antennas Propag., 2011, 59 (1): 180-188.

[117] M. Zhang, H. Chen, and H.-C. Yin. Facet-based investigation on EM scattering from electrically large sea surface with two-scale profiles: Theoretical model. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(7), 1967-1975.

[118] D. Nie, et al. Study of microwave backscattering from two-dimensional nonlinear surfaces of finite-depth seas. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2012, to be published.

[119] F. Arikan. Statistic of simulated ocean clutter. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 1998, 12: 499-526.

[120] S. Haykin and S. Puthusserypady. Chaotic dynamics of sea clutter. Chaos, 1997, 7(4): 777-802.

[121] T. Lo, et al. Fractal characterization of sea-scattered signals and detection of sea-surface targets. IEE Proceedings F. on Radar and Signal Processing, 1993, 140(4): 243-250.

[122] J. Daley, J. T. Ransone and J. J. Burkett. Radar sea return- JOSS I, Technical Report NRL Report 7268, Naval Research Laboratory, Wave Propagation Branch, Electronics Division.

[123] J. Daley, J. T. Ransone and J. J. Burkett. Radar sea return- JOSS II, Technical Report NRL Report 7534, Naval Research Laboratory, Wave Propagation Branch, Radar Division.

[124] L. C. Schroeder, et al. AAFE RADSCAT 13.9-GHz measurements and analysis: Wind-speed signature of the ocean. IEEE J. Oceanic Eng., 1985, 10, 10(4): 346-357.

[125] F. J. Wentz, S. Peteherich and L. A. Thomas. A model function for ocean radar cross-section at 14.6 GHz. J. Geophys. Res., 1984, 89: 3689-3704.

[126] S. V. Nghiem, F. K. Li and G. Neumann. The dependence of ocean backscatter at Ku-band on oceanic and atmospheric parameters. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing., 1997, 35(3):

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

581-600.

[127] K. D. Ward, C. J. Baker and S. Watts. Maritime surveillance radar. Part I : Radar scattering from the sea surface. IEE Proceedings F. on Radar and Signal Processing, 1990, 137 (2): 51-62.

[128] K. D. Ward, R. J. A. Tough and S. Watts. Sea Clutter Scattering, the K Distribution and Radar Performance. 2006, UK, London: The Institution of Engineering and Technology.

[129] C. M. Javier, et al. Statistical analysis of a high-resolution sea-clutter database. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing., 2010, 48(4): 2024-2037.

[130] W. J. Plant, et al. Normalized radar cross section of the sea for backscatter: 1. Mean levels. J. Geophys. Res., 2010, 115(C09032): 1-11.

[131] D. Walker. Experimentally motivated model for low grazing angle radar doppler spectra of the sea surface. IEE Proc.-Radar Navig., 2000, 147(3): 114-120.

[132] W. J. Plant, et al. Bound waves and Bragg scattering in a wind - wave tank. J. Geophys. Res., 1999, 104(C2): 3243-3263.

[133] P. H. Y. Lee, et al. Scattering from breaking gravity waves without wind. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1998, 46(1): 14–26.

[134] A. Farina and A. Russo. Coherent radar detection in Log-normal clutter. IEE Proc. F., 1986, 133(1): 39-54.

[135] M. angaswamy and D. Weiner. Non-Gaussian random vector identification using spherically invariant random processed. IEEE Trans. On AES., 1993, 29(1): 111-123.

[136] D. Crombie. Doppler spectrum of sea echo at 13.56 Mc/s. Nature, 1955, 175: 681-683.

[137] V. W. Pidgeon. The Doppler dependence of radar sea-return. J. Geophys. Res., 1968, 73(4): 1333-1341.

[138] G. R. Valenzuela and M. B. Laing. Study of Doppler spectra of radar sea. J. Geophys. Res., 1970, 75(3): 551-563.

[139] J. V. Toporkov, M. A. Sletten and G. S. Brown, “Numerical scattering simulations from time-evolving ocean-like surfaces at L- and X-band: Doppler analysis and comparisons with a composite surface analytical model. presented at the XXVII General Assembly URSI, Maastricht, the Netherlands, 2002, BP.P.10.

[140] Y.-H Wang and Y.-M. Zhang. Investigation on Doppler shift and bandwidth of backscattered echoes from a composite sea surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing., 2011, 49(3): 1071-1081.

[141] Jin Au Kong（原著），吴季等译. 电磁波理论. 北京：电子工业出版社，2003.

[142] 汪茂光. 几何绕射理论. 第二版, 西安：西安电子科技大学出版社，1988.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[143] A. 石丸（原著），黄润恒等译. 随机介质中波的传播和散射. 北京：科学出版社，1986.

[144] N. Engheta, et al. The fast multipole method (FMM) for electromagnetic scattering problems. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1992, 40(6): 634-641.

[145] J.-M. Song, C.-C. Lu and W.-C. Chew. Multilevel fast multipole algorithm for electromagnetic scattering by large complex objects. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1997, 45(10): 1488-1493.

[146] T.-J. Cui, et al. Efficient MLFMA, RPFMA, and FAFFA Algorithms for EM Scattering by Very Large Structures. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2004, 52(3): 759-769.

[147] J. Hu, et al. Fast Solution of Electromagnetic Scattering from Thin Dielectric Coated PEC by MLFMA and Successive Overrelaxation Iterative Technique. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2009, 19(12): 762-764.

[148] E. Bleszynski, M. Bleszynski and T. Jaroszewicz. AIM: Adaptive Integral Method for Solving Large-scale Electromagnetic Scattering and Radiation Problems. Radio Science, 1996, 31(5): 1225-1251.

[149] 梁昌洪, 魏兴昌. 矩量法结合小波变换快速求解磁场积分方程. 西安电子科技大学学报（自然科学版）, 2000, 27(6): 705-708.

[150] T. Namiki. 3-D ADI-FDTD method-unconditionally stable time-domain algorithm for solving full vector Maxwell's equations. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2000, 48(10): 1743-1748.

[151] Y. W. Cheong, et al. Wavelet-Galerkin scheme of time-dependent inhomogeneous electro-magnetic problems. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1999, 9(8): 297-299.

[152] A. A. Ergin, B. Shanker and E. Michielssen. The plane wave time-domain algorithm for the fast analysis of transient wave phenomena. IEEE Antennas Propagat. Mag., 1999, 41(4): 39-52.

[153] B. Shanker, et al. Fast analysis of transient electromagnetic scattering phenomena using the multilevel plane wave time domain algorithm. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2003, 51(3): 628-641.

[154] U. Jakobus and F. M. Landstorfer. Improved PO-MM hybrid formulation for scattering from three dimensional perfectly conducting bodies of arbitrary shape. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1995, 43(1): 162-169.

[155] M. Ren, et al. Coupled TDIE-PO method for transient scattering from electri- cally large conducting objects. Electronics Letters, 2008, 44(4): 258-260.

[156] 杨凌霞，葛德彪，魏兵. 组合目标电磁散射的 FDTD/TDPO 混合方法. 系统工程与电子技术，2008，30(4): 637-640.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[157] M. R. Pino, et al. The generalized Forward–Backward method for analyzing the scattering from targets on ocean-like rough surfaces. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1999, 47(6): 961-969.

[158] R. J. Burkholder, M. R. Pino and F. Obelleiro. A Monte Carlo study of the rough-sea-surface influence on the radar scattering from two-dimensional ships. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2001, 43(2): 25-33.

[159] D. Colak, R. J. Burkholder and E. H. Newman. Multiple Sweep Method of Moments Analysis of Electromagnetic Scattering from 3D Targets on Ocean-like Rough Surfaces. Microwave Opt. Technol. Lett., 2007, 49(1): 241-247.

[160] Y. Zhang, et al. Mode-Expansion method for calculating electromagnetic waves scattered by objects on rough ocean surfaces. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2005, 53(5): 1631-1639.

[161] T.-J. Cui, et al. Efficient MLFMA, RPFMA, and FAFFA Algorithms for EM Scattering by Very Large Structures. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2004, 52(3): 759-769.

[162] T.-J. Cui and W. Wiesbeck. Electromagnetic scattering by multiple three- dimensional scatterers buried under multilayered media-part II theory. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1998, 36(2): 535-546.

[163] P. Liu and Y.-Q. Jin. Numerical simulation of bistatic scattering from a target at low altitude above rough sea surface under an EM-Wave incidence at low grazing angle by using the finite element method. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2004, 52(5): 1205-1220.

[164] P. Liu and Y.-Q. Jin. The finite-element method with domain decomposition for electromagnetic bistatic scattering from the comprehensive model of a ship on and a target above a large scale rough sea surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2004, 42(5): 950-956.

[165] L. Kuang and Y.-Q. Jin. Bistatic scattering from a three-dimensional object over a randomly rough surface using the FDTD algorithm. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2007, 55(8): 2302-2312.

[166] Y.-Q. Jin and Z.-X. Li. Numerical simulation of radar surveillance for the ship target and oceanic clutters in two-dimensional model. Radio Science, 2003, 38(3): 1045(1-11).

[167] F.-S. Deng, et al. Numerical simulation of vector wave scattering from the target and rough surface composite model with 3-D multilevel UV method. IEEE Trans Antennas Propagat., 2010, 58(5): 1625-1634.

[168] 康士峰, 王显德. 粗糙面与目标电磁散射统计特性分析. 微波学报, 2004, 20(3): 43-46.

[169] J. T. Johnson. A numerical study of scattering from an object above a rough surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2002, 50(10): 1361-1367.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[170] J. T. Johnson. A Study of the Four-path Model for Scattering from an Object above a Half Space. Microwave Opt. Technol. Lett., 2001, 30(6): 130-134.

[171] T. Chiu and K. Sarabandi. Electromagnetic scattering interaction between a dielectric cylinder and slightly rough surface. IEEE Trans Antennas Propagat., 1999, 47(5): 902-913.

[172] D. E. Lawrence and K. Sarabandi. Electromagnetic scattering drom a dielectric cylinder buried beneath a slightly rough surface. IEEE Trans Antennas Propagat., 2002, 50(10): 1368-1376.

[173] R. J. Burkholder, P. Janpugdee and D. Colak. Development of Computational Tools for Predicting the Radar Scattering from Targets on a Rough Sea Surface. Technical Report, Ohio State University Electro Science Laboratory, Columbus, Ohio, 2001.

[174] R. J. Burkholder, M. R. Pino and D. H. Kwon. Development of ray-optical methods for studying the RCS of 2D targets on a rough sea surface. Technical Report, Ohio State University Electro Science Laboratory, Columbus, Ohio, 1999.

[175] F. Xu and Y.-Q. Jin. Bidirectional analytic ray tracing for fast computation of composite scattering from electric-large target over a randomly rough surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2009, 57(5): 1495-1505.

[176] 朱国强, 曹秦峰, 杨河林. 正弦型粗糙面上方平板的电磁波散射. 武汉大学学报（自然科学版）, 1996, 42 (5): 661-668.

[177] 向长青, 朱国强, 杨河林. 平板与正弦型组合粗糙面的电磁波复合散射[J]. 电波科学学报, 1998, 13 (3): 256-260.

[178] 朱国强, 杨河林. 导体条带与周期粗糙面对电磁波的复合散射[J]. 武汉大学学报, 1999, 33 (3): 103-107.

[179] 崔凯, 许小剑, 毛士艺. 基于高频混合方法的海上目标电磁散射特性分析. 电子与信息学报, 2008, 30(6): 1500-1503.

[180] 王勇，许小剑. 海上舰船目标的宽带雷达散射特征信号仿真. 航空学报, 2009, 30(2): 337-342.

[181] M. Zhang, et al. Time-domain techniques for transient scattering from dielectric bodies and sea surface governed by Jonswap's sea spectra. Chin. Phys. Lett., 2009, 26(8): 084101.

[182] H. Chen, et al. An efficient slope-deterministic facet model for SAR imagery simulation of marine scene. IEEE Trans Antennas Propagat., 2010, 58(11): 3751-3756.

[183] Y. W. Zhao, M. Zhang and H. Chen. An efficient ocean SAR raw signal simulation by employing fast Fourier transform. Journal of Electromagnetic Waves and Application, 2010, 24: 2273-2284.

[184] M. Zhang, et al. SAR imaging simulation for composite model of ship on dynamic ocean

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

scene. Progress In Electromagnetics Research, 2011, 113: 395-412.

[185] W. Luo, et al. An efficient hybrid high-frequency solution for the composite scattering of the ship very large two-dimensional sea surface. Progress In Electromagnetics Research M, 2009, 8: 79-89.

[186] 罗伟. 时变海面与目标复合电磁散射研究. 西安电子科技大学博士论文，2012.

[187] 赵言伟. 海面目标合成孔径雷达成像模拟研究. 西安电子科技大学博士论文，2012.

[188] B. Guan, et al. Electromagnetic scattering from objects above a rough surface using the method of moments with half-space Green's function. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2009, 47(10): 3399-3405.

[189] 叶红霞. 随机粗糙面与目标复合电磁散射的数值计算方法. 复旦大学博士论文，2007.

[190] 叶红霞，金亚秋. 随机粗糙面上介质目标差场散射的快速计算方法. 中国科学 G 辑，2006，36(2): 142-157.

[191] 叶红霞，金亚秋. 三维介质粗糙面上导体目标散射的解析-数值混合算法. 电波科学学报, 2008, 23(6): 1144-1153.

[192] W. Yang, et al. Iterative hybrid method for Electromagnetic scattering from a 3-D object above a 2-D random dielectric rough surface. Progress In Electromagnetics Research, 2011, 117: 435-448.

[193] S.-Y. He and G.-Q. Zhu. A hybrid MM-PO method combining UV technique for scattering from two-dimensional target above a rough surface. Microwave and Optical Technology Letters, 2007, 49(12): 2957-2960.

[194] 张晓燕, 盛新庆. 介质粗糙面上目标后向散射的高效混合算法. 计算物理, 2010, 30 (4): 460-464.

[195] 李西敏, 童创明, 付树洪, 等. 高斯粗糙面与临空目标复合电磁散射的 KH-MoM 解. 电波科学学报, 2010, 25 (6): 1146-1151.

[196] 姬伟杰, 童创明. 三维目标与粗糙面复合散射的广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格算法. 物理学报, 2011, 60 (1): 301-309.

[197] S.-T. Qin, et al. A TDIE/TDPO hybrid method for the analysis of TM transient scattering from two-dimensional combinative conducting cylinders. Progress In Electromagnetics Research, 2010, 102: 181-195.

[198] 秦三团. 随机粗糙面与目标复合电磁散射的快速算法研究. 西安电子科技大学博士论文，2011.

[199] R. J. Burkholder, M. R. Pino and F. Obelleiro. Low angle scattering from 2-D targets on a time-evolving sea surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2002, 40(5): 1185-1190.

[200] K. Jamil and R. J. Burkholder. Radar scattering from a rolling target floating on a

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

time-evolving rough sea surface. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2006, 44(11): 3330-3337.

[201] P. Liu and Y. Q. Jin. Numerical simulation of bistatic scattering from a target at low altitude above rough sea surface under an EM-Wave incidence at low grazing angle by using the finite element method. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 2004, 52(5): 1205-1220.

[202] 刘鹏, 金亚秋. 动态起伏海面上低飞目标电磁散射 Doppler 频谱的有限元-区域分解法数值模拟. 中国科学 G 辑, 2004, 34(3): 265-278.

[203] 徐小剑，姜丹，李晓飞. 时变海面舰船目标动态雷达特征信号模型. 系统工程与电子技术, 2011, 33(1): 42-47.

[204] T. Elfouhaily, et al. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. J. Geophys. Res., 1997, 102: 15781-15796.

[205] W. J. Pierson and L. Moscowitz. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A.kitaigorodsrii. J. Geophys. Res., 1964, 69 (24): 5181-5190.

[206] K. Hasselmann, et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the JONSWAP. Report, Hamburg: Deutsches Hydrographisches Institut, 1973.

[207] D. E. Hasselmann, M. Dunckel and J. A. Ewing. Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973. J. Phys. Oceanogr., 1980, 10(7): 1264-1280.

[208] C. Brüning, W. Alpers and K. Hasselmann. Int. J. of Remote Sens., 1990, 11(10): 1695-1727.

[209] M. S. Longuet-Higgins, D. E. Cartwright and N. D. Smith. Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floatation buoy. Ocean Wave Spectra, Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1963, 111-136.

[210] H. Mitsuyasu, et al. Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy. J. Phys. Oceanogr., 1975, 5: 750-760.

[211] M. A. Donelan, J. Hamilton and W. H. Hui. Directional spectra of wind generated waves. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 1985, 315: 509-562.

[212] 赵振宇，董国祥. 航海安全水池三维造波机造波特性与实际波浪模拟应用. 交通部上海船舶运输科学研究所学报, 2001, 24(1): 23-28.

[213] 李积德. 船舶耐波性. 哈尔滨：哈尔滨船舶工程学院出版社, 1992.

[214] E. R. Jeferys. Directional seas should be ergodic. Applied Ocean Research, 1987, 9(4): 186-191.

[215] C. Cox and W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun glitter. Journal of the Optical Society of America, 1954, 44: 838-850.

[216] A. Arnold-Bos, A. Khenchaf and A. Martin. Bistatic radar imaging of the marine

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

environment-part I: theoretical background. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 2007, 45(11): 3372-3383.

[217] K. Oumansour, Y. Wang and J. Saillard. Multifrenquency SAR observation of a ship wake. IEE Proc. Radar, Sonar Navig., 1996, 143(4): 275-280.

[218] I. Hennings, et al. Radar imaging of Kelvin arms of ship wakes. Int. J. Remote Sens., 1999, 20(13): 2519-2543.

[219] N. Okino, Y. Kakazu and M. Morimoto. Extended depth-buffer algorithms for hidden-surface visualization, IEEE Computer Graphics and Applications, 1984, 4: 79-88.

[220] J. W. Wright. Backscattering from capillary waves with application to sea clutter. IEEE Trans. Antennas Propag., 1966, AP-14(6): 749-754.

[221] W. J. Plant and W. C. Keller. Evidence of Bragg scattering in microwave Doppler spectra of sea return. J. Geophys. Res., 1990, 95(C9): 16299-16310.

[222] E. M. Poulter, M. J. Smith and J. A. McGregor. Microwave backscatter from the sea surface Bragg scattering by short gravity waves. J. Geophys. Res., 1994, 99(C4): 7929-7943.

[223] H. Goldstein. Sea echo, in Propagation of Sort Radio Waves. New York: McGraw-Hill, 1951, 481-527.

[224] V. W. Pidgeon. Doppler dependence of radar sea return. J. Geophys. Res., 1968, 73(4): 1333-1341.

[225] Y. V. Mel'nichuk and A. A. Chernikov. Spectra of radar signals from sea surfaces for different polarizations. Izv. Atmos. Ocean Phys., 1971, 7: 14-24.

[226] M. W. Long. On a two-scatterer theory of sea echo. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1974, 22: 667-672.

[227] A. I. Leykin, et al. The effect of long waves on energy spectra of radar signals scattered from a sea surface. Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved Radiofiz., 1795, 3: 346-357.

[228] A. I. Kalmykov and V. V. Pustovoytenko. On polarization features of radio signals scattered from the sea surface at small grazing angles. J. Geophys. Res., 1988, 93(C10): 12235-12248.

[229] A. T. Jessup, W. K. Melville and W. C. Keller. Breaking waves affecting microwave backscatter, 1, Detection and verification. J. Geophys. Res., 1991, 96(C11): 20547-20559.

[230] P. H. Y. Lee, et al. X band microwave backscattering from ocean waves. J. Geophys. Res., 1995, 100(C2): 2591-2611.

[231] F. T. Ulaby, R. K. Moore and A. K. Fung. Microwave Remote Sensing: Active and Passive, vol. II. Norwood, MA: Artech House, 1986.

[232] D. S. W. Kwoh, B. M. Lake and H. Rungaldier. Microwave scattering from internal wave modulated surface waves: A shipboard real aperture coherent radar study in the Georgia Strait

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Experiment. J. Geophys. Res., 1988, 93(C10): 12235-12248.

[233] P. H. Y. Lee, et al. What are the mechanisms for non-Bragg scattering from water wave surface. J. Geophys. Res., 1999, 34(1): 123-138.

[234] E. C. Monahan and I. G. O'Muircheartaigh. Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface. Int. J. Remote Sens., 1986, 7(5): 627–642.

[235] J. C. West and Z. Q. Zhao. Electromagnetic modeling of multipath scattering from breaking water waves with rough faces. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2002, 40(3): 583-592.

[236] J. C. West and S.-J. Ja. Two-scale treatment of low-grazing-angle scattering from spilling breaker water waves. Radio Sci., 2002, 37(4): 1045(1-12)

[237] O. M. Phillips. Radar returns from the sea surface Bragg scattering and breaking waves. J. Phys. Oceanogr., 1988, 18(8): 1065-1074.

[238] V. D. Kudryavtsev, et al. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface 1. Background model. J. Geophys. Res., 2003, 108(C3): 1-24.

[239] A. I. Kalmykov and V. V. Pustovoytenko. On polarization features of radio signals scattered from the sea surface at small grazing angles. J. Geophys. Res., 1976, 81(12): 1960-1964.

[240] D. S. W. Kwoh and B. M. Lake. A deterministic, coherent, and dualpolarized laboratory study of microwave backscattering from water waves, part I: short gravity waves without wind. IEEE J. Oceanic Eng., 1984, OE-9(5): 291-308.

[241] D. R. Lyzenga and E. A. Ericson. Numerical calculations of radar scattering from sharply peaked ocean waves. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1998, 36(2): 636-646.

[242] L. A. Klein and C. T. Swift. An Improved Model for the Dielectric Constant of Sea Water at Microwave Frequencies. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1977, AP-25(1): 104-111.

[243] P. W. Vachon and K. Katsaros. RADARSAT synthetic aperture radar measurements of some 1998 hurricanes. International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS) , 1999, 3: 1631-1633.

[244] R. J. Wagner. Shadowing of randomly rough surfaces. J. Acoust. Soc. Am., 1967, 41(1): 138-147

[245] L. C. Schroeder and W. L. Grantham. SASS measurements of the Ku-band radar signature of the ocean. IEEE J. Oceanic Eng.,1982, OE-7(1): 3-14.

[246] L. C. Schroeder, et al. AAFE RADSCAT 13.9-GHz measurements and analysis: Wind-speed signature of the ocean. IEEE J. Oceanic Eng., 1985, 10(4): 346-357.

[247] A. Awada, et al. Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models. Wave in Random Media, 2006, 16(3): 383-394.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[248] 何宜军. 成像雷达海浪成像机制. 中国科学(D 辑), 2000, 30(5): 554-560.

[249] W. A. Alpers, D. B. Ross and C. L. Rufenach. On the detectability of ocean surface waves by real and synthetic aperture radar. J. Geophys. Res., 1981, 86(C7): 6481-6498.

[250] W. A. Alpers. Monte Carlo simulations for studying the relationship between ocean wave and synthetic aperture radar image spectra. J. Geophys. Res., 1983, 88(C3): 1745-1759.

[251] W. A. Alpers and C. Bruening. On the relative importance of motion-related contributions to SAR imaging mechanism of ocean surface waves. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1986, GE-24(6): 873-885.

[252] C. Beard. Coherent and incoherent scattering of microwaves from the ocean. IEEE Trans. on Antennas and Propagat., 1961, 9(5): 470-483.

[253] W. J. Plant. Microwave sea return at moderate to high incidence angles. Waves in Random Media, 2003, 13(4): 339-354.

[254] J. C. West. Correlation of Bragg scattering from the sea surface at different polarizations. Waves in Random Media, 2005, 15(3): 395-403.

[255] J. C. West, R. K. Moore and J. C. Holtzman. The slightly-rough facet model in radar imaging of the ocean surface. Int. J. Remote Sens., 1990, 11(4): 617-637.

[256] J. C. West. Comparison of modeled backscatter from slightly rough curved surfaces with numerical predictions. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1993, 31(4): 880-884.

[257] G. Franceschetti, M. Migliaccio and D. Riccio. On ocean SAR raw signal simulation. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1993, 31(4): 880-884.

[258] A. I. Kozlov, L. P. Ligthart and A. I. Logvin. Mathematical and Physical Modelling of Microwave Scattering and Polarimetric Remote Sensing: Monitoring the Earth's Environment Using Polarimetric Radar: Formulation and Potential Applications, New York: Kluwer Academic Publishers, 2001, 43-65.

[259] H. Chen, M. Zhang and H.-C. Yin. Facet-based Treatment on Microwave Bistatic Scattering of Three-Dimensional Sea Surface with Electrically Large Ship. Progress In Electromagnetics Research, 2012, 123: 385-405.

[260] W. Thomson (Lord Kelvin), “On Ship Waves,” Trans. Inst. Mech. Eng., vol.8, pp. 409-433, 1887.

[261] P. H. Y. Lee, et al. Lineshape analysis of breaking-wave Doppler spectra. IEE Proc.-Radar, Sonar Navig., 1998, 145(2): 135-139.

[262] D. Walker. Doppler modeling of radar sea clutter. IEE Proc.-Radar, Sonar Navig., 2001, 148(2): 73-80.

[263] C. L. Rino, et al. Numerical simulation of backscattering from linear and nonlinear ocean

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

surface realizations. Radio Sci.,1991, 26(1): 51–71.

[264] E. Bahar, M. A. Fitzwater and D. E. Barrick. Computations of scattering cross sections for composite surfaces and the specification of the wavenumber where spectral splitting occurs. IEEE Trans. on Antennas and Propagat., 1983, AP-31(5): 698-709.

[265] A. Papoulis, Probability, Random Variables, and Stochastic Processes, New York: McGraw-Hill, 1991, 444-445.

[266] W. J. Plant. Studies of backscattered sea return with a CW, dual-frequency, X-band radar. IEEE Trans. on Antennas Propagat., 1977, AP-25: 28-36.

[267] D. B. Trizna. A model for Doppler peak spectral shift for low grazing angle sea scatter. IEEE J. Oceanic Eng., 1985, 10(4): 368-375.

[268] D. R. Thompson, B. L. Gotwols and W. C. Keller. A comparison of Ku-band doppler measurements at 20^0 incidence with predictions from a time-dependent scattering model. J. Geophys. Res., 1991, 96(C3): 4947-4955.

[269] J. W. Wright. Detection of ocean waves by microwave radar: The modulation of short gravity-capillary waves. Boundary Layer Meteorol., 1978, 13: 87-105.

[270] A. Michaeli. Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation. IEEE Trans. on Antennas Propagat., 1984, 32(3): 252-258.

[271] A. Michaeli. Elimination of infinities in equivalent edge currents-Part 1: fringe currents components. IEEE Trans. on Antennas Propagat., 1986, 34(4): 912-918.

[272] 吴振森，张民. 修正劈表示的边缘等效电磁流的改进及在电磁散射中的应用. 电子学报, 1998, 26(9): 11-14.

[273] 崔索民，吴振森，方大纲. 一种计算多面体目标 RCS 的等效边缘电磁流公式. 微波学报, 1997, 13(1): 20-26.

[274] M. Ando, et al. Elimination of false singularities in GTD equivalent edge currents. IEE Proc.-H, 128: 289-295.

[275] P. M. Johansen and O. Breinberg. An exact line integral representation of the physical optics scattered field: the case of a perfectly conducting polyhedral structure illuminated by electric Hertzian dipoles. IEEE Trans. on Antennas Propagat., 1995, 43(4): 689-696.

[276] 聂在平等. 目标与环境电磁散射特性建模: 理论、方法与实现（基础篇）. 北京：国防工业出版社，2009.

[277] 刘应中，缪国平. 船舶在波浪上的运动理论. 上海：上海交通大学出版社，1987.

[278] S. Denis and W. J. Pierson. On the motion of ships in confused seas. Trans. SNAME, 1953, 61.

[279] B. V. Korvin-Kroukovsky. Investigation of ship motions in regular waves. Trans. SNAME,

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

1955, 63.

[280] B. V. Korvin-Kroukovsky and W. R. Jacobs. Pitching and heaving motions of a ship in regular waves, Trans. SNAME, 1957, 65.

[281] F. Tasai and M. Takaki. Theory and calculation of ship responses in regular waves. Symposium on Seawothines of Ships, Japan Society of Naval Architects, 1969.

[282] T. F. Ogilvie and E. O. Tuck. A rational strip-theory of ship motion: Part I. Department of Naval Architecture, University of Michigan, America: Report No. 013, 1969.

[283] N. Salvesen, E. O. Tuck, and O. Faltinsen. Ship motions and sea loads. Trans. SNAME, 1970, 78: 250-287.

[284] G. P. Miao. On the computation of ship motions in regular waves. Division of Ship Hydromechanics, Chalmers University of Technology, Sweden: Report No. 58, 1980.

[285] W. Frank. Oscillation of cylinders in or below the free surface of deep fluids. Naval Ship Research and Development Center, America: Report No. 2375, 1967.

[286] H. Söding. Eine Modifikation der Streifenmethode. Schiffstechnik, 1969, 16: 15-18.

[287] D. Hachmann. Calculation of pressures on a ship's hull in waves. Ship Technology Research, 1991, 38: 111-133.

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

附录A

根据正文给出的坐标定义，关于入射波和散射波矢量可定义如下，

$$\hat{\mathbf{k}}_i = \sin\theta_i^g \cos\phi_i^g \hat{\mathbf{x}}_g + \sin\theta_i^g \sin\phi_i^g \hat{\mathbf{y}}_g - \cos\theta_i^g \hat{\mathbf{z}}_g \tag{A-1a}$$

$$\hat{\mathbf{k}}_s = \sin\theta_s^g \cos\phi_s^g \hat{\mathbf{x}}_g + \sin\theta_s^g \sin\phi_s^g \hat{\mathbf{y}}_g + \cos\theta_s^g \hat{\mathbf{z}}_g \tag{A-1b}$$

它们对应的极化矢量定义为

$$\hat{\mathbf{H}}_i = -\hat{\mathbf{x}}_g \sin\phi_i^g + \hat{\mathbf{y}}_g \cos\phi_i^g \tag{A-2a}$$

$$\hat{\mathbf{V}}_i = -\hat{\mathbf{x}}_g \cos\theta_i^g \cos\phi_i^g - \hat{\mathbf{y}}_g \cos\theta_i^g \sin\phi_i^g - \hat{\mathbf{z}}_g \sin\theta_i^g \tag{A-2b}$$

$$\hat{\mathbf{H}}_s = -\hat{\mathbf{x}}_g \sin\phi_s^g + \hat{\mathbf{y}}_g \cos\phi_s^g \tag{A-2c}$$

$$\hat{\mathbf{V}}_s = \hat{\mathbf{x}}_g \cos\theta_s^g \cos\phi_s^g + \hat{\mathbf{y}}_g \cos\theta_s^g \sin\phi_s^g - \hat{\mathbf{z}}_g \sin\theta_s^g \tag{A-2d}$$

单位平面波入射条件下，Fuks 给出的单位面积微粗糙介质边界的散射场可表示为

$$\mathbf{E}_{pq}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = 2\pi \frac{e^{ikR_0}}{iR_0} \mathbb{S}_{pq}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) \tag{A-3}$$

其中，$\mathbb{S}_{pq}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s)$ 为散射幅度，表示为

$$\mathbb{S}_{pq}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = \frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2} \mathbb{F}_{pq} \iint \zeta(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathrm{d}\mathbf{r} \tag{A-4}$$

根据雷达散射系数的定义，

$$\begin{aligned}
\sigma_{pq}^0(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) &= 4\pi R_0^2 \left\langle \mathbf{E}_{pq}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) \left[\mathbf{E}_{pq}^{\text{scatt}}(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) \right]^* \right\rangle \\
&= 4\pi R_0^2 \left\langle \left[\frac{ik^2(\varepsilon-1)e^{ikR_0}}{2R_0} \mathbb{F}_{pq} \frac{1}{2\pi} \iint \zeta(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathrm{d}\mathbf{r} \right] \times \right. \\
&\quad \left. \left[\frac{ik^2(\varepsilon-1)e^{ikR_0}}{2R_0} \mathbb{F}_{pq} \frac{1}{2\pi} \iint \zeta(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \mathrm{d}\mathbf{r} \right]^* \right\rangle \\
&= \pi k^4 \left|\varepsilon-1\right|^2 \left|\mathbb{F}_{pq}\right|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \left\langle \zeta(\mathbf{r}')\zeta(\mathbf{r}) \right\rangle \mathrm{e}^{-i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r}'-\mathbf{r})} \mathrm{d}\mathbf{r}'\mathrm{d}\mathbf{r}
\end{aligned} \tag{A-5}$$

上式中等号右边的积分项恰是微粗糙面的空间功率谱的标准定义，若用 S_ζ 表示谱，则

$$S_\zeta(\mathbf{q}_l) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \left\langle \zeta(\mathbf{r}')\zeta(\mathbf{r}) \right\rangle \mathrm{e}^{-i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r}'-\mathbf{r})} \mathrm{d}\mathbf{r}'\mathrm{d}\mathbf{r} \tag{A-6}$$

至此，不难得到雷达散射系数的表达式，

$$\sigma_{pq}^0(\hat{\mathbf{k}}_i,\hat{\mathbf{k}}_s) = \pi k^4 \left|\varepsilon-1\right|^2 \left|\mathbb{F}_{pq}\right|^2 S_\zeta(\mathbf{q}_l) \tag{A-7}$$

其中，$\mathbf{q}_l$ 为 $\mathbf{q}$ 在均值面 $z=0$ 上的投影矢量。

为进一步推导任意倾斜微粗糙小面元的散射贡献，在小面元均值平面上建立如下本地坐标系

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\hat{\mathbf{z}}_l = \hat{\mathbf{n}} \tag{A-8a}$$

$$\hat{\mathbf{y}}_l = \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{k}}_i \Big/ \left| \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{k}}_i \right| \tag{A-8b}$$

$$\hat{\mathbf{x}}_l = \hat{\mathbf{y}}_l \times \hat{\mathbf{z}}_l \tag{A-8c}$$

其中，$\hat{\mathbf{n}} = (-Z_x \hat{\mathbf{x}}_g - Z_y \hat{\mathbf{y}}_g + \hat{\mathbf{z}}_g) \Big/ \sqrt{1 + Z_x^2 + Z_y^2}$ 为小面元的法向矢量。用 $(\theta_i^l, \theta_s^l, \phi_s^l)$ 表示入射和散射方向在本地坐标系下对应的局部角，则容易写出此坐标系下所对应的单位极化矢量 $\{\hat{\mathbf{h}}_i, \hat{\mathbf{v}}_i, \hat{\mathbf{h}}_s, \hat{\mathbf{v}}_s\}$ 的表达式，

$$\hat{\mathbf{h}}_i = \hat{\mathbf{y}}_l \tag{A-9a}$$

$$\hat{\mathbf{v}}_i = -\hat{\mathbf{x}}_l \cos\theta_i^l - \hat{\mathbf{z}}_l \sin\theta_i^l \tag{A-9b}$$

$$\hat{\mathbf{h}}_s = -\hat{\mathbf{x}}_l \sin\phi_s^l + \hat{\mathbf{y}}_l \cos\phi_s^l \tag{A-9c}$$

$$\hat{\mathbf{v}}_s = \hat{\mathbf{x}}_l \cos\theta_s^l \cos\phi_s^l + \hat{\mathbf{y}}_l \cos\theta_s^l \sin\phi_s^l - \hat{\mathbf{z}}_l \sin\theta_s^l \tag{A-9d}$$

按照全局坐标系和本地坐标系的关系，可写出 $\{\hat{\mathbf{H}}_i, \hat{\mathbf{V}}_i, \hat{\mathbf{H}}_s, \hat{\mathbf{V}}_s\}$ 和 $\{\hat{\mathbf{h}}_i, \hat{\mathbf{v}}_i, \hat{\mathbf{h}}_s, \hat{\mathbf{v}}_s\}$ 的关系式，

$$\hat{\mathbf{H}}_i = (\hat{\mathbf{H}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i)\hat{\mathbf{v}}_i + (\hat{\mathbf{H}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i)\hat{\mathbf{h}}_i, \qquad \hat{\mathbf{V}}_i = (\hat{\mathbf{V}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i)\hat{\mathbf{v}}_i + (\hat{\mathbf{V}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i)\hat{\mathbf{h}}_i \tag{A-10a}$$

$$\hat{\mathbf{H}}_s = (\hat{\mathbf{H}}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}_s)\hat{\mathbf{v}}_s + (\hat{\mathbf{H}}_s \cdot \hat{\mathbf{h}}_s)\hat{\mathbf{h}}_s, \qquad \hat{\mathbf{V}}_s = (\hat{\mathbf{V}}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}_s)\hat{\mathbf{v}}_s + (\hat{\mathbf{V}}_s \cdot \hat{\mathbf{h}}_s)\hat{\mathbf{h}}_s \tag{A-10b}$$

根据以上关系式，全局坐标系下的极化因子 $\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}$ 同理可用本地坐标下表示的极化因子 $\mathbb{F}_{pq}$ 表示出来，即

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbb{F}}_{HH} = {} & (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{vv} + (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{vh} + \\ & (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{hv} + (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{hh}\end{aligned} \tag{A-11a}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbb{F}}_{HV} = {} & (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{vv} + (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{vh} + \\ & (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{hv} + (\hat{\boldsymbol{H}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{hh}\end{aligned} \tag{A-11b}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbb{F}}_{VH} = {} & (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{vv} + (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{vh} + \\ & (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{hv} + (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{H}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{hh}\end{aligned} \tag{A-11c}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbb{F}}_{VV} = {} & (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{vv} + (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{vh} + \\ & (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s)\mathbb{F}_{hv} + (\hat{\boldsymbol{V}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i)(\hat{\boldsymbol{V}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s)\mathbb{F}_{hh}\end{aligned} \tag{A-11d}$$

为了公式的简化表示，（A-11）式可写成矩阵形式，如下

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbb{F}}_{VV} & \tilde{\mathbb{F}}_{VH} \\ \tilde{\mathbb{F}}_{HV} & \tilde{\mathbb{F}}_{HH} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{V}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i & \hat{\mathbf{V}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i \\ \hat{\mathbf{H}}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_i & \hat{\mathbf{H}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbb{F}_{vv} & \mathbb{F}_{vh} \\ \mathbb{F}_{hv} & \mathbb{F}_{hh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{V}}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}_s & \hat{\mathbf{H}}_s \cdot \hat{\mathbf{v}}_s \\ \hat{\mathbf{V}}_s \cdot \hat{\mathbf{h}}_s & \hat{\mathbf{H}}_s \cdot \hat{\mathbf{h}}_s \end{bmatrix} \tag{A-12}$$

至此，对照（A-7）式，可以写出任意倾斜微粗糙小面元的散射系数

$$\sigma_{PQ}^{facet}(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s) = \pi k^4 \left|\varepsilon - 1\right|^2 \left|\tilde{\mathbb{F}}_{PQ}\right|^2 S_{\zeta'}\left(\mathbf{q}_l\right) \tag{A-13}$$

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

攻读博士学位期间的研究成果与科研项目

一、发表论文情况

1. **Hui Chen**, Min Zhang, Y.-W. Zhao, and Wei Luo. An Efficient Slope deterministic Facet Model for SAR Imagery Simulation of Marine Scene. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2010, 58(11): 3751-3756. (**SCI**: 000283940 100043/**EI**: 20104613387059)
2. Min Zhang, **Hui Chen**, and Hong-Cheng Yin. Facet-Based Investigation on EM Scattering From Electrically Large Sea Surface With Two-Scale Profiles: Theoretical Model. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2011, 49(7): 1967-1975. (**SCI**: 000290997600014**EI**: 20112214021425)
3. **Hui Chen**, Min Zhang, and Hong-Cheng Yin. Facet-based Treatment on Microwave Bistatic Scattering of Three-Dimensional Sea Surface with Electrically Large Ship. Progress In Electromagnetics Research, 2012, 123: 385-405. (**SCI**: 00030 0643000023 **EI**: 20120414707741)
4. **Hui Chen**, Min Zhang, and Hong-Cheng Yin. Facet-based simulator for bistatic scattering of maritime scene with electrically large ships: Slope Summation Facet Model. International Journal of Remote Sensing, 2012, 33(21): 6927-6941. (**SCI**: 000305539700016)
5. Min Zhang, **Hui Chen**, Pin Zhou, and Xiang-Yang Zhang. An Efficient Simulated Sea Slope Model for Backscattering from a Non-Gaussian Sea Surface. Chinese Physics Letters, 2009, 26(9): 094102. (**SCI**: 000269559000034)
6. **Hui Chen**, Min Zhang, Ding Nie, and Hong-Cheng Yin. Robust Semi-deterministic Facet Model for Fast Estimation on EM Scattering from Ocean-like surface. Progress In Electromagnetics Research B, 2009, 18: 347-363.
7. **Hui Chen**, Min Zhang, and Hong-Cheng Yin. Scattering-Based I/Q Signal Simulation of Sea Clutter Returns. IEEE International Conference on, Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT), Chengdu, China, 2010, 1197-1200. (**EI**: 20111513907384)
8. **陈珲**, 张民, 殷红成. 基于斜率叠加模型的电大海面电磁散射快速建模. 第十届全国电波传播学术讨论年会, 武汉, 2009, 362-365.
9. **陈珲**, 张民, 殷红成. 面元散射模型在海上舰船目标双站复合散射中的应用. 天线学报, 电磁散射逆散射学术年会专辑, 宁波, 2010, 148-151.
10. Yan-Wei Zhao, Min Zhang, and **Hui Chen**. An Efficient Ocean SAR Raw Signal

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Simulation by Employing Fast Fourier Transform. Journal of Electromagnetic Waves and Application, 2010, 24: 2273－2284. (**SCI**: 0002856441000 12**EI**: 20105113499094)

11. Min Zhang, Yan-Wei Zhao, **Hui Chen**, and W.-Q. Jiang. SAR Imaging Simulation for Composite Model of Ship on Dynamic Ocean Scene. Progress In Electromagnetics Research, 2011, 113: 395-412. (**SCI**: 0002877985000 23**EI**: 20111013720594)
12. Ye Zhao, Min Zhang, and **Hui Chen**. The EM Scattering of Electrically Large Dielectric Rough Sea Surface at 240 GHz Using a Scale Model. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012. (**SCI**, 已录用, 待出版)

二、参与项目情况

1. 国家自然科学基金.“动态海面上目标复合电磁散射特性分析的优化算法”（项目编号：60871070），2009-2011。
2. 国家部委项目.“高海情动态海面电磁散射建模与软件开发”（项目编号：HX 0109072315），2009-2011。
3. 西安电子科技大学基本科研业务费资助项目.“动态海面与舰船目标复合电磁散射建模研究”，2011-2013。
4. 国家部委项目.“典型目标与环境 SAR 图像建模方法研究”（项目编号：o0607h05），2007-2008。

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

西安電子科技大學

地址：西安市太白南路2号
邮编：710071
网址：www.xidian.edu.cn

(C)1994-2023 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net