

YU Miaomiao, ZHU Di, DONG Xiaolong, ZHANG Jingyu. Doppler Spectrum Analysis and Centroid Estimation of Ka-band Spaceborne Sea Surface Scatter Echoes (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2026, 46(3): 707–717. CSTR:32142.14.cjss.2025–0072. DOI:10.11728/cjss2026.03.2025–0072

Ka 波段星载海面散射回波多普勒谱 分析与质心估计*

于淼淼^{1,2} 朱迪¹ 董晓龙^{1,2} 张敬钰¹

1(中国科学院国家空间科学中心 北京 100190)

2(中国科学院大学 北京 100049)

摘要 海表动力学参数体现了海洋物质能量平衡、气候变化等重要海气相互作用过程。在星载测量条件下,对较高卫星平台运动速度与海表动力学参数共同作用的回波多普勒特性的研究十分必要。利用线性叠加理论,建立随时间变化的动态海面模型。基于全球海表流场多尺度结构观测卫星计划(OSCOM)所拟定的卫星参数,主要分析风参数对回波多普勒特性的影响。随着风速的增加,回波多普勒偏移明显增大。在顺轨向观测时,回波多普勒质心偏移量在顺逆风向上略微不对称,约90°风向时达到最小值。此外,当海面风速为10 m·s⁻¹时,风区长度由不成熟海浪成长为充分发展的海浪时,长波的倾斜调制增强,多普勒速度估计相差0.56 m·s⁻¹。考虑风速为10 m·s⁻¹,观测方向与风向相同时,破碎波对Ka波段后向散射系数的贡献。相比于不考虑破碎波情况的多普勒质心偏移约为71.4 Hz,导致对径向速度估计相差约为0.3 m·s⁻¹。

关键词 多普勒散射计, 多普勒质心, 风浪参数, 海表流场, 波浪破碎

中图分类号 P714

Doppler Spectrum Analysis and Centroid Estimation of Ka-band Spaceborne Sea Surface Scatter Echoes

YU Miaomiao^{1,2} ZHU Di¹ DONG Xiaolong^{1,2} ZHANG Jingyu¹

1(National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

2(University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

Abstract The ocean surface dynamic parameters reflect important air-sea interaction processes, such as the material and energy balance, and climate change. Under spaceborne measurement conditions, it is necessary to study the echo Doppler spectrum characteristics formed by the high operating speed of the satellite in conjunction with the sea surface dynamic parameters. In this paper, a time-varying dynamic sea surface model is established *via* the existing linear random superposition theory to simulate ocean

* 中国科学院战略性先导科技专项项目资助(XDA0370101)

2025-04-30 收到原稿, 2025-07-04 收到修定稿

surfaces. Based on the satellite parameters defined by the Ocean Surface Current multiscale Observation Mission (OSCOM), this work derives echo Doppler spectra involving different wind parameter effects under medium-incidence-angle Bragg scattering conditions. As wind speed increases, the sea surface roughness and root mean square height increase accordingly, resulting in the stronger backscatter modulation, and the echo Doppler shift increases significantly. When observed along the track, the echo Doppler centroid of the Doppler spectrum with wind direction is slightly asymmetric at the downwind and upwind, and reaches a minimum at 90° wind direction. The analysis results of the wind fetch show that when the wind speed is $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and the length of wind fetch increases from a-10 km-developing wave to a fully-developed wave, the velocity of the sea surface increases, and the tilt modulation of the long wave increases, resulting in the Doppler shift increases, and the estimated Doppler centroid difference is $0.56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Finally, this study considers the contribution of breaking waves to the backscatter and analyzes the influence of both the Doppler centroid and velocity estimation. Analysis of echo Doppler spectrum under the condition of wave breaking shows that when the wind speed is $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and the observation azimuth is the same as the wind direction, the Doppler centroid offset is about 71.4 Hz, resulting in a deviation of about $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ for the radial velocity estimation compared with the case without considering the breaking waves.

Key words Doppler scatterometer, Doppler centroid, Wind wave parameters, Ocean surface current, Wave breaking

0 引言

海洋亚中尺度动力学是海洋科学领域的前沿研究方向,对海洋能量串级与物质垂向输运具有关键作用,显著调控海洋生物地球化学循环及海-气相互作用^[1,2]. 新一代卫星微波遥感器正朝着高分辨、全球快速覆盖的方向发展,星载多普勒测量为全球海洋动力学参数提供了可靠的物理基础,在宽刈幅海面运动速度测量中展现出广阔的应用前景. 目前,中国、美国及法国等欧洲国家和地区均提出基于多普勒测量技术的卫星计划,旨在实现高空间分辨率的海面运动多普勒信息观测^[3-7]. 通过星载测量海面回波中海面运动引起的多普勒频移,可直接反演海表径向运动速度信息,结合多方位角组合观测,进一步重构二维速度矢量场. 近些年,围绕星载多普勒散射测量已开展了大量理论与前期机载实验验证,但尚未形成在轨观测能力.

2015年 Bao等^[8]针对不同星载多普勒散射计体制进行比较,发现旋转笔形波束设计在流场测量方面具有明显优势,并基于系统仿真角度证实了其用于全球海面流场观测的可行性. 2018年 Miao等^[9]分析了海面风场对海面流场反演的重要性,提出了利用 Ku-Ka 双频多普勒散射计实现全球海面风场和海面流场

的同程、宽刈幅观测,并定量分析了海面风场误差对海面流场反演的影响. 2020年中国科学院国家空间科学中心在广东阳江开展了 Ka 波段机载多普勒雷达散射计测量海面流场的校飞试验,验证了基于多普勒散射计进行海表流场测量的可行性^[10]. 结果表明,采用多普勒散射计测量海表运动,海表风场、波浪引起的多普勒频移相对于流场的多普勒频移更大,需要从海面回波的多普勒频移中定量分析风浪等因素在海面散射中引起的多普勒特性. 因此,中国科学院国家空间科学中心和南海海洋研究所提出了全球海面流场多尺度结构观测卫星计划 (Ocean Surface Current multiscale Observation Mission, OSCOM). 该计划拟搭载的多普勒散射计具有全球快速覆盖与高分辨率的观测能力,可同步获取全球海面流场、波浪场及海面风场等关键海洋动力要素^[4]. 相关观测数据将深化对复杂海-气相互作用过程的理解,为海面动力学参数化方案提供科学依据,对提升海洋气象学、海洋动力学研究水平及改进气候模型具有重要意义.

基于 OSCOM 中设定的系统参数,依据多普勒频移测量原理,结合布拉格散射机制,系统分析星载海面散射回波的多普勒特性及其对海况变化的敏感性,进而研究其对海面回波多普勒质心估计精度的影响.

1 动态海面仿真建模

1.1 运动海面线性叠加模型

在海面回波模拟仿真中, 首先需要建立动态海面模型. 鉴于开阔海域中海表流的时空尺度显著大于海浪, 可在局部区域内将海浪的统计特性近似视为均匀平稳随机过程^[11]. 因此, 基于海面的线性随机叠加理论, 在某一时刻海面上某一点 (x, y) , 考虑到风驱表层水面的漂流速度、表层的波浪轨道运动以及背景流场的运动时, 海洋表面轮廓 $s(x, y, t)$ 可表示为

$$s(x, y, t) = \sum_{n=0}^N A_n \sin[K_{nx}(x + v_{Bx}t + v_{wvx} + v_{cx}t) + K_{ny}(y + v_{By}t + v_{wvy}t + v_{cy}t) - \omega_n t + \varphi_n]. \quad (1)$$

其中, A_n 为海面振幅; K_{nx} 和 K_{ny} 分别为 x 与 y 方向的波数分量; v_B , v_{wv} , v_c 分别为风驱海面引起的布拉格相速度、波浪速度以及流场速度; ω_n 为与重力加速度和波数有关的角频率; φ_n 为在 $[-\pi, \pi]$ 区间的随机相位. 海面振幅 A_n 由海浪谱计算得到, 即

$$A_n(K_n, \beta_n) = [2W(K_n, \beta_n) \Delta K_n]^{1/2}. \quad (2)$$

其中, $W(K_n, \beta_n)$ 为包含波数 K_n 、风向和浪向间的夹角 β_n 的二维海浪谱模型, ΔK_n 为波数间隔. 海浪谱 $W(K_n, \beta_n)$ 描绘了波浪能量在不同频率上的分布, 对于数值模拟海洋表面至关重要. 不同的海浪谱模型代表了各自特定海况下的海浪特征. 目前, Elfouhaily 谱能够较好地描述波浪的能谱密度, 适用于对风浪和涌浪海况的描述, 被广泛用于粗糙海面的后向散射系数计算中^[12]. 基于 Elfouhaily 谱生成的风速 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时的二维动态海面如图 1 所示.

Elfouhaily 谱的波高谱密度可以表示为

$$S_E(K_n) = K_n^{-3} [B_l(K_n) + B_h(K_n)] L(K_n) \Gamma^{\gamma(K_n)}. \quad (3)$$

其中, $B_l(K_n)$ 和 $B_h(K_n)$ 分别代表重力波对应的低频无方向曲率谱及毛细波对应的高频无方向曲率谱, L 和 Γ 为与谱峰波数有关的变量, 并引入了逆波龄的概念. 逆波龄 Ω 与风区 X 的关系为

$$\Omega = 0.84 \tanh[(X/X_0)^{0.4}]^{-0.75}. \quad (4)$$

其中, $X_0 = 2.2 \times 10^4$.

方向传递函数表达式为

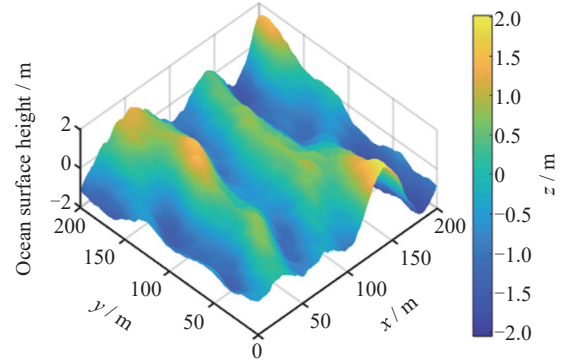


图 1 基于 Elfouhaily 谱生成的风速 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 二维动态海面

Fig. 1 A two-dimensional dynamic ocean surface with $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ wind speed based on Elfouhaily spectrum

$$\Phi(K_n, \beta_n) = \frac{1}{2\pi} (1 + \Delta_k) \cos 2\varphi. \quad (5)$$

其中, φ 为相对传播方向, Δ_k 为当截断角函数的傅里叶级数展开时的二次谐波系数, 其表达式为

$$\Delta_k = \tanh \left[\frac{\ln 2}{4} + 4 \left(\frac{c}{c_p} \right)^{2.5} + 0.13 \frac{u}{c_m} \left(\frac{c_m}{c} \right)^{2.5} \right]. \quad (6)$$

式中, c , c_p 和 c_m 为与波数有关的角频率, u 与海面风速有关. 因此, 二维 Elfouhaily 谱可以表示为

$$W_E(K_n, \beta_n) = S_E(K_n) \frac{1}{K_n} \Phi(K_n, \beta_n). \quad (7)$$

在海洋环流研究中, Navier-Stokes 方程是描述运动的核心控制方程^[13]. 考虑地球旋转效应及海洋特性后, 其原始水平运动动量方程为

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{f} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F}. \quad (8)$$

其中, $\mathbf{f}$ 为科氏参数矢量, $\mathbf{u}$ 为流速, ρ_0 为海水密度, p 为压力, ν 为黏性系数, $\mathbf{F}$ 为外力 (例如风力). 在大尺度海洋运动研究中 (其时空尺度远大于波浪尺度), 科氏力通常占据主导地位, 而湍流黏滞效应及垂向运动的影响相对较小. 因此, 常采用分层近似, 即假设海洋可划分为相对独立的水平层片, 各层内主要呈现水平流动. 该方程的求解面临非线性与非闭合性的核心困难. 为克服此困难, 不同海流研究常依据特定问题引入边界条件和简化假设进行求解. 特别地, 当背景海流和水深变化的时空尺度显著大于波浪自身的时空尺度时, 在局部区域内可将背景海流和水深近似视为 (准) 定常和 (准) 均质的. 在此条件下, 准均匀线性波理论 (即均质波理论在移动参考系中的局部适

用形式) 可用于描述波浪动力学^[14]. 鉴于风是驱动亚中尺度上层海表运动的主要动力源, 在动态海面散射仿真中, 常以风浪参数 (源于模型或观测) 作为初始场输入, 进而可分析海—气界面主要风浪参数对星载多普勒散射测量的贡献.

综上, 通过叠加海面运动的不同尺度成分 (例如背景流、波浪), 可基于式 (1) 构建时变动态海面模型, 为后续获取海面散射回波多普勒谱奠定了理论基础.

1.2 后向散射系数计算

相较于较低频段, Ka 波段星载雷达不仅能够获得较高的海面后向散射系数, 且该系数对海面风场的变化更为敏感. 因此, Ka 波段雷达在高分辨率海洋遥感及海岸带动态监测领域具有重要的应用潜力. Yurovsky 等^[15] 基于黑海固定观测平台的实测数据, 建立了 Ka 波段海面后向散射系数与风速、入射角之间的经验关系模型.

在仿真采用的复合尺度粗糙海面模型中, 当海面散射满足布拉格散射条件时, 后向散射系数为^[16]

$$\sigma_0^{\text{pp}} = 8\pi k_e^4 \cos^4 \theta_1 [\Psi(k_B) + \Psi(-k_B)] \cdot \left[\left[\frac{\sin(\theta - s_p) \cos(s_n)}{\sin \theta_1} \right]^2 b^{\text{HH}}(\theta_1) + \left[\frac{\sin(s_n)}{\sin \theta_1} \right]^2 b^{\text{VV}}(\theta_1) \right]. \quad (9)$$

其中, k_e 为电磁波数, k_B 为布拉格波数, Ψ 为海面的波高谱密度, θ 为入射角, s_p 和 s_n 为面元平行与垂直于雷达视向的斜率分量, 可以由雷达视向下的海面斜率计算得到. θ_1 为海面面元的本地入射角, 可表示为

$$\theta_1 = \arccos [\cos(\theta - s_p) \cos(s_n)], \quad (10)$$

$$b^{\text{HH}} = \frac{\varepsilon}{(\cos \theta + \sqrt{\varepsilon})^2}, \quad (11)$$

$$b^{\text{VV}} = \frac{\varepsilon^2(1 + \sin^2 \theta)}{(\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon})^2}. \quad (12)$$

鉴于 VV 极化具有较高的后向散射强度, 基于式 (9) 计算得到的动态海面 VV 极化后向散射系数仿真结果, 如图 2 所示. 当入射角固定为 46° 的条件下, 选取了 5, 8, 10, 12, $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 5 个中等风速, 得到了 360° 全方位角范围内的后向散射系数. 仿真结果表明, 不同风速下顺风向与逆风向的后向散射系数与实测结果误差约为 1.5 dB; 同时, 后向散射系数随方位角变化的整体趋势与实测吻合较好^[17]. 需要指出的是, 本仿真采用的复合散射模型的适用频率范围为 1~34 GHz, 略低于仿真的 Ka 波段频率, 这可能导致仿

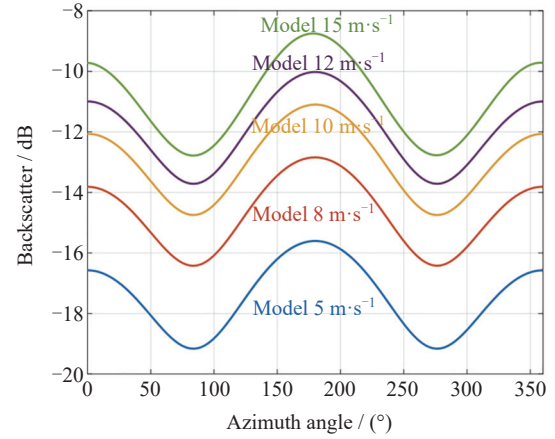


图 2 Ka 波段布拉格散射条件下后向散射系数仿真结果
Fig. 2 Simulation of backscattering coefficient under Ka-band Bragg scatter condition

真存在一定的系统偏差; 此外, 式 (11) 和 (12) 中采用的介电常数与实际海况也可能存在差异. 尽管如此, 仿真与实测数据的对比分析表明, 该动态海面模型能够有效表征 Ka 波段后向散射的基本特征, 可为后续 Ka 波段海面回波的仿真研究提供可靠的理论支撑.

2 回波多普勒谱仿真流程与估计

建立动态的海面模型后, 根据卫星散射计的相关参数, 获取海面的散射回波以及多普勒谱, 具体的仿真流程如图 3 所示.

结合散射计的观测几何, 对散射计波束照射区域内的海面进行网格划分, 计算足印范围内的回波散射功率和多普勒频移. 散射计的观测几何如图 4 所示. 其中, $\mathbf{R}_0$ 是天线到面元中心的径向矢量, $\mathbf{R}_i$ 是面元中心点到第 i 个面元的距离矢量, 二者矢量和的模长 R_L 即为该面元到散射计平台的距离, H 为卫星平台的高度. 则第 i 个面元的入射角为

$$\theta_i = \arccos \left[\frac{(R_E + H)^2 + R_E^2 - R_L^2}{2R_E(R_E + H)} \right]. \quad (13)$$

其中, R_E 为地球半径.

定义顺轨向方位角 φ 为 0° , 则观测足印内某一面元的方位角可以表示为

$$\varphi_i = \arccos \cdot \left\{ \frac{H \tan \varphi \cos \theta - x_i}{[(-H \tan \varphi \cos \theta + x_i)^2 + (H \tan \varphi \sin \theta + y_i)^2]^{1/2}} \right\}. \quad (14)$$

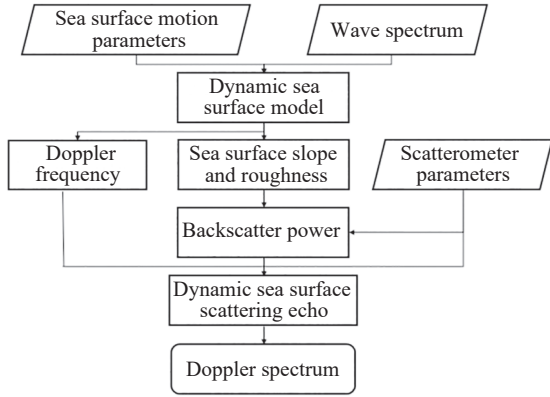


图3 星载海面散射回波多普勒谱仿真流程

Fig. 3 Simulation process of Doppler spectra of ocean surface echoed signal onboard

面元的回波强度由雷达方程决定, 其表达式为^[18]

$$A_i = \left[\frac{P_t \lambda^2}{(4\pi)^3 R_L^4} G_i^2 \frac{R_L}{\sin \theta_i} \sigma_{0i} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

其中, P_t 为电磁波发射功率; λ 为波长; G_i 代表天线方向图; σ_{0i} 为后向散射系数, 由 1.2 节计算得到. 发射的单频正弦信号频率为 f , 载波频率为 f_c , 第 i 个面元的多普勒频移为 f_{di} , 回波信号可以表示为

$$S = \sum_{i=1}^{N_s} S_i = \sum_{i=1}^{N_s} A_i \exp[j2\pi(f_c + f + f_{di})t_i]. \quad (16)$$

其中, N_s 为面元个数. 在分析信号的多普勒谱之前, 首先需要将载频从回波信号中移除, 移除后的信号 S_D 可以表示为

$$S_D(t) = S(t) \cdot e^{-j2\pi f_c t} = \sum_{i=1}^{N_s} A_i \exp[j2\pi(f_{di} + f)t_i]. \quad (17)$$

多普勒谱 $F'_D(f)$ 是移除载频后信号 S_D 的傅里叶变换, 其表达式为

$$F'_D(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_D(t) e^{-j2\pi f t} dt. \quad (18)$$

此时的 $F'_D(f)$ 中包含平台速度的贡献. 由卫星平台速度的运动产生的多普勒频移可以表示为

$$f_{dp} = -\frac{2v_p}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi. \quad (19)$$

其中, v_p 为卫星运动速度, θ 为入射角, φ 为观测方向角. 因此, 去掉由平台几何参数确定的足印中心处平台运动速度分量对应的多普勒频率后, 得到海面回波信号的多普勒谱 $F_D(f)$, 即

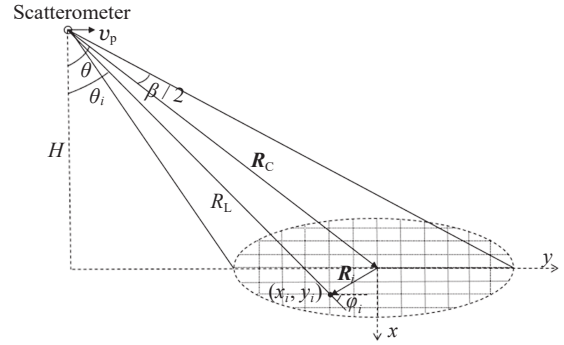


图4 散射计观测运动海面的网格划分

Fig. 4 Grid division for Doppler scatterometer observation of moving ocean surface

$$F_D(f) = F'_D(f) - f_{dp}. \quad (20)$$

在实际星载观测条件下, 由于平台高速运动, 回波出现显著的多普勒频移, 在分析海表运动产生的多普勒频移时需要将其准确估计. 同时, 观测足印内海面运动的分布会影响回波多普勒谱的展宽. 因此, 在精确估计了卫星运动引起的多普勒频移后, 重点研究海面运动造成的多普勒变化.

在中等入射角 ($30^\circ \sim 60^\circ$) 观测条件下, 海面散射机制基于布拉格散射原理, 此时毛细波是决定后向散射能量的关键因素. 考虑到天线波束照射区域内海表水质点的运动速度及波面高度均呈现随机分布特性, 本研究采用多普勒谱的统计矩分析方法表征其谱特征^[19]. 具体而言, 在雷达海洋遥感中, 一阶矩 (中心频率) 可用于定量表征海表径向运动速度, 二阶矩 (谱宽) 则反映海面运动状态的动态变化范围. 该矩估计方法基于统计矩理论, 尤其适用于非平稳条件下的动态海表运动特征反演. 定义多普勒功率谱密度函数为 $F(f)$, 且 $F(f)$ 归一化后满足 $\int F(f) df = 1$, 则多普勒功率谱密度函数的一阶矩 f_{sh} 和二阶矩 Δf 可分别表示为

$$f_{sh} = \int_{-\infty}^{\infty} f \cdot F(f) df, \quad (21)$$

$$\Delta f = \int_{-\infty}^{\infty} (f - f_{sh})^2 \cdot F(f) df. \quad (22)$$

基于 OSCOM 卫星计划的平台参数配置^[4], 这里给出了回波多普勒谱系统仿真参数及对应的海况仿真参数设置 (见表 1). 其中海面风速参数选取中等风速区间, 海表流场速度设定为 $0.3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 其方向与海浪传播主方向保持一致.

表 1 回波多普勒谱仿真参数
Table 1 Simulation parameters of echo Doppler spectrum

参数	数值
载波频率/GHz	35.75
载波波长/cm	0.84
入射角/(°)	46
天线波束宽度/(°)	0.3
卫星轨道高度/km	520
平台运行速度/(m·s ⁻¹)	7000
风速范围/(m·s ⁻¹)	7~15
风向范围/(°)	0~180
海表流场速度/(m·s ⁻¹)	0.3
海表流场方向/(°)	0

3 海面散射回波多普勒质心估计

对于采取旋转笔形波束扫描体制的星载微波散射计,海面回波信号的多普勒谱的偏移和展宽主要来源于足印内各点海面视向运动分量的差异和平台速度视向分量的差异。除海面运动外,卫星平台运动速度远高于海面运动速度,影响占多普勒频移的主要部分。波束宽度内各点方位角和入射角略有不同,导致平台运动引起的多普勒谱有一定谱宽。此外,后向散射系数的调制也会影响多普勒谱的特性。海面不同波高处的后向散射系数,决定了多普勒谱中对应波高处多普勒频率的权重。

为分析不同运动因素对散射回波多普勒谱的影响,首先将平台运动速度设置为0,将风速设定为10 m·s⁻¹,相对风向设定为0°,即此时观测方向与风传播的方向均为顺轨向。仅考虑海面运动产生的多普勒频谱,如图5(a)所示。随后,将平台速度设置为7000 m·s⁻¹,可以得到包含平台速度与海面运动影响,且不考虑后向散射系数调制的多普勒谱,如图5(b)所示。最后,向雷达方程中引入利用1.2节获取计算的后向散射系数,从而获得考虑海洋运动、平台速度和后向散射系数调制的多普勒谱,如图5(c)所示。

从图5中可以看出,当不考虑后向散射系数的影响时,无论是海面运动产生的多普勒谱图5(a),还是海面运动与平台速度共同产生的多普勒谱图5(b),均关于多普勒中心对称、无偏,此时多普勒谱的一阶矩可以认为是多普勒中心。然而从图5(c)中可以看出,

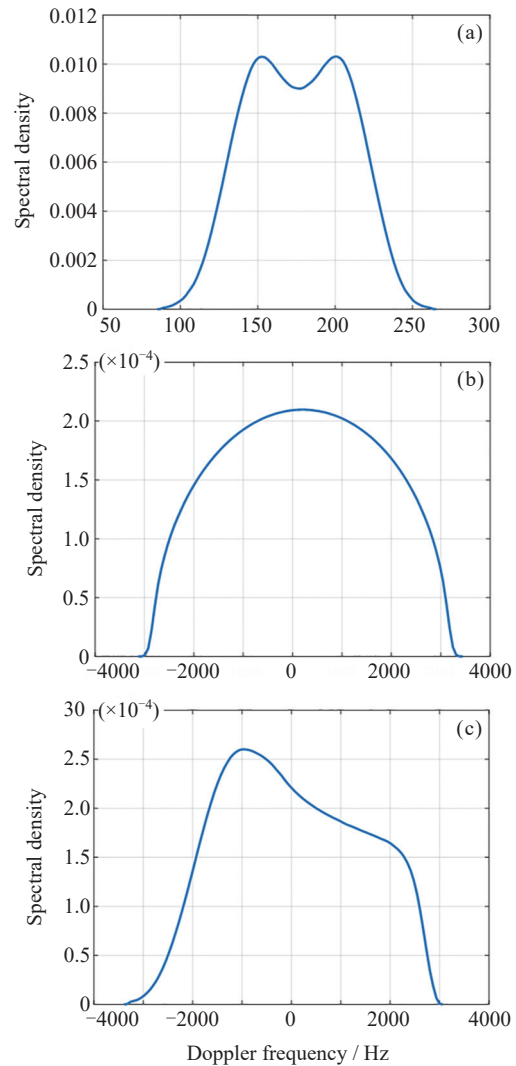


图 5 海面回波多普勒谱. (a) 仅考虑海面运动, (b) 考虑海面运动与平台速度, (c) 考虑海面运动、平台速度、海面后向散射调制

Fig. 5 Echo Doppler spectra of Bragg scattering. Only taking into account ocean surface motion (a), ocean surface motion and platform velocity (b), ocean surface motion, platform velocity and backscattered modulation (c)

当引入后向散射系数的加权后,多普勒谱的分布特征发生明显变化,实际多普勒中心发生明显偏移,从而引起多普勒频率质心估计的偏差。

3.1 不同观测条件下的回波多普勒谱分析

在星载观测平台条件下,由于卫星平台运动速度较高,回波中卫星平台速度的多普勒频移占主要部分。而由于海面不同面元随时间上下随机振动,造成多普勒频率的展宽。风速越大,海面运动越剧烈,海表

速度越高;反映在多普勒谱中,中心频率随风速增大而增加,同时,由于海表轮廓上下运动更为剧烈而展宽更大。

假定在笔形波束旋转观测时,顺轨向方位角为 0° ,逆时针旋转时方位角增大,则在 0° 观测方位角时,不同风速沿顺风向产生的多普勒谱如图6所示,其中仿真风速范围在 $8\sim 12\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 之间,风向设定为 0° ,与观测方向相同。从图中多普勒谱的变化情况可以看出,随着风速的增加,海表波动幅度增大,表面坡度变化增大,海面粗糙度、均方根高度均增大。因此,后向散射调制效应更为强烈,使海表多普勒中心偏移、展宽均相应增加。虽然风速增大使风浪引起的多普勒频率增大,但相较于平台速度而言仍相对较小。由于考虑了海面散射调制的影响,风速增大使得后向散射系数增大,对多普勒谱的调制效应增大。在考虑平台速度时,多普勒谱偏度增大,方差减小。此时,多普勒谱的一阶矩多普勒质心偏移大约在 1000 Hz 内,展宽在 2000 Hz 内。

多普勒频率质心与其估计偏差随风速的变化如图7所示,其中估计偏差是指风速误差为 $1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,不同风速的测量误差引起的多普勒质心估计偏差。从图7可以看出,随着风速的增大,多普勒质心逐渐向负向偏移,偏差逐渐减小。相应地,对于Ka波段来说,对应的径向速度测量偏差则由 $0.85\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$,降低为 $0.35\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。因此,风速较低时,由于后向散射系数估计偏差较大,对多普勒谱质心的估计影响越大;风速越高,后向散射调制的影响对多普勒谱质心的估计

影响越小。

图8给出了 45° 观测方位角,不同风速条件下的多普勒谱与质心估计,估计偏差的定义与图7相同。从图8可以看出, 45° 观测方位角条件下的多普勒谱形状与 0° 观测方位角下的明显不同。随着风速的增大,多普勒谱的偏移仍然呈增大趋势。但是卫星平台中心和海面运动沿视线方向的投影不同,导致多普勒谱质心估计的不同,谱的展宽增大。多普勒谱的质心从 $7\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速的 381 Hz ,偏移到 $14\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速的 139 Hz ;偏差则从 $7\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速的 60 Hz ,减小到 $14\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速的 20 Hz 。相应地,在Ka波段,对应的径向速度测量偏差则由 $0.25\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$,降低至 $0.08\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

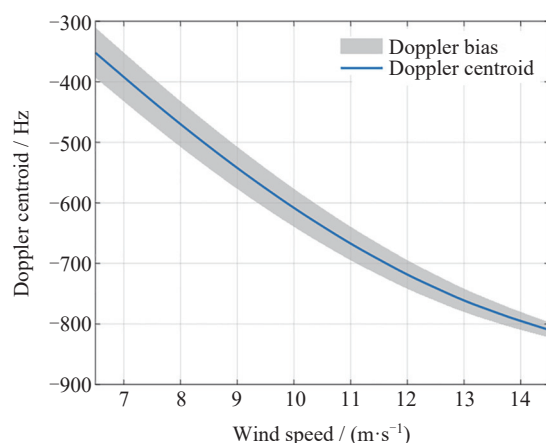


图7 0° 观测方位角下不同风速的多普勒质心与偏差
Fig. 7 Doppler centroid and bias with different wind speeds at 0° azimuth angle

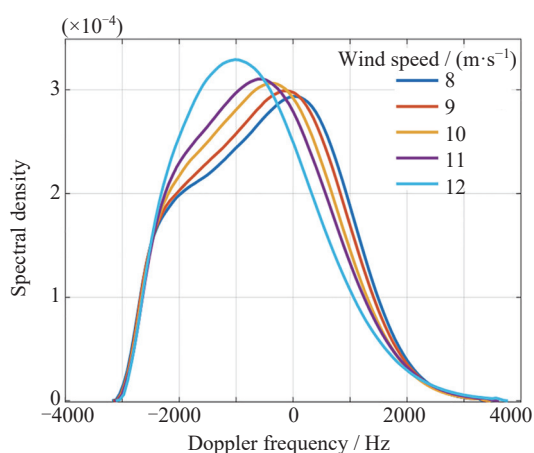


图6 0° 观测方位角下不同风速的多普勒谱
Fig. 6 Doppler spectra with different wind speeds at 0° azimuth angle

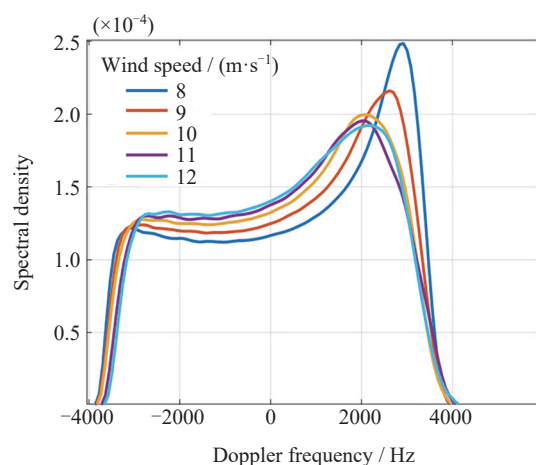


图8 45° 观测方位角下不同风速的多普勒谱
Fig. 8 Doppler spectra with different wind speeds at 45° azimuth angle

同样, 风速较低时, 对多普勒谱质心的估计影响越大; 风速越高, 后向散射调制的影响对多普勒谱质心的估计影响越小. 45° 观测方位角下不同风速的多普勒质心与偏差如图 9 所示.

对比 0° 与 45° 观测方位角下, 相同海况条件的多普勒频率质心估计结果, 可以发现, 由于平台运动速度中心分量在不同观测方位角存在差异, 45° 观测方位角下, 平台运动速度中心分量相对于 0° 观测方位角更小, 因此后向散射调制引起的多普勒质心偏移量也较小, 同时测得的多普勒质心偏差同样较小. 例如, 对于 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的海面风速的散射回波多普勒谱, $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的风速估计误差导致的多普勒频率质心估计偏差由 0° 观测方位角的 80 Hz 减少至 45° 观测方位角的 30 Hz , 在 Ka 波段对径向速度估计的偏差减少了 $0.21 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

此外, 假定卫星观测方位角与卫星运动方向一致, 沿顺轨向的风向定义为 0° , 逆时针旋转时风向角度增大. 在沿顺轨向观测时, 不同相对风向测量的多普勒质心变化如图 10 所示.

由图 10 可以看出, 当风向与观测方向相同或相反时, 海面运动投影分量以及后向散射调制不同. 由于后向散射系数调制的影响, 使多普勒谱存在偏度, 多普勒质心存在明显的偏移. 当相对风向角度在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间时, 随着视线方向与风向夹角的增大, 多普勒质心偏移量逐渐减小. 当相对风向角度在 $90^\circ \sim 180^\circ$ 之间时, 多普勒质心偏移量逐渐增大, 调制作用比 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间略小, 即在顺逆方位上呈现略微

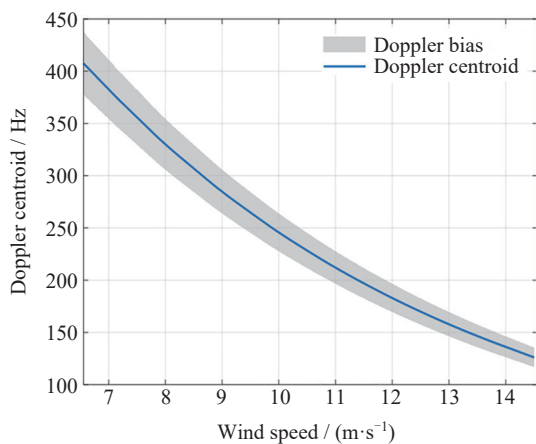


图 9 45° 观测方位角下不同风速的多普勒质心与偏差
Fig. 9 Doppler centroid and bias with different wind speeds at 45° azimuth angle

不对称的趋势. 布拉格波叠加在较长的波浪上时, 受波浪的倾斜调制, 主要作用在沿距离向传播的风浪, 即 0° 和 180° 受调制明显, 0° 风向达到最高, 并且顺风风向略大于逆风向. 而沿方位向传播的风浪受倾斜调制较小, 在相对风向为 90° 时, 多普勒偏移量最小, 接近 0 Hz , 但由于海面运动的随机性, 风浪的传播方向不完全一致, 因此不完全为 0 .

3.2 不同风浪成长条件下的回波多普勒谱分析

风区是海浪生成和发展的关键控制因子. 在有限风区内, 风的持续作用时间和空间范围决定了海浪的成长极限. 风持续对海面做功, 将能量传递给海水, 促使风浪不断成长和发展. 当风区长度较短时, 风浪发展受限, 无法达到其理论上的最大能量和尺度. 只有当风区长度达到一定程度, 风浪才能在风的作用下不断吸收能量, 直至达到充分发展状态, 此时风浪的波高、波长等参数不再随距离明显变化, 而是趋于稳定. 在使用海浪谱形成动态的海面过程中, 式 (4) 中给出了风区 X 与表示海浪发展成熟度的参数, 即与海浪谱中参数逆波龄 Ω 之间的关系.

当海面风速设定为 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 不同逆波龄 Ω 对应的波高谱如图 11 所示. 从图 11 中可以看出, 风区较短时, 海浪处于成长阶段, 逆波龄较大, 波高与波长快速增长. 而风区较长时, 海浪趋于充分发展, 波龄增大, 能量分布趋于平衡. 不同风区波浪的成熟度不同, 主波波长不同, 导致海面的倾斜调制不同, 这种倾斜

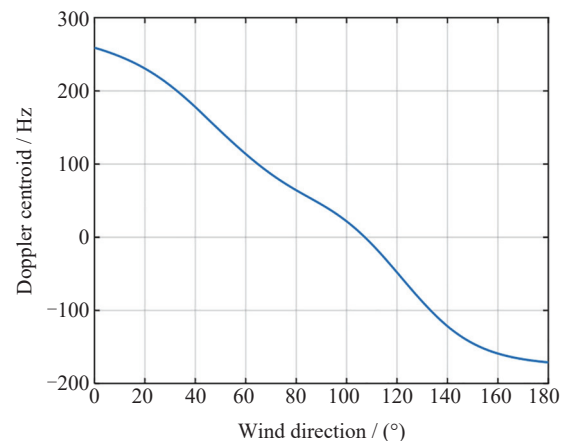


图 10 沿顺轨向观测海面风速 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时不同风向的多普勒质心

Fig. 10 Doppler centroid with different wind directions in along-track direction with a wind speed of $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

调制随风区而变化的特性直接决定了海面粗糙度和散射特性. 因此, 风区的长度影响了波浪的发展以及海表的运动速度, 进而影响了多普勒谱的频移与展宽.

由 3.1 节的分析可以看出, 卫星沿顺逆风向观测条件下, 回波多普勒偏移最大. 图 12 为海面风速为 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 、沿顺风向观测的相同条件下, 不同风区 (也即不同逆波龄) 下的多普勒谱. 当风区长度由 10 km (逆波龄为 1.2) 的不成熟海浪变化为充分发展的海浪 (逆波龄为 0.84) 时, 波浪主要能量不断增加, 海面速度增加, 长波的倾斜调制增强, 多普勒谱偏移增大, 两种海浪状态下估计的多普勒频率质心相差 $0.56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

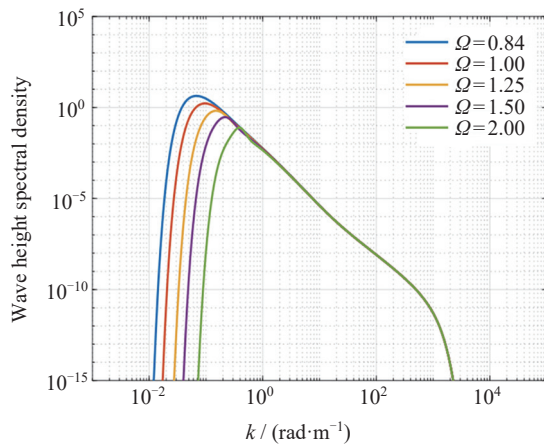


图 11 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速时不同逆波龄对应的波高谱

Fig. 11 Wave height spectra with different inverse wave ages at $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ wind speed

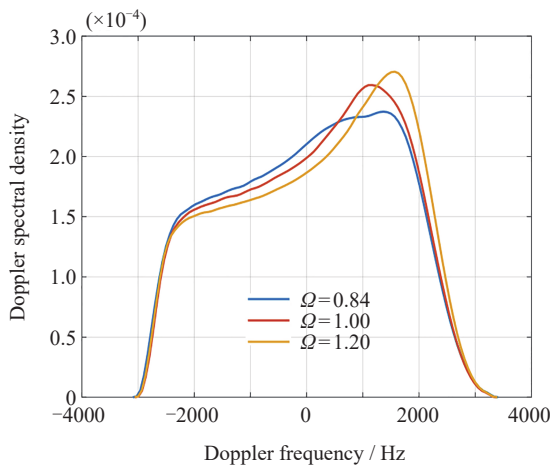


图 12 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速时不同逆波龄的多普勒谱

Fig. 12 Doppler spectra with different inverse wave ages at $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ wind speed

类似地, 海面风速为 $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 不同风区沿顺风向观测的多普勒谱如图 13 所示. 当风区长度由 10 km (逆波龄为 1.2) 的不成熟海浪变化为充分发展的海浪 (逆波龄为 0.84) 时, 波浪主要能量不断增加, 多普勒谱偏移增大, 估计的多普勒频率质心偏移约为 $0.26 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 相比 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的风速, 其偏差减小 $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

3.3 波浪破碎的影响

考虑到波浪发展到一定程度会发生破碎, Yurovsky 等^[20] 基于固定平台的实测数据分析表明, Ka 波段波浪破碎对 VV 极化后向散射的影响约为 25%~50%, HH 极化影响更大, 并且波浪破碎对 Ka 波段测量海面运动引起的多普勒频率也有显著影响. 从上述分析中可以清楚地看出, 后向散射对于准确测量多普勒质心至关重要. 然而, 目前尚未有依据破碎波的后向散射贡献分析破碎波对多普勒频率调制效应的影响分析.

基于 1.2 节所述动态海面模型获取海面回波多普勒谱, 分析 Ka 波段波浪破碎对多普勒质心的影响. 研究表明, Ka 波段波浪破碎产生的非极化分量对总后向散射系数的贡献随风速增加呈递减趋势, 这反映了风生 Bragg 波的生长速率显著高于波浪破碎相关的非极化后向散射过程. 基于 Yurovsky 等^[20] 的实测数据, 当风速为 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 且观测方位角与风向一致 (均为顺轨向) 时, Ka 波段破碎波对后向散射系数的贡献约为 3 dB. 图 14 给出了相同海况条件下, 考虑

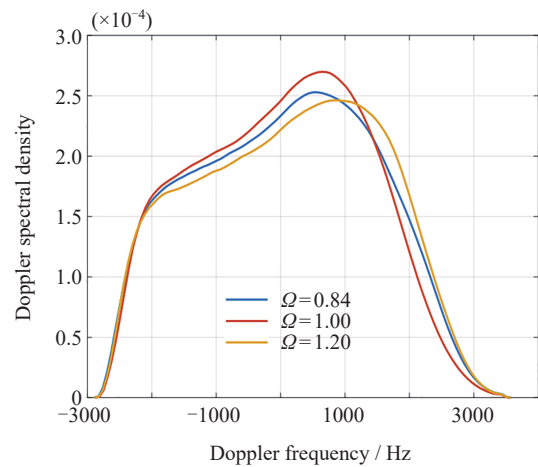


图 13 $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 风速时不同逆波龄的多普勒谱

Fig. 13 Doppler spectra with different inverse wave ages at $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ wind speed

与忽略破碎波效应的多普勒谱对比分析结果. 实验数据显示, 计入破碎波影响时, 多普勒谱质心出现显著偏移, 与未考虑破碎波的情况相比, 质心频率偏移量达 71.4 Hz, 由此产生的径向速度估计偏差约为 $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

4 结论

星载海面散射回波的幅度和相位中包含海面的运动信息, 对于观测海洋运动具有重要意义. 基于星载平台观测条件下, 对卫星高平台运行速度与风浪等海表动力学参数共同作用的回波多普勒特性尚缺乏深入的研究. 通过构建模拟真实海面特征的时变动态海面模型, 计算布拉格散射条件下的海面后向散射系数并验证其可靠性. 由此, 根据海面散射回波得到海面回波多普勒谱, 开展回波多普勒谱分析与质心估计的研究工作.

利用 OSCOM 卫星计划拟定的卫星参数, 获取基于布拉格散射条件下包含不同风浪参数影响的回波多普勒谱, 并通过谱参数估计方法分析风速、风向、风区等参数影响下的多普勒谱的特性. 结果表明, 随着风速的增加, 海面粗糙度、均方根高度均增大. 因此, 后向散射调制效应更强烈, 使海表多普勒中心偏移、展宽均相应增加. 因此在考虑平台速度时, 多普勒谱偏度增大. 此时, 多普勒谱的一阶矩多普勒质心偏移值大约在 1000 Hz 内. 卫星观测方位角为 0° 时, 随着风速的增加, 对应的 Ka 波段径向速度测量偏差则由

$0.85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 降低至 $0.35 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 45° 观测方位角对应的径向速度测量偏差则由 $0.25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 降低至 $0.08 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 其原因是平台运动速度的径向分量在不同观测方位角下的占比不同, 进而导致后向散射调制引起的多普勒质心偏移量存在差异. 针对不同风向条件下的多普勒质心分析表明, 卫星沿顺轨向观测时, 当风向角度在 $0^\circ\sim 90^\circ$ 之间时, 随着视线方向与风向夹角的增大, 多普勒质心偏移量逐渐减小; 当相对风向角度在 $90^\circ\sim 180^\circ$ 之间时, 多普勒质心偏移量逐渐增大, 在顺逆风向呈现略微不对称的趋势. 针对不同风区的多普勒质心分析表明, 风区的长度影响了波浪的发展以及海表的运动速度, 进而影响了多普勒的频移与展宽. 当海面风速为 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 风区长度由 10 km (逆波龄为 1.2) 的不成熟海浪变化为充分发展的海浪 (逆波龄为 0.84) 时, 波浪主要能量不断增加, 海面速度增加, 长波的倾斜调制增强, 多普勒谱偏移增大, 两种海浪状态下估计的多普勒频率质心相差 $0.56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 海面风速为 $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 估计的多普勒频率质心偏移约 $0.26 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 针对波浪破碎条件下的回波多普勒质心分析表明, 风速为 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 观测方位角与风向相同, Ka 波段破碎波对后向散射系数的贡献约为 3 dB, 相较于不考虑破碎波情况的多普勒质心偏移约为 71.4 Hz, 导致对径向速度估计的偏差约为 $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

综上所述, 本研究基于线性叠加原理模拟运动海面, 尚未考虑波浪与流场之间的非线性相互作用. 实际 Ka 频段观测表明, 该波段对低风速较为敏感, 而在高风速条件下易出现信号饱和现象, 这些因素均会影响海面运动速度的精确反演. 未来研究将结合多源实测数据, 开展联合观测实验, 以进一步提高海面回波多普勒质心的估计精度, 并为海面动力参数的高精度反演提供可靠的理论支撑.

利益冲突 所有作者均声明不存在利益冲突.

参考文献

- [1] KLEIN P, LAPEYRE G, SIEGELMAN L, *et al.* Ocean-scale interactions from space[J]. *Earth and Space Science*, 2019, **6**(5): 795-817
- [2] D'ASARO E, LEE C, RAINVILLE L, *et al.* Enhanced turbulence and energy dissipation at ocean fronts[J]. *Science*, 2011, **332**(6027): 318-322
- [3] ARDHUIN F, AKSENOV Y, BENETAZZO A, *et al.* Measuring currents, ice drift, and waves from space: the

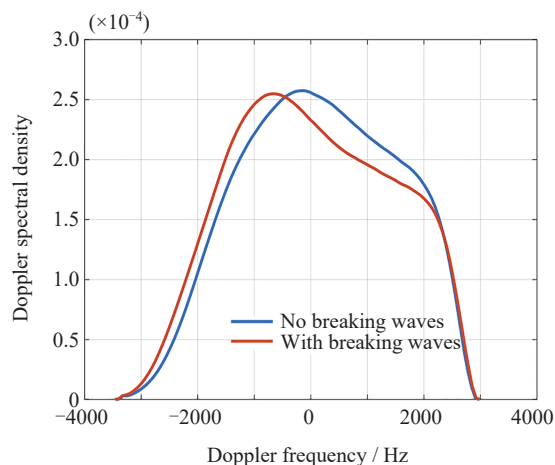


图 14 考虑与不考虑波浪破碎的散射回波多普勒谱

Fig. 14 Doppler spectra with and without breaking waves

- Sea surface KInematics Multiscale monitoring (SKIM) concept[J]. *Ocean Science*, 2018, **14**: 337-354
- [4] DU Y, DONG X L, JIANG X W, *et al.* Ocean Surface Current multiscale Observation Mission (OSCOM): simultaneous measurement of ocean surface current, vector wind, and temperature[J]. *Progress in Oceanography*, 2021, **193**: 102531
- [5] RODRÍGUEZ E, BOURASSA M, CHELTON D, *et al.* The winds and currents mission concept[J]. *Frontiers in Marine Science*, 2019, **6**: 438
- [6] GOMMENGINGER C, CHAPRON B, HOGG A, *et al.* SEASTAR: a mission to study ocean submesoscale dynamics and small-scale atmosphere-ocean processes in coastal, shelf and polar seas[J]. *Frontiers in Marine Science*, 2019, **6**: 457
- [7] LÓPEZ-DEKKER P, BIGGS J, CHAPRON B, *et al.* The harmony mission: end of phase-0 science overview[C]//Proceedings of the 2021 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS. Brussels: IEEE, 2021: 7752-7755
- [8] BAO Q L, DONG X L, ZHU D, *et al.* The feasibility of ocean surface current measurement using pencil-beam rotating scatterometer[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*, 2015, **8**(7): 3441-3451
- [9] MIAO Y J, DONG X L, BAO Q L, *et al.* Perspective of a Ku-Ka dual-frequency scatterometer for simultaneous wide-swath ocean surface wind and current measurement[J]. *Remote Sensing*, 2018, **10**(7): 1042
- [10] ZHANG J Y, DONG X L, ZHU D, *et al.* Airborne validation experiments for spaceborne doppler scatterometers and the joint observation of wind and currents[C]//Proceedings of the 2021 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS. Brussels: IEEE, 2021: 3209-3212
- [11] THOMPSON D R. Calculation of microwave doppler spectra from the ocean surface with a time-dependent composite model[M]//KOMEN G J, OOST W A. Radar Scattering from Modulated Wind Waves. Dordrecht: Springer, 1989: 27-40
- [12] RYABKOVA M, KARAEV V, GUO J, *et al.* A review of wave spectrum models as applied to the problem of radar probing of the sea surface[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2019, **124**(10): 7104-7134
- [13] KADOTA T, LABIANCA F. A mathematical representation of random gravity waves in the ocean[J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 1980, **5**(4): 215-224
- [14] TALLEY L D, PICKARD G L, EMERY W J, *et al.* Chapter 8 - gravity waves, tides, and coastal oceanography [M]//TALLEY L D, PICKARD G L, EMERY W, *et al.* Descriptive Physical Oceanography. 6th ed. Boston: Academic Press, 2011: 223-244
- [15] YUROVSKY Y Y, KUDRYAVTSEV V N, GRODSKY S A, *et al.* Ka-band dual copolarized empirical model for the sea surface radar cross section[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2017, **55**(3): 1629-1647
- [16] VALENZUELA G R. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves — a review[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1978, **13**(1): 61-85
- [17] ZHANG J Y, DONG X L, ZHU D. Analysis of Doppler spectrum of a spaceborne Doppler scatterometer using an echoed signal simulation model[J]. *International Journal of Remote Sensing*, 2023, **44**(16): 4883-4910
- [18] FUKAO S, HAMAZU K. Radar measurements and scatterer parameters[M]//FUKAO S, HAMAZU K. Radar for Meteorological and Atmospheric Observations. Tokyo: Springer, 2014: 33-73
- [19] BARRICK D. First-order theory and analysis of MF/HF/VHF scatter from the sea[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1972, **20**(1): 2-10,10
- [20] YUROVSKY Y Y, KUDRYAVTSEV V N, GRODSKY S A, *et al.* On Doppler shifts of breaking waves[J]. *Remote Sensing*, 2023, **15**(7): 1824

作者简介



于淼淼 女, 1994 年 12 月出生于黑龙江省, 现为中国科学院国家空间科学中心在读博士, 主要研究方向为先进星载微波遥感定量探测技术等。
E-mail: yumiaomiao18@mails.ucas.ac.cn



朱迪 (通信作者) 男, 1978 年 11 月出生于陕西省, 现为中国科学院国家空间科学中心研究员、博士生导师, 主要研究方向为微波遥感探测与定量信息处理技术等。
E-mail: zhudi@mirslab.cn