

涌浪对大气边界层风廓线的影响

张昱昊, 宋金宝, 刘长龙

(浙江大学 海洋学院, 浙江 舟山 316000)

摘要: 以往研究表明, 涌浪存在时, 近海面大气边界层内 Monin–Obukhov 相似性理论(Monin–Obukhov Similar Theory, MOST)将会失效, 风廓线模型的建立需要考虑波致应力的影响。基于此, 本文首先研究了包含涌浪影响的 Ekman 模型和常通量层模型求解的风廓线。结果表明: 两种模型估算的风廓线均对涌浪的波衰减率系数 c_β 有较高的依赖性, 在 $c_\beta < -50$ 时, 模型求解的风廓线均出现近海面风速极大值, 但科氏力对近海面风廓线的影响可以忽略。在不同的大气层结下, 分析发现海浪边界层(直接受波浪影响的区域)内风速明显小于海浪边界层之上 MOST 廓线在相同高度的外推值, 体现了涌浪引起明显的剪切增强。通过对比分析广东省茂名市附近海上观测平台的实测数据发现, 在涌浪存在时, MOST 普遍无法描述风廓线; 统计分析表明常通量层模型估算的风廓线在 8 m 处的风速与实测数据高度一致。考虑以往研究基本局限于中性大气层结条件, 而涌浪经常显著影响着浮力作用明显的中低风速条件, 我们的研究将有助于理解不同大气层结条件下涌浪对风廓线的影响。

关键词: MOST; 涌浪; 波致应力; 海浪边界层; 层结

中图分类号: P731 文献标识码: A 文章编号: 1000-3096(2024)3-0013-13

DOI: 10.11759/hyxx20230427001

Monin–Obukhov 相似性理论^[1](Monin–Obukhov Similar Theory, MOST)成功描述了剪切和浮力作用下的大气湍流运动规律, 建立了近地面层气象要素廓线规律的普遍表达式。然而与平坦的陆地不同, 海洋中波浪的存在对低层大气和上层海洋的动力过程有重要影响。准确理解波浪在海气相互作用中的贡献, 对海洋–大气耦合模式、天气和波浪预报等有重要意义。

一般认为, 海洋上方的风驱动波, 产生风浪, 动量通量由大气向海洋传递(符号为正)。基于 Charnock 关系^[2], MOST 也被广泛应用于计算海表动量通量和风速廓线上。然而, 外部传来的快速传播的涌浪进入低风速区时, 由于其传播速度大于局地风, 会发生一些异常现象, 最早由 Harris^[3]在实验室发现在波浪上方存在一股微弱的风, 并命名为波驱动风。随后大量的现场观测^[4–11]和大涡模拟(Sullivan 等^[11])的结果表明, 在低风速和涌浪存在的情况下, 动量通量会出现从海面到大气向上传递的现象(符号为负), 其原因在于, 涌浪会诱导一个向上传递的波致应力, 其会使总应力减小, 甚至反转方向, 并在顺风向协谱上出现一个与涌浪同频率的谱峰^[12–14]。当向上传递的波致应力出现时, 会使风廓线在近海面梯度增

大, 整体更平滑, 甚至出现近海面风速最大值, 且平均风速随高度增加而减小的现象。因此, 传统的 MOST 无法刻画涌浪影响下的风廓线特征。Babanin 等^[15]的研究也指出, 当观测仪器部署在海浪边界层(直接受波浪影响的区域)内时, 基于 MOST 的对数廓线会失效。然而 Edson 等^[16]认为, 只要将 MOST 应用于海浪边界层以上的湍流统计, 其在海洋表层依然有效; Huang 等^[17], Liu 等^[18]在分析实测数据时发现涌浪的作用局限在海浪边界层内, 而与海浪边界层以上的湍流结构无关, 且在大气近中性层结下, 海浪边界层上方风速满足对数廓线, 而海浪边界层以内风速则会偏离拟合的对数风廓线。

与风浪情况不同, 当涌浪存在时, 海浪边界层可以到达相当高的高度, 致使几乎所有的浮标观测都会受到涌浪的影响, 因此拖曳系数在中低风速下很分散(Hogstrom 等^[12]), 给海气界面众多过程的研

收稿日期: 2023-04-27; 修回日期: 2023-08-13

基金项目: 国家自然科学基金项目(41830533)

[Foundation: National Natural Science Foundation of China, No. 41830533]

作者简介: 张昱昊(1997—), 男, 浙江舟山人, 硕士研究生, 研究方向为小尺度海气相互作用, E-mail: 503764393@qq.com; 宋金宝(1961—), 内蒙古察右中旗人, 通信作者, 教授, 博士生导师, 研究方向为小尺度海气相互作用, E-mail: songjb@zju.edu.cn

究带来了很大的不确定性。为了描述涌浪对海气边界层风廓线的影响,人们提出了一些简单的模型,如 Kudryavtsev 等^[19]基于海浪边界层的两层近似提出了涌浪与大气相互作用的单波模型。该两层模型的结果可以用来解释近海面正梯度、上方负梯度的波浪驱动风的形成,再现了 Harris^[3]的实验室实验结果。Makin^[20]通过引入科氏力的影响和推广混合长度的定义,将该模型扩展到整个大气边界层。相同的模型也被 Hanley 等^[21], Song 等^[22]用于研究表面波对大气边界层风廓线的影响。Semedo 等^[10]基于常通量层假设提出了一个模型,模型风廓线与实测风廓线在有明显涌浪信号时一致性良好。

虽然先前的研究从不同角度揭示了涌浪对海气边界层风廓线的影响,但仍然存在许多重要的科学问题值得进一步探讨。以往研究聚焦于中性条件下涌浪对风廓线的影响,然而,在低风速下,浮力是影响大气边界层的另一个关键因素。Jiang^[23]利用大涡模拟指出,在涌浪海况下,大气稳定度起着重要的作用,在稳定条件下,平均风廓线、湍流结构可以被涌浪显著地改变。以往研究考虑将 Ekman 模型引入来描述海洋大气边界层,但 MOST 却具有更简单、广泛的适用性。同时由于在实际海洋中进行多层湍流观测的难度高,缺乏实测数据,导致理论模型往往缺乏实测数据的统计检验。针对上述问题,本文通过比较考虑涌浪影响的 Ekman 模型和常通量层模型的结果,研究科氏力对风廓线的影响。并探讨不同大气层结下 MOST 在波浪边界层内外的适用性,以及使用大量数据分析波致应力影响下的风廓线模型的准确性。

本文内容安排如下:第 1 节介绍了研究涌浪对风廓线影响的常通量层模型和 Ekman 模型,以及应用于海浪边界层之上的 MOST;第 2 节对比了近中性条件下两种模型在理想实验中的结果,并使用常通量层模型考察涌浪存在时不同大气层结下 MOST 在波浪边界层内外的适用性;第 3 节展示了模型与实测数据的对比结果;第 4 节为结论与展望。

1 研究方法与研究数据

1.1 常通量层模型

参考 Semedo 等^[10], Zou 等^[24], 基于常通量层假设,总动量通量 τ_{tot} , 即风应力不随高度 z 变化:

$$\frac{\partial \tau_{\text{tot}}}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

在涌浪存在时,海气边界层内风应力可分解为黏性应力、湍流应力和波致应力之和:

$$\tau_{\text{tot}} = \tau_{\text{vis}} + \tau_t + \tau_w = u_*^2, \quad (2)$$

其中, τ_t 为湍流应力, τ_w 为波致应力, τ_{vis} 为黏性应力, u_* 为摩擦速度。黏性应力在海表外可忽略。基于一阶闭合法,湍流应力可参数化为平均风速梯度与涡黏度系数之积:

$$\tau_t = K_m \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (3)$$

其中 U 为平均风速, K_m 为涡黏度系数。一般认为,波致应力 τ_w 随高度呈指数衰减,即:

$$\tau_w(z) = \tau_w(0) e^{-Az}, \quad (4)$$

其中 k 为波数,参考 Semedo 等^[10], A 取 2, 海表面的波致应力 $\tau_w(0)$ 可表示为:

$$\tau_w(0) = \frac{1}{2} \frac{\rho_w}{\rho_a} \frac{\beta g a^2}{c}, \quad (5)$$

其中, ρ_a 为空气密度, ρ_w 为海水密度, g 为重力加速度, a 为波的振幅, c 为波相速度, β 为波增长/衰减率。这样,波致应力可以如下表示:

$$\tau_w(z) = \frac{1}{2} \frac{\rho_w}{\rho_a} \frac{\beta g a^2}{c} e^{-2kz}. \quad (6)$$

对于一个海浪谱,波致应力可以表示为所有波分量贡献的积分:

$$\tau_w(z) = \frac{\rho_w}{\rho_a} \int_0^\infty \frac{\beta g S(f)}{c} e^{-2kz} df. \quad (7)$$

根据式(2)和(3),风廓线表达式为:

$$U(z) = \int_{z_0}^z (\tau_{\text{tot}} - \tau_w) K_m^{-1} dz, \quad (8)$$

其中, z_0 定义为海表粗糙长度,根据 Makin 等^[25], Makin 和 Kudryavtsev^[26], 其表达式为:

$$z_0 = 0.1 \frac{\nu}{u_{*0}}, \quad (9)$$

其中 ν 为空气运动黏度, u_{*0} 为海表处的湍流摩擦速度, $u_{*0}^2 = \tau_{\text{tot}} - \tau_w(0)$ 。在中性条件下,根据混合长理论, K_m 可参数化为 $K_m = k u_* z$, $k=0.4$ 为冯卡曼常数,代入式(8),风廓线的表达式为:

$$U(z) = \frac{\tau_{\text{tot}}}{k u_*} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \frac{\tau_w(0)}{k u_*} \int_{z_0}^z \frac{e^{-2kz}}{z} dz. \quad (10)$$

根据 MOST,在非中性条件下,无量纲风廓线剪切可以表示为大气稳定度的函数:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} = \phi(\zeta), \quad (11)$$

其中 ζ 为大气稳定度, 定义为 $\frac{z}{L}$, L 为 Obukhov 长度,

$L = -\frac{u_*^3 T_0}{g \kappa w' \theta'_v}$, 此时, 非中性条件下的涡黏度系数可表示为:

$$K_m = \frac{\kappa u_* z}{\phi(\zeta)}. \quad (12)$$

将式(12)代入式(8), 可以得到非中性条件下的风廓线:

$$U(z) = \frac{\tau_{\text{tot}}}{\kappa u_*} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi(\zeta) \right] - \frac{\tau_w(0)}{\kappa u_*} \int_{z_0}^z \frac{\phi(\zeta) e^{-2kz}}{z} dz, \quad (13)$$

其中 $\psi(\zeta)$ 为风廓线的稳定度修正函数, 在中性条件下时, $\phi(\zeta)=1$, $\psi(\zeta)=0$, 式(13)变为式(10), 当波致应力不存在时, 式(13)右边第二项消失, 变为传统的基于 MOST 的风廓线。通过给定高度 z 处的风速 U , 摩擦速度 u_* 和风廓线 $U(z)$ 可通过式(6)、(8)、(9) 迭代求解得到。

1.2 Ekman 模型

参考 Hanley 等^[21], Song 等^[22], 考虑科氏力影响时, 动量方程变为如下形式:

$$\frac{\partial \tau_{\text{tot}}}{\partial z} - if_c (U - U_g) = 0, \quad (14)$$

其中 $\tau_{\text{tot}} = \tau_{\text{totx}} + i\tau_{\text{toty}}$, $U = U_x + iU_y$ 为复平面上的风应力和水平风速, U_g 为地转风, $U_g = U_{gx} + iU_{gy}$, $i = \sqrt{-1}$, f_c 为科氏力参数, 边界条件为:

$$U = 0, z = 0, \quad (15)$$

$$U = U_g, z \rightarrow \infty. \quad (16)$$

令 $U - U_g = U_E$, 将总应力分为湍流应力和波致应力之后, 式(11)和边界条件可改写为:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial U_E}{\partial z} \right) - if_c U_E + T_w = 0, \quad (17)$$

$$U_E = -U_g, z = 0, \quad (18)$$

$$U(z) = U_E(z) + U_g = \frac{2}{\kappa u_{*0}} \left\{ \left[I_0(\zeta) - \frac{I_0(\zeta_0) K_0(\zeta)}{K_0(\zeta_0)} \right] \int_0^\infty K_0(\zeta) T_w(z) dz + \int_0^z [K_0(\zeta) I_0(\zeta') - I_0(\zeta) K_0(\zeta')] T_w(z') dz' \right\} + \left[1 - \frac{K_0(\zeta)}{K_0(\zeta_0)} \right] U_g \quad (26)$$

根据式(21)、(26), 湍流应力可表示为:

$$\tau_t(z) = K_m \frac{\partial U(z)}{\partial z} = \frac{\zeta}{K_0(\zeta_0)} \left[I_0'(\zeta) K_0(\zeta_0) - I_0(\zeta_0) K_0'(\zeta) \right] \int_0^\infty K_0(\zeta) T_w(z) dz$$

$$U_E = 0, z \rightarrow \infty, \quad (19)$$

其中:

$$T_w(z) = \frac{\partial \tau_w(z)}{\partial z} = T_{wx}(z) + iT_{wy}(z) = -2 \frac{\rho_w}{\rho_a} \int \omega K \beta E(k, \theta) e^{-2kz} dk d\theta \quad (20)$$

其中 $K = k_x + ik_y$ 为复平面上的波数向量。根据 Song 等^[27], 在中性条件下, 涡黏性系数 K_m 定义为:

$$K_m(z) = \kappa u_{*0} (z + z_0), \quad (21)$$

其中 $u_{*0} = \left(\left[\tau_t(0) \right] \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\tau_{tx}^2(0) + \tau_{ty}^2(0) \right]^{\frac{1}{4}}$, 将式(21)代入式(17), 方程变为:

$$(z + z_0) \frac{\partial^2 U_E(z)}{\partial z^2} + \frac{\partial U_E(z)}{\partial z} - \frac{if_c}{\kappa u_{*0}} U_E(z) = -\frac{T_w(z)}{\kappa u_{*0}}, \quad (22)$$

其通解形式为:

$$U_E(z) = B_1 I_0(\zeta) + B_2 K_0(\zeta) + \Psi_0(z), \quad (23)$$

其中 I_0 和 K_0 分别为 0 阶第一和第二类修正 Bessel 函数, $\zeta = 2 \sqrt{\frac{if_c(z + z_0)}{\kappa u_{*0}}}$, Ψ_0 为方程(22)的一个特解:

$$\Psi_0(z) = \frac{2}{\kappa u_{*0}} \left\{ \begin{aligned} & I_0(\zeta) \int_z^\infty K_0(\zeta') T_w(z') dz' - \\ & K_0(\zeta) \int_0^z I_0(\zeta') T_w(z') dz' \end{aligned} \right\}, \quad (24)$$

$$\text{其中 } \zeta' = 2 \sqrt{\frac{if_c(z' + z_0)}{\kappa u_{*0}}}.$$

根据边界条件(19), 可得 $B_1=0$, 根据边界条件(18), 可得:

$$B_2 = -\frac{2}{\kappa u_{*0}} \left\{ \begin{aligned} & \frac{I_0(\zeta_0)}{K_0(\zeta_0)} \int_0^\infty K_0(\zeta) T_w(z) dz - \\ & \int_0^\infty I_0(\zeta) T_w(z) dz \end{aligned} \right\} - \frac{U_g}{K_0(\zeta_0)}, \quad (25)$$

其中 $\zeta_0 = 2 \sqrt{\frac{if_c z_0}{\kappa u_{*0}}}$ 。这样, 风廓线的解可表示为:

$$+\zeta \int_0^{\zeta} [K_0'(\zeta)I_0(\zeta') - I_0'(\zeta)K_0(\zeta')] T_w(z') dz' - \sqrt{if_c \kappa u_*} (z+z_0) \frac{K_0'(\zeta)}{K_0(\zeta_0)} U_g, \quad (27)$$

海表处湍流应力可表示为:

$$\tau_t(0) = F(z_0, u_{*0}) = \frac{1}{K_0(\zeta_0)} \left\{ \int_0^{\infty} K_0(\zeta) T_w(z) dz - \sqrt{if_c \kappa u_*} z_0 K_0'(\zeta_0) U_g \right\}, \quad (28)$$

海表湍流摩擦速度 u_{*0} 可表示为:

$$u_{*0}^2 = |\tau_t(0)| = \left\{ [\text{Re}(F)]^2 + [\text{Im}(F)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (29)$$

当给定 $z=36$ m 处风速 U_{36} 时, 地转风 U_g 可通过下式计算:

$$U_g = \frac{F_1(z, u_{*0})|_{z=36}}{1 - K_0(\zeta_{36})/K_0(\zeta_0)}, \quad (30)$$

其中:

$$F_1(z, u_{*0})|_{z=36} = U_{36} - \frac{2}{\kappa u_{*0}} \left[I_0(\zeta_{36}) - \frac{I_0(\zeta_0)K_0(\zeta_{36})}{K_0(\zeta_0)} \right] \cdot \left\{ \int_0^{\infty} K_0(\zeta) T_w(z) dz + \int_0^{36} [K_0(\zeta_{36})I_0(\zeta') - I_0(\zeta_{36})K_0(\zeta')] T_w(z') dz' \right\}. \quad (31)$$

随后, 可通过式(20)、(26)、(29)、(30)迭代计算摩擦速度 u_{*0} 和风廓线 $U(z)$ 。

1.3 海浪边界层以上的 MOST

一般而言, 在风浪条件下, 可以通过海表粗糙长度 z_0 的参数化结合 MOST 来求解风廓线, 例如海气耦合响应实验 COARE 算法^[16, 28]等。然而, 涌浪存在时, 观测通常都在涌浪影响下, 并且由于向上传递的波致应力的存在, 波浪对风廓线的影响无法通过现有的 z_0 参数化来表示。因此, 传统的基于 MOST 的风廓线模型是不适用的。但由于波致应力随高度呈指数衰减, 在海浪边界层以上, 风应力由湍流应力所主导, 式(13)右边第二项趋于常数, 波致应力对风廓线剪切的影响消失。观测同样表明海浪边界层以上的风廓线依然符合 MOST 的剪切规律, 在中性层结下, 可以直接使用对数廓线外推, 在非中性层结下, 风廓线可以表示为:

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi(\zeta) \right]. \quad (32)$$

此时, 我们将 u_* 和 z_0 作为未知参数, 结合海浪边界层之上的多层数据求解, 即可得到外推风廓线(32)。

1.4 实测数据介绍

本文使用的实测数据来自广东茂名博贺附近的海上气象观测平台, 经纬度为(21°26'30"N, 111°23' 30"E), 平

台在距离海平面 8 m、20 m、28 m 和 36 m 处各安装了一套涡相关观测系统, 包括超声风速仪、CO₂/H₂O 分析仪、红外辐射仪和温湿探头等, 用于测量三个方向的风速、超声虚温和水汽等脉动。除此之外, 我们在海底布放了一套海浪观测设备(AWAC; Nortek, Rud, Norway)用于观测海浪和海流信息。涡相关观测系统的采样频率为 20 Hz, 海浪观测设备每 3 h 进行一次采样, 采样时长 2 048 s, 采样频率为 1 Hz。湍流和波浪数据观测时间均从 2012 年 2 月 15 日至 5 月 8 日。为确保数据的有效性, 在分析数据之前我们对其进行了严格的预处理, 包括去除野点, 倾斜校正和去除趋势^[29]。预处理之后得到 2 636 个长度为 10 min 的数据, 图 1 展示观测期间的风向、浪向和波龄 (c_p/U_8 , c_p 为海浪谱峰相速度, U_8 为实测 8 m 高度处平均风速)分布情况, 观测期间, 风向浪向夹角多为锐角, 且涌浪占优($c_p/U_8 > 1.2$)情况较多, 为我们的研究提供了很好的基础。随后, 我们筛选顺风向涌浪情况下的数据, 再根据湍流数据计算大气稳定度情况, 将筛选得到的数据分为不稳定层结($\zeta < 0$)和稳定层结($0 < \zeta < 0.5$)两类, 稳定层结下限制稳定度上限的原因是 Hogstrom 等^[30]研究中在 $\zeta > 0.5$ 时数据点的缺失导致 $\phi(\zeta)$ 的不确定性。两种分类包含了轻微的不稳定和稳定层结, 即近中性层结, 最后我们得到不稳定层结数据 386 个, 稳定层结数据 269 个。

2 理想实验

2.1 中性情况下两种模型的对比

在所有模型所需参数中, 最缺乏观测证据的参数就是波生长/衰减率 β , 根据 Belcher 等^[31], 其表达式为:

$$\beta = \frac{dE/dt}{E} = c_\beta \omega \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{u_{*0}}{c} \right)^2, \quad (33)$$

其中, E 为海浪能量, ω 为角频率, c_β 为波增长/衰减率系数, 对于风浪, c_β 取值为 32 ± 16 ^[32], 对于涌浪, c_β 取值为负数。参考 Hanley 等^[21], 为方便起见, 我们假设存在单一沿风向传播的涌浪, 将式(33)代入式(6), 结合深水频散关系 $\omega^2 = gk$, 此时波致应力表达式为:

$$\tau_w(z) = \frac{1}{2} c_\beta u_{*0}^2 (ak)^2 e^{-2kz}. \quad (34)$$

首先考察中性条件下常通量层模型和 Ekman 模型的差异, 取 $\rho_a = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $\rho_w = 1 \text{ 025 kg/m}^3$, 科氏力参

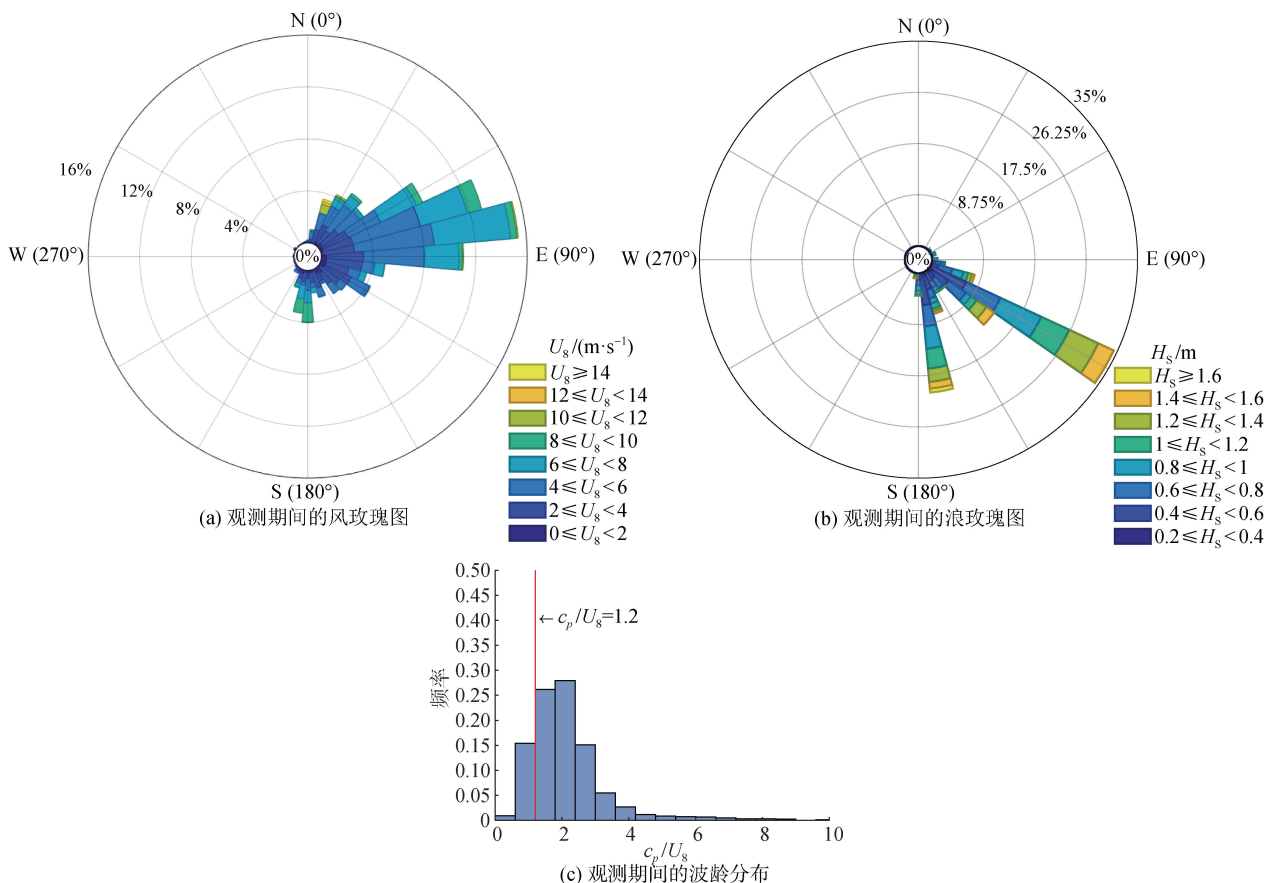


图 1 观测期间数据概况

Fig. 1 Data overview during the observation period

注：风向和浪向定义为来向

数 $f_c=10^{-4}/s$ 。假设涌浪波数 $k=0.05 \text{ rad/m}$ ，振幅 $a=4 \text{ m}$ ，并给定 $z=36 \text{ m}$ 处风速 $U_{36}=5 \text{ m/s}$ ，由于衰减率系数的不确定性^[21, 33]， c_β 分别取值 $-30, -50, -75$ 和 -100 。定

义全部参数后，分别计算常通量层模型和 Ekman 模型在 100 m 边界层内的结果，结果如图 2 和图 3 所示，其中 zk 为归一化的高度。可以看到，考虑涌浪影响

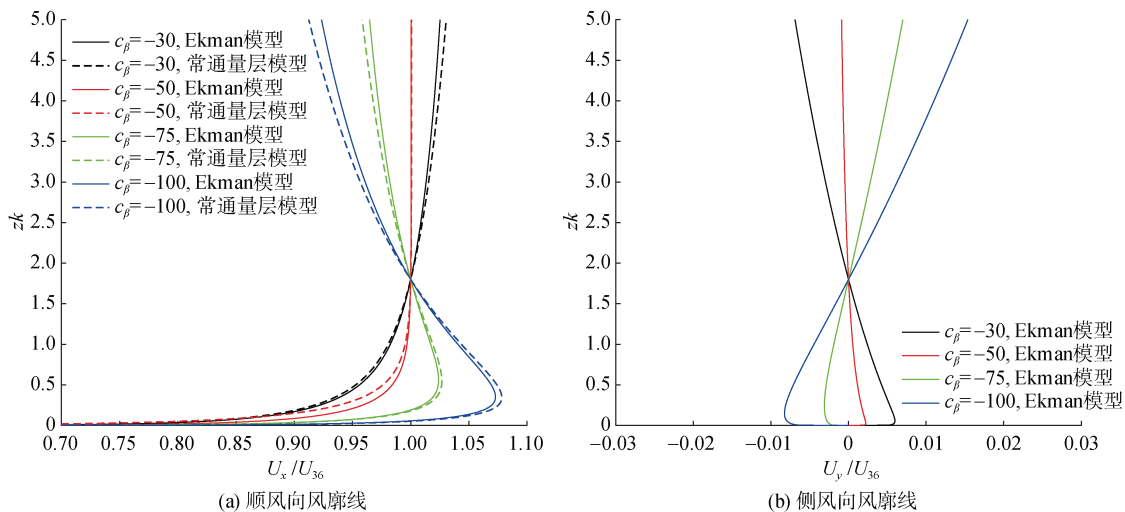


图 2 Ekman 模型和常通量层模型的风廓线对比

Fig. 2 Comparison of the wind profiles generated using the Ekman and constant flux layer models

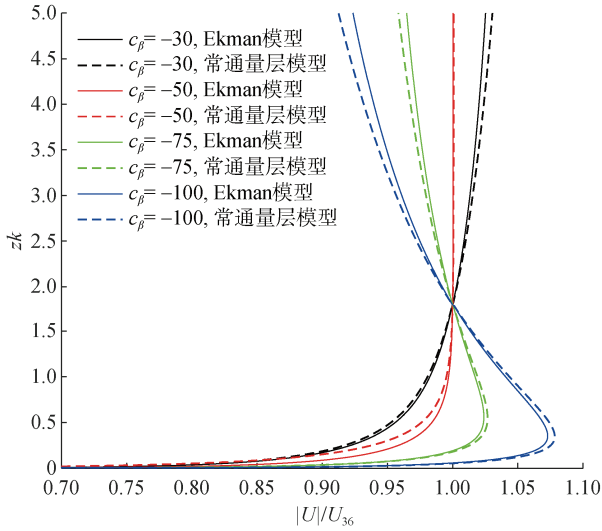


图3 Ekman模型和常通量层模型风速大小 $|U|$ 对比
Fig. 3 Comparison of the wind speeds $|U|$ of the Ekman and constant flux layer models

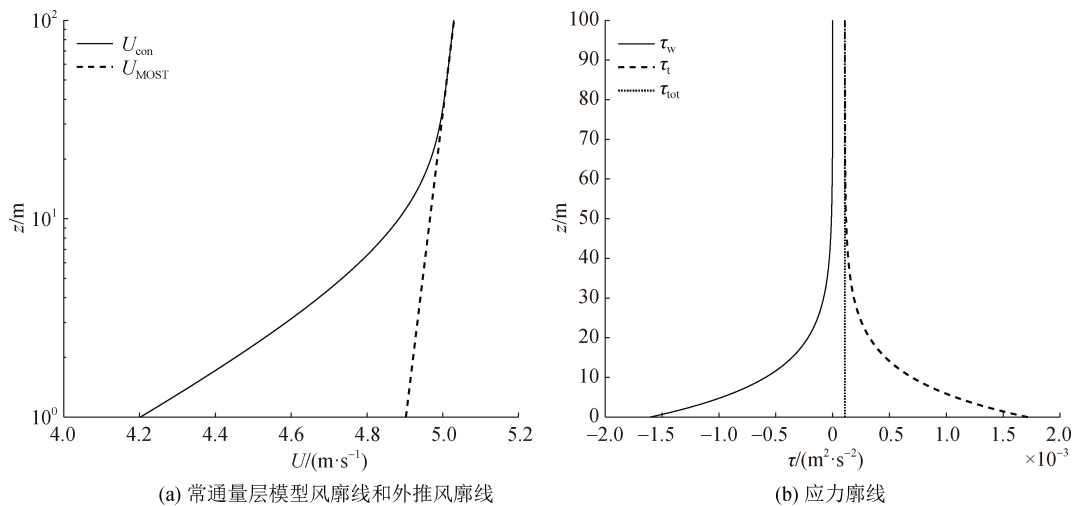
的 Ekman 模型和常通量层模型在不同波浪衰减率系数下求得的风廓线在 100 m 边界层内基本吻合。与 Song 等^[22]的结果相似, c_β 的取值对风廓线有重要影响, 在 $c_\beta < -50$ 时, 顺风向风廓线出现近海面超地转射流, 并在风速极大值上方随高度呈负梯度减小并趋于地转风, 近海面风速极大值的大小随波浪衰减率系数绝对值 $|c_\beta|$ 的增大而增大。Ekman 模型在侧风向产生的风速大小不足 U_{36} 的 2%, 两种模型风速大小的偏差不超过 U_{36} 的 3%。由于我们的研究主要聚焦于近海面, 因此可以认为, 相对而言更为简单的常通量层模型已经可以描绘存在顺风向涌浪时风廓

线的主要特征, 科氏力对近海面风廓线的影响可以忽略。接下来将采用常通量层模型继续研究, 并与实测数据进行比较。

2.2 MOST 在涌浪存在时的适用性

由于 MOST 只能刻画湍流边界层的特征, Drennan 等^[34]、Miller 等^[35]和 Smedman 等^[36]提出, 在涌浪存在情况下, MOST 会失效。而 Liu 等^[18]在分析实测数据时发现, 在顺风向涌浪存在时, 使用对数廓线拟合 20 m 以上风速效果良好, 而 8 m 处风速小于上三层风速拟合结果, 说明涌浪存在时, 一定高度以上风廓线依然符合 MOST 的规律。同时, 在低风速条件下, 浮力对湍流会产生显著影响, Zou 等^[24]研究非中性条件下涌浪对风廓线的影响时发现, 稳定度影响显著, 稳定层结下风廓线梯度增大, 不稳定层结下风廓线更平滑。针对上述问题, 接下来考察不同大气层结情况下涌浪对海气边界层风廓线的影响以及 MOST 在波边界层内外的适用性, 我们使用常通量层模型继续研究。根据 Hogstrom 等^[30], 我们取不稳定条件下无量纲剪切函数 $\phi(\zeta) = (1 - 19.3\zeta)^{-1/4}$, 稳定条件下 $\phi(\zeta) = 1 + 4.8\zeta$ 。

首先考察中性条件的情况, 假设存在一波数 $k=0.05$ rad/m, 振幅 $a=5$ m 的涌浪, 给定 $z=36$ m 处风速 $U_{36}=5$ m/s, 取 $c_\beta=-30$, 计算常通量层模型的风廓线 U_{con} , 如图(4)a 所示, 在高度为对数的坐标轴下可以发现, 受波致应力的影响, 风廓线在近海面梯度增大, 不符合中性条件下传统的对数廓线规律。由于波致应力随高度呈指数衰减, 根据式(32), 当我们利用 MOST 外推波边界层以上的风廓线时, 得到一条对数



(a) 常通量层模型风廓线和外推风廓线

(b) 应力廓线

图4 中性层结下的风廓线和风应力廓线

Fig. 4 Wind profile and wind stress profile under neutral stratification

风廓线 U_{MOST} ，其在约 20 m 以上几乎与常通量层模型吻合，然而在 20 m 以下出现偏差。模型的结果重现了 Liu 等^[18]研究中发现的顺风向涌浪存在时观测的 8 m 处风速小于由上层风速拟合得到的对数风廓线的现象，且与 Babanin 等^[15]在风浪条件下研究中发现的规律相反。需要注意的是，相较于常通量层模型的结果，外推的风廓线给出了一个极小的粗糙长度，我们可以认为，这个极小的粗糙长度包含了涌浪使风廓线整体增速的效应，从而使 MOST 在涌浪存在时至少能刻画波边界层之上风廓线的特征。然而在波边界层之内，MOST 无法刻画波致应力的影响，因此其与常通量层模型结果

出现偏差。图 4(b)展示了风应力随高度的变化，波致应力随高度呈指数衰减，在 30 m 以上，波致应力逐渐趋于 0，随后风应力由湍流应力所主导。

如图 5 所示，不稳定与稳定的大气层结条件给出了与中性层结相似的结果，外推的风廓线在约 $z > 20$ m 时与常通量层模型结果基本吻合，在稳定条件下，风廓线整体梯度相对更大，不稳定情况下，风廓线整体更平滑。这与 Jiang^[23]的单波的大涡模拟结果相似。非中性条件下风应力随高度的变化与中性条件类似，波致应力均在约 30 m 以上逐渐消失，随后风应力由湍流应力所主导。

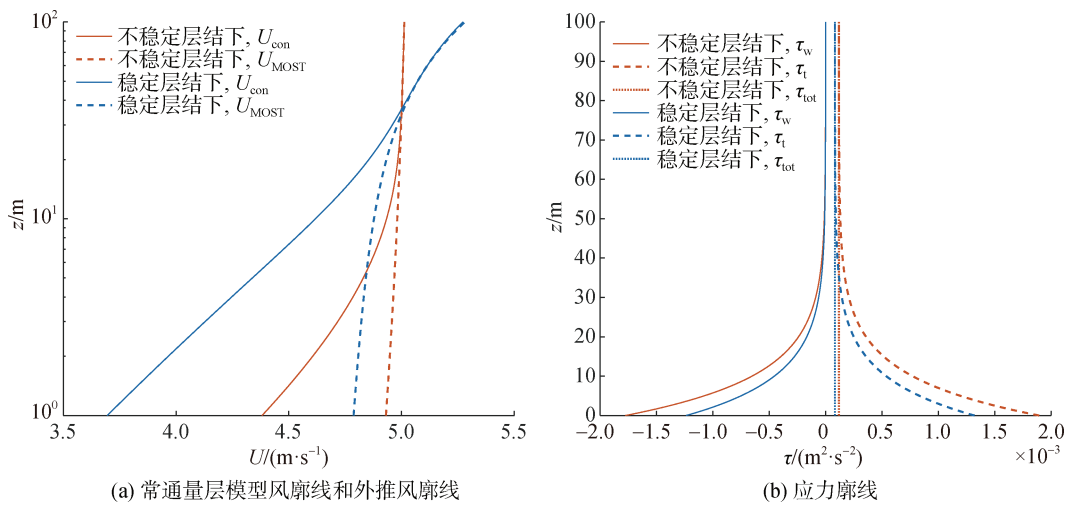


图 5 与图 4 相同，但处于非中性层结
Fig. 5 Same as Fig. 4, but under nonneutral stratification

3 实测数据对比

参考 Hanley 和 Belcher^[21]，取 $c_\beta = -30$ ，使用实测 36 m 处平均风速和海浪谱 $S(f)$ 计算常通量层模型的风廓线 U_{con} ，使用实测的 28 m, 36 m 处风速外推基于 MOST 的风廓线 U_{MOST} ，将结果与实测的四层风速进行比较。图 6 展示了不稳定层结下几个案例的 U_{MOST} ， U_{con} 和实测数据的对比，左侧为风廓线，右侧展示了对应的海浪谱和通过 8 m 处湍流数据绘制的顺风向协谱 Co_{uw} 。可以看到，受涌浪的影响，协谱在波浪谱峰频率附近出现了波相干扰，表明涌浪引起向上的动量通量；外推风廓线显著大于 8 m 处风速，表明涌浪致使近海面风剪切增大，MOST 在波浪边界层内失效。而常通量层模型在 8 m 处与实测数据较为接近。图 7 展示了稳定层结下的结果，可以看到，在不同的大气稳定性和波龄大小下，外推风廓线均在 8 m 处显著大于实测风速，而常通量层模型的风廓线在 8 m 处与实测数据较为接近。由于衰减率系数存在不确定性，常通量层模型可以通过调整 c_β 的取值获

得与 8 m 处实测数据更为接近的结果。

通过求解外推风廓线和常通量层模型的风廓线得到其在 8 m 处的风速 U_{8MOST} 和 U_{8con} ，计算其与实测数据的相对偏差 $dev(U_{8MOST})$ 和 $dev(U_{8con})$ 并进行统计，图 8 展示了不稳定层结下的结果，相较于 U_{8MOST} ， U_{8con} 明显更接近实测风速 U_8 ，而 U_{8MOST} 明显偏大。图 9 展示了稳定层结下的结果，虽然在稳定层结下常通量层模型依然比外推风廓线更接近实测风速，但依然存在一定偏差。为研究稳定层结下出现偏差的原因，我们将式(13)和计算 Obukhov 长度时使用的摩擦速度 u_* 采用湍流摩擦速度 $u_{*t} = \sqrt{\tau_t(z)} = \sqrt{\tau_{tot} - \tau_w(z)}$ 而非总摩擦速度 $u_* = \sqrt{\tau_{tot}}$ ，随后重新计算了常通量层模型结果在 8 m 处的风速 U_{8con*} 以及其与实测数据的相对偏差 $dev(U_{8con*})$ ，图 10 展示了不稳定和稳定层结下的结果，不稳定层结下，相比于图 8(b)，二者结果较为相近，均与实测数据误差较小。而稳定层结下，相比于图 9(b)，其与实测数据的相对偏差得到了

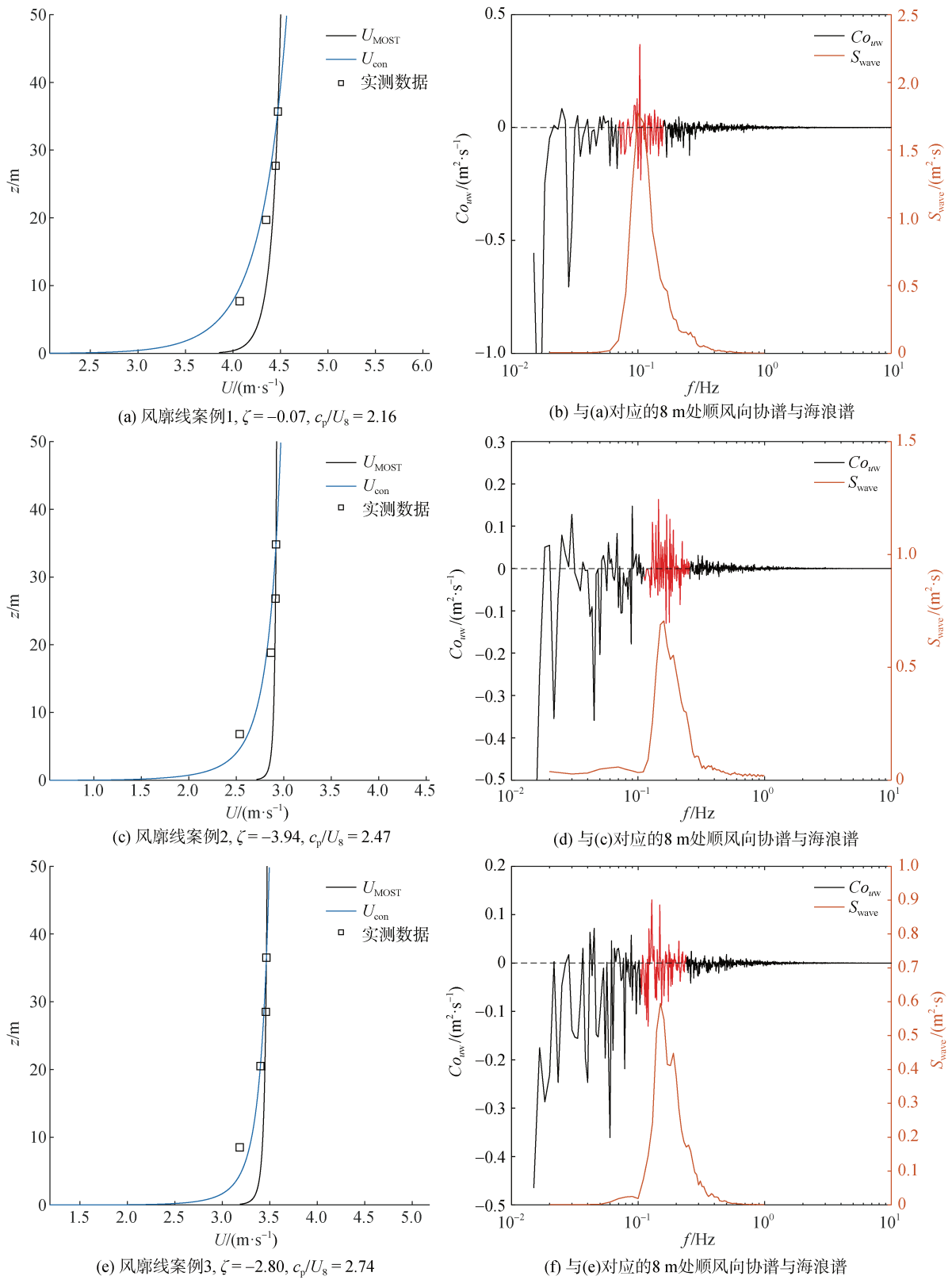


图 6 不稳定层结下的风廓线案例以及对应的海浪谱与 8 m 处顺风向协谱 Co_{uw}

Fig. 6 Several wind profile cases under unstable stratification with corresponding wave spectra and cospectra in the downwind direction Co_{uw} at 8 m

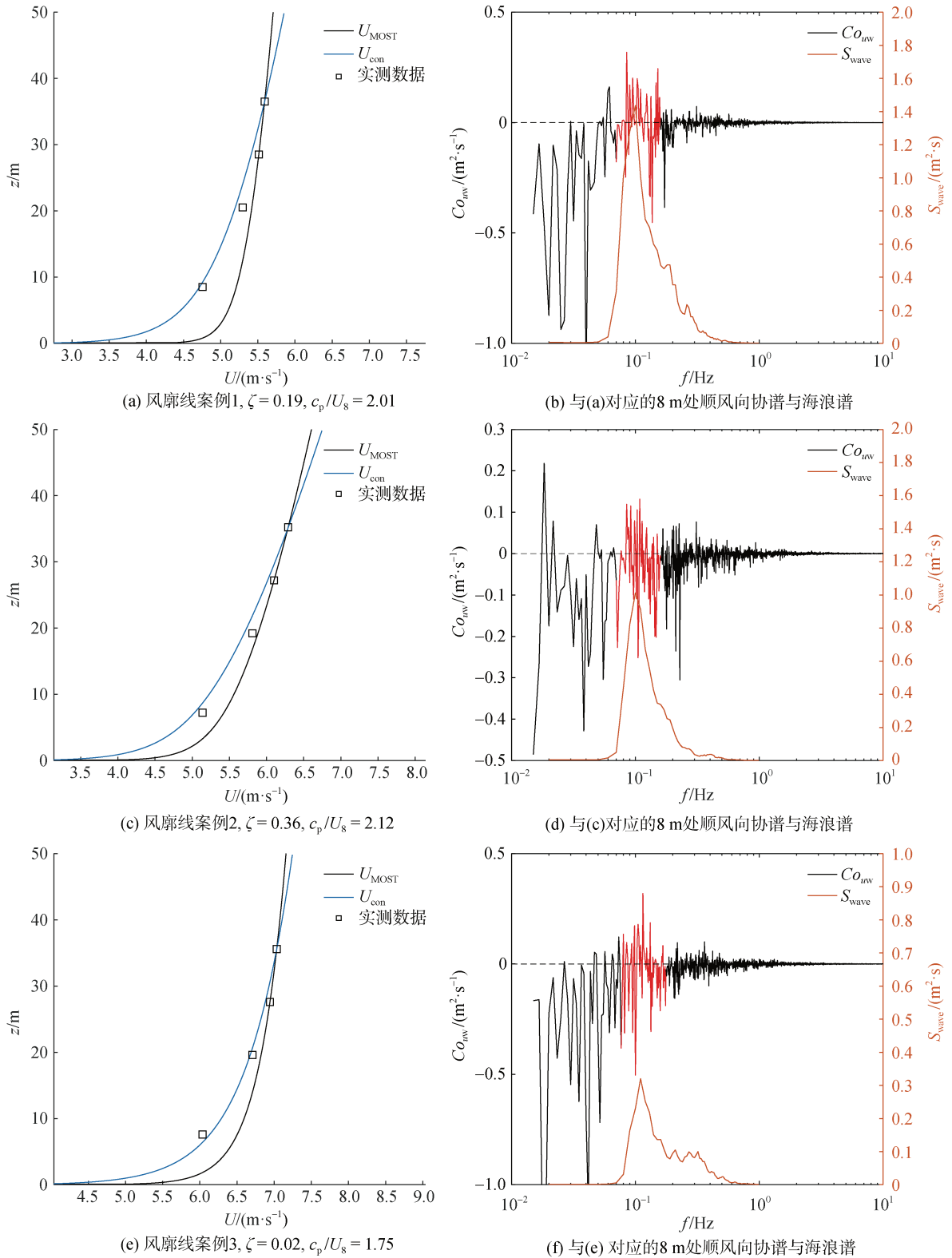


图7 与图6相同, 但处于稳定层结下

Fig. 7 Same as Fig. 6 but under stable stratification

可见的改善。然而相比于不稳定层结下的结果, 在稳定层结下的结果依然更为离散。这可能是由于稳定

层结层结下不同无量纲剪切 $\phi(\zeta)$ 的观测数据表现得非常离散(例如 Edson 等^[16]中的图 5), 其普适函数的

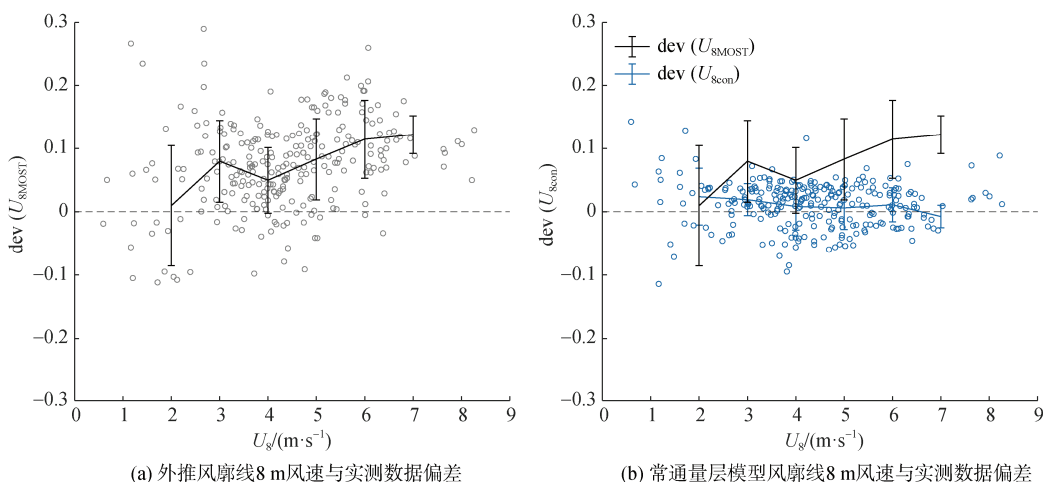


图 8 不稳定层结下, 模型风廓线 8 m 处风速与实测数据的相对误差

Fig. 8 Relative error between wind speed at 8 m of model wind profiles and measured data under unstable stratification

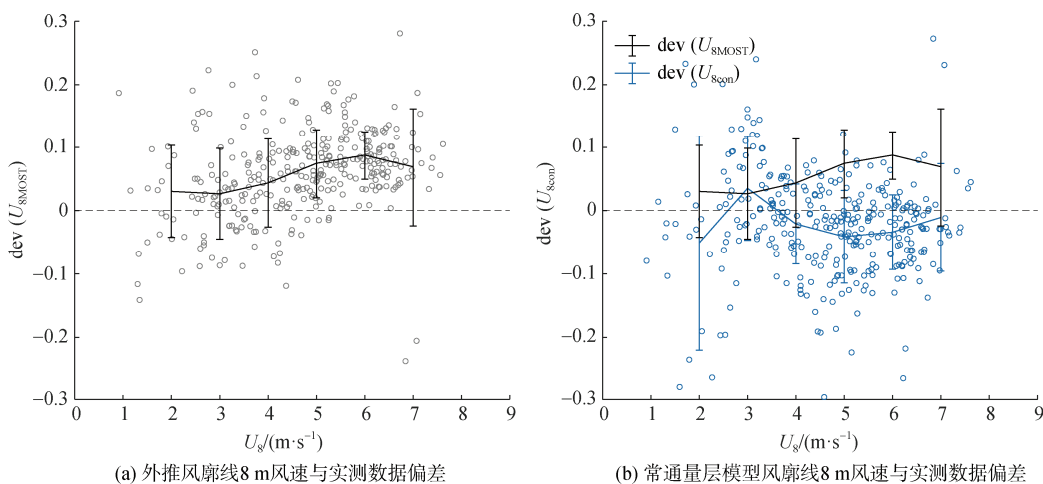


图 9 与图 8 相同, 但处于稳定层结

Fig. 9 Same as Fig. 8, but under stable stratification

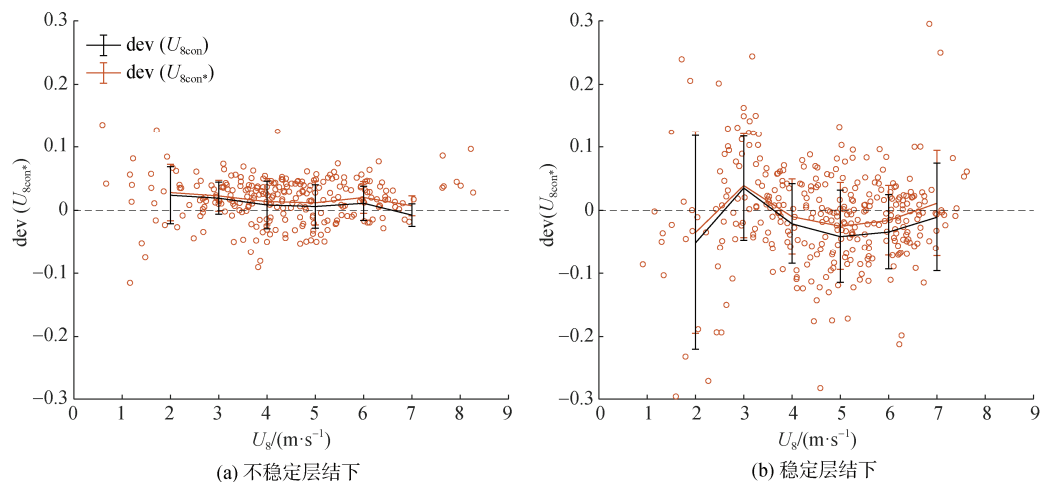


图 10 使用湍流摩擦速度计算的常通量层模型结果与实测数据的相对误差

Fig. 10 The relative error between the results of the constant flux layer model calculated using turbulent friction velocity and measured data

参数化方案间也因为 MOST 的自相关性和实测数据的误差往往存在很大不同(Baas 等^[37])。尽管如此, 我们的数据仍显示常通量层模型对描述涌浪影响下的风廓线有较高的精准度。稳定层结下偏差较大的另一个原因可能在于波致应力的计算上, 根据 Zou 等^[24], 风廓线在稳定层结下对波致应力的响应更敏感, 而在涌浪存在时, 波致应力的计算一直存在争议, 首先是涌浪的波浪衰减率 β 的参数化和衰减率系数 c_β 的取值缺乏观测资料的检验, Semedo 等^[10]在对比实测数据时, 将海浪谱低频部分的加权平均波浪衰减率 β^d 设置为残余参数, 通过拟合最低观测高度风速来求得 β^d , 然而这样求得的 β^d 是依赖于观测资料的。结合本研究, 表明需要未来的观测进一步精准确定涌浪的衰减率。

4 结果与讨论

本文比较了考虑涌浪影响的 Ekman 模型与常通量层模型, 两种模型的理想实验给出了相似的结果, 风廓线对不同的波浪衰减率系数 c_β 有较高敏感性, 在 $|c_\beta|$ 较大时均出现近海面风廓线极大值, 两种模型均能刻画涌浪存在时大气边界层风廓线的主要特征, 在研究近海面的风廓线特征时, 科氏力的影响可以忽略。随后, 利用常通量层模型研究涌浪存在时不同大气层结下的风廓线, 同时考察 MOST 在波浪边界层内外的适用性, 由于波致应力随高度呈指数衰减, 在一定高度以上风应力由湍流应力所主导, 因此基于 MOST 外推波浪边界层以上风速得到的风廓线在一定高度以上与常通量层模型结果几乎吻合, 说明波浪边界层之上风廓线的剪切规律依然符合 MOST。然而, 在波浪边界层以内的近海面, 通过外推得到的风廓线相较常通量层模型结果会偏大, 不同大气稳定度情况给出了类似的结果。

与实测数据的对比给出了与理想实验一致的结果, 相比外推风廓线, 考虑涌浪影响的常通量层模型计算得到的 8 m 处风速与实测数据非常接近, 证明 MOST 无法刻画涌浪存在时波浪边界层内的风廓线特征, 涌浪对风廓线的影响不可忽略。然而, 稳定条件下, 常通量层模型的结果略离散, 可能有以下几点原因, 首先是常通量层模型计算过程中使用的摩擦速度, 将其替换为湍流摩擦速度后, 在稳定层结下效果得到了可见的提升, 因此在使用常通量层模型计算时, 或许使用湍流摩擦速度而非总摩擦速度才更加合理; 然后是稳定条件下无量纲剪切函数 $\phi(\zeta)$ 的不确定性, 其参数化方案因为 MOST 的自相关性和实测数据的误差往往存在很大不同; 最后是

波致应力的计算, Zou 等^[24]的研究表明, 稳定条件下, 风廓线对波致应力的响应更敏感, 然而潘伟等^[38]在其研究中指出, 通过式(7)计算的波致应力偏小, 认为式(7)有待改进。因此, 波致应力计算的不确定性问题仍然是海气边界层参数化的一个重要环节。

参考文献:

- [1] MONIN A S, YAGLOM A M. Statistical fluid mechanics[M]. Cambridge, Massachusetts, USA: MIT Press, 1971.
- [2] CHARNOCK H. Statistics and aerodynamics of the sea surface[J]. Nature, 1956, 177(4498): 62-64.
- [3] HARRIS D L. The wave-driven wind [J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1966, 23(6): 688-693.
- [4] VOLKOV Y A. Turbulent flux of momentum and heat in the atmospheric surface layer over a disturbed sea-surface[J]. Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics, 1970, 6(12): 770-774.
- [5] SMEDMAN A, HOGSTROM U, BERGSTROM H, et al. A case study of air-sea interaction during swell conditions[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 1999, 104(C11): 25833-25851.
- [6] SMEDMAN A S, TJERNSTROM M, HOGSTROM U. The near-neutral marine atmospheric boundary-layer with no surface shearing stress - a case-study[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1994, 51(23): 3399-3411.
- [7] DONELAN M A, DRENNAN W M, KATSAROS K B. The air-sea momentum flux in conditions of wind sea and swell[J]. Journal of Physical Oceanography, 1997, 27(10): 2087-2099.
- [8] RUTGERSSON A, SMEDMAN A S, HOGSTROM U. Use of conventional stability parameters during swell[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 2001, 106(C11): 27117-27134.
- [9] GRACHEV A A, FAIRALL C W. Upward momentum transfer in the marine boundary layer[J]. Journal of Physical Oceanography, 2001, 31(7): 1698-1711.
- [10] SEMEDO A, SAETRA O, RUTGERSSON A, et al. Wave-induced wind in the marine boundary layer[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 2009, 66(8): 2256-2271.
- [11] SULLIVAN P P, EDSON J B, HRISTOV T, et al. Large-eddy simulations and observations of atmospheric marine boundary layers above nonequilibrium surface waves[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 2008, 65(4): 1225-1245.
- [12] HOGSTROM U, SAHLEE E, SMEDMAN A S, et al. Surface stress over the ocean in swell-dominated conditions during moderate winds[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 2015, 72(12): 4777-4795.
- [13] HOGSTROM U, SAHLEE E, SMEDMAN A S, et al. The

- transition from downward to upward air-sea momentum flux in swell-dominated light wind conditions[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2018, 75(8): 2579-2588.
- [14] ZOU Z, SONG J, LI P, et al. Effects of swell waves on atmospheric boundary layer turbulence: a low wind field study[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2019, 124(8): 5671-5685.
- [15] BABANIN A V, MCCONOCHE J, CHALIKOV D. Winds near the surface of waves: observations and modeling[J]. *Journal Of Physical Oceanography*, 2018, 48(5): 1079-1088.
- [16] EDSON J B, JAMPANA V, WELLER R A, et al. On the exchange of momentum over the open ocean[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2013, 43(8): 1589-1610.
- [17] HUANG J, ZOU Z S, ZENG Q C, et al. The turbulent structure of the marine atmospheric boundary layer during and before a cold front[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2021, 78(3): 863-875.
- [18] LIU C L, LI X Y, SONG J B, et al. Characteristics of the marine atmospheric boundary layer under the influence of ocean surface waves[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2022, 52(6): 1261-1276.
- [19] KUDRYAVTSEV V N, MAKIN V K. Impact of swell on the marine atmospheric boundary layer[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2004, 34(4): 934-949.
- [20] MAKIN V K. On the possible impact of a following-swell on the atmospheric boundary layer[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2008, 129(3): 469-478.
- [21] HANLEY K E, BELCHER S E. Wave-driven wind jets in the marine atmospheric boundary layer[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2008, 65(8): 2646-2660.
- [22] SONG J, FAN W, LI S, et al. Impact of surface waves on the steady near-surface wind profiles over the ocean[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2014, 155(1): 111-127.
- [23] JIANG Q F. Influence of swell on marine surface-layer structure[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2020, 77(5): 1865-1885.
- [24] ZOU Z S, ZHAO D L, ZHANG J A, et al. The influence of swell on the atmospheric boundary layer under nonneutral conditions[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2018, 48(4): 925-936.
- [25] MAKIN V K, KUDRYAVTSEV V N, MASTENBROEK C. Drag of the sea-surface[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1995, 73(1/2): 159-182.
- [26] MAKIN V K, KUDRYAVTSEV V N. Coupled sea surface-atmosphere model - 1. wind over waves coupling[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1999, 104(C4): 7613-7623.
- [27] SONG J B. The effects of random surface waves on the steady Ekman current solutions[J]. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 2009, 56(5): 659-671.
- [28] FAIRALL C W, BRADLEY E F, HARE J E, et al. Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm[J]. *Journal of Climate*, 2003, 16(4): 571-591.
- [29] ZOU Z S, ZHAO D L, LIU B, et al. Observation-based parameterization of air-sea fluxes in terms of wind speed and atmospheric stability under low-to-moderate wind conditions[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2017, 122(5): 4123-4142.
- [30] HOGSTROM U. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface-layer - a re-evaluation[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1988, 42(1/2): 55-78.
- [31] BELCHER S E, HUNT J C R. Turbulent shear-flow over slowly moving waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 251: 109-148.
- [32] PLANT W J. A relationship between wind stress and wave slope[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1982, 87(Nc3): 1961-1967.
- [33] PIERSON W J, MOSKOWITZ L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on similarity theory of S a Kitaigorodskii[J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1964, 69(24): 5181-5190.
- [34] DRENNAN W M, KAHMA K K, DONELAN M A. On momentum flux and velocity spectra over waves[J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 1999, 92(3): 489-515.
- [35] MILLER S, FRIEHE C, HRISTOV T, et al. Wind and turbulent profiles in the surface layer over ocean waves[M]. Oxford, UK: Clarendon Press, 1999.
- [36] SMEDMAN A, HOGSTROM U, SAHLEE E, et al. Observational study of marine atmospheric boundary layer characteristics during swell[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2009, 66(9): 2747-2763.
- [37] BAAS P, STEENEVELD G J, DE WIEL B, et al. Exploring self-correlation in flux-gradient relationships for stably stratified conditions[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2006, 63(11): 3045-3054.
- [38] 潘伟, 邹仲水, 宋金宝, 等. 低风速涌浪条件下浪致应力的研究[J]. *海洋学报*, 2021, 43(10): 1-9.
PAN Wei, ZOU Zhongshui, SONG Jinbao, et al. Studies Of Wave-Induced Stresses Under Swell-Dominated Low Wind Speed Condition[J]. *Haiyang Xuebao*, 2021, 43(10): 1-9.

Influence of swell on the wind profile in atmospheric boundary layer

ZHANG Yuhao, SONG Jinbao, LIU Changlong
(Ocean College, Zhejiang University, Zhoushan 316000, China)

Received: Apr. 27, 2023

Key words: MOST; swell; wave-induced stress; wave boundary layer; stratification

Abstract: Previous studies have shown that the Monin–Obukhov similarity theory (MOST) in the atmospheric boundary layer near the sea surface becomes invalid when a swell occurs, and the establishment of wind profile models needs to consider the influence of wave-induced stress. Based on this observation, this article first studied the wind profiles generated using the Ekman and constant flux layer models, which include the influence of swells. The results indicate that the wind profiles estimated by both models show a high dependence on the wave decay rate coefficient c_β of a swell. When $c_\beta < -50$, both the wind profiles show maximum wind speeds near the sea surface; however, the influence of Coriolis force on the wind profile near the sea surface can be ignored. Under various atmospheric stratification conditions, the analysis shows that the wind speed in the wave boundary layer (the area directly affected by waves) was significantly lower than the extrapolated value of the MOST profile above the wave boundary layer at the same height, reflecting the obvious shear enhancement caused by swells. On comparing and analyzing the measured data from offshore observation platforms near Maoming City, Guangdong Province, it was found that in the presence of a swell, MOST is generally unable to describe wind profiles. Statistical analysis shows that the wind speed estimated by the constant flux layer model at 8 m is highly consistent with the measured data. Considering that previous studies have been limited to neutral atmospheric stratification conditions and that swells often significantly affect low and medium wind speed conditions with an obvious buoyancy effect, our research will help explain the impact of swells on wind profiles under various atmospheric conditions.

(本文编辑: 丛培秀)