

非线性流函数在实验风浪场计算中的应用

蒋昌波¹, 杨扬¹, 汤寒松²

1. 水利工程学院, 长沙理工大学, 湖南 长沙 410114;

2. 土木工程学院, 纽约城市大学, 美国 纽约 10031

摘要: 风作用于水面产生风浪, 其中由于波流紊动产生的动量和能量的交换机制是一个很复杂的过程。风应力一般用来描述这种能量交换, 可以分为3个部分: 水面的剪切力、波生应力以及紊动应力。采用一种有效的非线性波流分离方法——NSFM(Nonlinear Stream Function Method)对波流运动的动量和能量输移进行定性描述。构造能够有效表达非线性波浪的解析流函数, 摄动求解使其满足拉普拉斯方程、动力边界条件和运动边界条件, 结合实验室风浪数据, 分离出波生速度场。通过交叉谱分析, 得到波生雷诺应力在不同风速下对风应力的贡献。结果表明: NSFM对不同工况条件下的风浪的处理具有较高的精度, 模型适应性良好; 且风速越大, 波生应力沿着水深衰减得越快, 且自由面波生应力在动量输移中的比重会逐渐减弱。

关键词: 风浪; 波流分离; 流函数

中图分类号: TV139.2; P731.2 文献标识码: A 文章编号: 1009-5470(2019)01-0019-08

An application of nonlinear stream function in analysis of experimental wind-wave field

JIANG Changbo¹, YANG Yang¹, TANG Hansong²

1. School of Hydraulic Engineering, Changsha University of Science & Technology, Changsha 410114, China;

2. Department of Civil Engineering, The City College of New York, New York 10031, USA

Abstract: The wind on the water surface can create wind waves. The exchange mechanism of momentum and energy due to the turbulence of wave current is a complicated process. Wind stress is generally used to describe this energy exchange, and can be divided into three components: shear stress, wave induced stress and turbulent stress. An effective nonlinear wave current separation method, namely, the Nonlinear Stream Function Method (NSFM), is used to qualitatively describe the momentum and energy transports between wave and current. An analytical stream function is constructed, which can effectively express nonlinear waves and satisfies the Laplace equation, the boundary condition and the kinematic boundary condition of the water surface, separating the wave-induced velocity field based on the laboratory wind-wave data. Through the cross-spectral technique, the contribution of wave-induced Reynolds stress to wind stress at different wind speed is obtained. The results are as follows. NSFM has higher accuracy and better applicability in treating wind waves under different working conditions. With the increase of wind speed, wave-induced stress decays faster along water depth, and the ratio of wave-induced stress at the free surface to the momentum transport mechanism should be gradually weakened.

Key words: wind wave; wave-current separation; stream function

收稿日期: 2018-04-11; 修订日期: 2018-06-22。孙淑杰编辑

基金项目: 国家自然科学基金项目(51239001)

作者简介: 蒋昌波(1970—), 男, 陕西省石泉县人, 教授, 博士。主要从事河流、海岸动力过程及其模拟技术研究。E-mail: jcb36@163.com

通信作者: 杨扬。E-mail: 773483983@qq.com

Received date: 2018-04-11; Revised date: 2018-06-22. Editor: SUN Shujie

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (51239001)

Corresponding author: YANG Yang. E-mail: 773483983@qq.com

当风吹过水面时会产生均匀剪切流、自由面波以及紊动等一系列复杂的现象,其中涉及空气与水的动量能量交换以及波、流、紊动场相互扰动。然而,对这些复杂的机理仍然缺乏定性的描述,风浪相关问题并没有完全得到解决。

风浪是一个随机波浪,它不同于一般的周期波,它的历程往往更多地被解释为一个随机过程。如何实现对风浪的定性研究是一个十分复杂的问题,因此,许多专家学者基于物模实验对风浪进行了一系列分析研究。Dean(1965)提出非线性波浪流函数理论,较好地模拟了各阶非线性波浪,多用于近海浅水和有限水深处风浪模拟。Fenton(1999)同样给出了非线性波浪流函数的另外一种表达形式,提高了模拟非线性波浪的鲁棒性,但其理论基础跟Dean(1965)的大同小异。

除此之外,基于流函数理论的波流分离技术发展得很迅速, Lin 等(1984)提出风浪中动量交换不仅仅受紊动影响,同时也受波浪本身的轨迹运动影响,但并没有给出波生运动以及纯紊动运动的具体分解。最早的波流分离方法——线性滤波法(linear filtration technique,简称 LFT)由 Benilov 等(1970)提出。线性滤波法假设波浪的轨迹运动与自由面高程是线性相关,且紊动和轨迹运动一阶不相关。Jiang 等(1990)根据 Dean(1965)流函数理论提出了波流非线性最小二乘解,在满足边界运动条件以及动力条件的基础上对风生波流进行了分解(nonlinear Stream function method,简称 NSFM)。Thais 等(1995)提出了实验室风浪数据的三分解方法(triple decomposition method,简称 TDM),认为质点的波生速度可以继续分解成势流部分和有旋部分。比较这些方法会发现, Benilov 等(1970)提出的 LFT 假设波生运动和紊动彼此不相关,但众多风浪实验研究表明,这种假设并不合理;而 TDM 方法和 NSFM 方法的区别在于, TDM 方法假设风浪轨迹运动是有旋转的,而 NSFM 方法假设了风浪轨迹运动是二维和无旋的。Thais 等(1995)认为轨迹运动中旋转运动远小于势流部分,采用 NSFM 方法需要根据实验结果进一步具体的分析。另外,非线性流函数在一些实际问题中也得到了应用,陈小波等(2011)采用流函数理论模拟了高阶非线性波浪,并计算了近海风机桩柱的非线性波浪载荷问题。邵钰清等(2014)研究了非线性流函数波浪理论在考虑洋流作用下的波浪载荷问题。Pierella 等(2017)提出了一种新的嵌入流函数波到线性波的方法,考虑了现实极端风浪对桩

柱的非线性载荷。本文基于 NSFM 方法对实验室风浪数据进行分析。

本文的目标是基于风浪物模试验数据对风生波浪进行非线性分解,对波流及紊动的交互性以及波生量进行相关分析研究。现实中风浪极其不规则,关于风浪的定性研究更多的是基于物理实验。首先,介绍 NSFM 分离技术的理论推导和实现过程;其次,验证了 NSFM 处理实验室风浪稳定时小范围波浪片段的求解精度,为模型提供适应性检验;最后,以实验室风浪数据为样本,通过 NSFM 分离风浪得到波生速度场,对波生速度在二维方向上进行相干性分析,并比较不同风速条件下波生应力在空间上以及随风速的变化。

1 数值模型

1.1 波浪分离方法(NSFM)

事实上,一般风生波流中瞬时速度场可以表示为 3 个部分:

$$U(z, t) = \bar{U} + U_w(z, t) + U'(z, t) \quad (1)$$

这里 \bar{U} 是时均速度, U_w 为波生速度, U' 为紊动速度, z 及 t 分别表示沿水深方向和时间。后文中分别以 U_w 、 V_w 表示水平波生速度和垂向波生速度。波生速度的分离对于规则波或周期波通常采用相位平均速度来得到。相关定义如下:

$$\langle U \rangle(x, \theta) = \frac{1}{N_\theta} \sum_{n=1}^{N_\theta} U(x, \theta + nT) \quad (2)$$

$$U_w(z, t) = \langle U \rangle - \bar{U} \quad (3)$$

其中 $\langle U \rangle$ 表示相位平均速度; T 、 x 、 θ 分别表示波浪周期、位移、相位; n 、 N_θ 表示第 n 个周期以及总周期数。但对于实际的风浪数据而言,波形通常都是无规律的,至少在很长一段时间内呈现的是随机波形,所以这时候定义相位平均速度不再合适。考虑到稳定波理论和波生运动的时序性,采用伽利略坐标变换($x=x'+Ct$, $z=z'$),其中 (x', z') 为原始参考系, $C=L/T$ 为相位速度(L 、 T 分别表示波浪波长和周期)。通过考虑轨迹瞬时速度与自由面高程的关系, Jiang 等(1990)流函数理论给出了傅立叶级数展开形式的波生速度场流函数如下:

$$\psi(x, z) = \frac{L}{T} z + \sum_{n=1, 2, \dots}^N a(n) \cdot \sinh \frac{2n\pi(h+z)}{L} \cos \frac{2n\pi x}{L} \quad (4)$$

其中 $a(n)$ 、 N 、 h 分别表示傅立叶系数、傅立叶级数项数和水深。形如(4)的流函数涉及的未知量结合相

关理论方程在进行数值计算时并不能很好地收敛, 主要原因是方程本身结构的不合理造成的。本文采用 Fenton(1999)给出的流函数进行数值模拟:

$$\psi(x, z) = \frac{L}{T}z + \sqrt{g/K^3} \sum_{n=1}^N a(n) \frac{\sinh(nKz)}{\cosh(nKh)} \cos(nKx) \quad (5)$$

其中 $K=2\pi/L$ 表示波数。通过一些参数的无量纲化处理, 在数值计算时提高了方程收敛的稳定性和鲁棒性。事实上, Jiang 等(1990)和 Fenton(1999)流函数理论, 其本质上都是基于 Dean 非线性流函数理论发展得来的。传统的流函数方法多基于线性波浪理论, 处理非线性波浪的效果并不好。而非线性流函数方法在处理非线性波浪时优点很多, 更贴近实际波浪情形, 不失为一种较好地处理方法。对于风浪这样的随机波浪, 非线性波浪理论在一定程度上弥补了线性波浪理论对于边界条件处理的不足。拉普拉斯方程以及底部和自由面运动边界条件如下(Jiang et al, 1990; Fenton, 1999):

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \\ V_w = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, z = -h \\ V_w = \left(U_w - \frac{L}{T} \right) \frac{\partial \eta}{\partial z}, z = \eta \end{cases} \quad (6)$$

其中 η 表示自由面高程。在自由面同时需要满足动力边界条件(伯努利方程):

$$\frac{1}{2g} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] + \eta = Q, z = \eta \quad (7)$$

其中 Q 、 g 分别表示自由面伯努利常数和重力加速度。可以发现, 对于给定非线性波浪波高 H 、周期 T 以及水深 h 的情形下, 不管 L 、 $a(n)$ 等参数取值如何, (4)、(5)始终满足(6)。另外, 伯努利方程(7)默认了自由面压力为零, Q 为常数, 但在确定 L 、 $a(n)$ 等未知参数之前, Q 也是未知的。因此, 为了近似满足动力边界条件(6)以及确定 Q , 定义如下误差函数:

$$E_{\text{total}} = E_1 + \lambda E_2 \quad (8)$$

其中: $E_1 = \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} (Q_k - \bar{Q})^2$ 和 $E_2 = \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} (\eta_{pk} - \eta_{mk})^2$,

N_s 表示样本点个数, Q_k 和 \bar{Q} 分别表示第 k 个样本点对应的伯努利常数和所有样本点伯努利常数的均值, η_{pk} 和 η_{mk} 分别表示第 k 个样本点对应的自由面预测高程和实测高程, λ 根据 E_1 和 E_2 的量级选取合适的权重, 一般默认 $\lambda=1$ 。这里采用最小二乘法寻求合理

的 L 、 $a(n)$ 的估值, 一旦(5)确定, 波生速度场便可通过下式直接求出:

$$\begin{cases} U_w = -\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{L}{T} \\ V_w = \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases} \quad (9)$$

因此问题的关键在于对未知量 L 、 $a(n)$ 的确定, 一般采用最小二乘法或者伽辽金方法求解, 但鉴于误差函数 E 关于 L 、 $a(n)$ 为非线性函数, 故需要将其线性化, 通过数值摄动程序来确定 L 、 $a(n)$, 本文采用最小二乘法求解, 即:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial L} = 0 \\ \frac{\partial E}{\partial a(n)} = 0 \end{cases} \quad (10)$$

需要注意的是, 在摄动求解方程时, 一般先从 E_2 的收敛性出发, 但其中涉及预测高程 η_p 。令(5)中 $z = \eta_p$, 则预测自由面高程 η_p 可以由下列公式给出:

$$\eta_p = \frac{T}{L} \left[\psi_{\eta_p} - \sqrt{g/k^3} \sum_{n=1}^N a(n) \frac{\sinh(nk\eta_p)}{\cosh(nkh)} \cos(nkx) \right] \quad (11)$$

其中 ψ_{η_p} 表示与预测高程对应的流函数常数。

1.2 风应力的分解

通过波浪分离方法(NSFM)得到时均速度、波生速度以及紊动速度后, 结合一般风应力的表达式可以将其分解成不同的部分(Veron et al, 2007):

$$\begin{aligned} \tau_{\text{total}} &= \rho_a u_{a*}^2 = \rho_w u_w^2 \\ &= \tau_{\text{shear}} + \tau_{\text{wave}} + \tau_{\text{turb}} \\ &= \mu_w \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \rho_w \overline{U_w V_w} + \rho_w \overline{U' V'} \end{aligned} \quad (12)$$

其中 τ_{total} 、 τ_{shear} 、 τ_{wave} 、 τ_{turb} 分别表示总风应力、剪切应力、波生应力以及紊动应力; 下标 a 、 w 分别表示气相和水相, 则 μ_w 表示水动力黏性系数, ρ_a 、 ρ_w 分别为水密度和空气密度, u_{a*} 、 u_{w*} 分别为摩阻风速和水相摩阻流速(如无特别说明, 本文以 u_{a*} 表示摩阻风速); 变量上的横线表示对变量取时均计算值。Longo 等(2012)分别从气相和水相计算了风应力的大小, 结果表明在波浪未发生破碎时二者的结果基本上保持一致。本文从水相计算波生应力的大小, 对比从气相计算的风应力, 分析波生量对于能量输移的作用。

1.3 参数的确定

本节以风浪水槽实验数据为样本, 对不同风速条件下的风浪数据进行了分析。为了分离波流, 有必要提前确定一些参数如 H 、 h 、 T 、 T_f 、 N 。其中, H 、 h 、 T 分别为波高、水深和主波周期, T_f 为截取的小段自由

面高程数据时间长度, 这段数据必须尽可能包含多个主波, 且 T_f 的选取对计算机的 CPU 和内存的要求比较高, 故需要根据实际风浪数据特征给出合适的取值, 本文以至少包含 4 个主波为选择 T_f 的依据。我们将水面高程时间序列数据分割成多个小段进行波流分离, 最后将每段结果连接起来就能得到总的时长范围内的

波流分离结果。本文选取具有风浪趋于稳定状态时的一段时序数据进行分析; 根据 Jiang 等(1990)给出的风浪上限频率, 依据公式 $N/T_f = 11.7\text{Hz}$ 便能够给出傅立叶级数的分量个数 N 。显然, 这些参数的选取直接关系到数值求解的效率以及精度。表 1 给出了不同工况条件下的风浪实验统计数据。

表 1 实验数据统计描述

Tab. 1 Description of experimental data

| 序号 | P/Hz | $U/(m\cdot s^{-1})$ | $U_*/(m\cdot s^{-1})$ | $H_{1/3}/\text{cm}$ | H_{rms}/cm | H_{ave}/cm | T/s | T_f/s | N | A_{c-rms}/cm | A_{t-rms}/cm |
|----|---------------|---------------------|-----------------------|---------------------|---------------------|---------------------|--------------|----------------|-----|-----------------------|-----------------------|
| 1 | 10 | 3.4 | 0.134 | 0.83 | 0.65 | 0.62 | 0.26 | 1.5 | 17 | 0.41 | 0.26 |
| 2 | 15 | 6.1 | 0.363 | 1.80 | 1.42 | 1.32 | 0.30 | 1.5 | 17 | 0.78 | 0.55 |
| 3 | 20 | 7.8 | 0.506 | 2.33 | 1.73 | 1.61 | 0.36 | 1.5 | 17 | 0.94 | 0.81 |
| 4 | 25 | 10.1 | 0.762 | 3.66 | 2.69 | 2.47 | 0.43 | 2 | 23 | 1.55 | 1.16 |
| 5 | 30 | 12.2 | 0.940 | 4.04 | 3.04 | 2.83 | 0.47 | 2 | 23 | 1.89 | 1.78 |
| 6 | 35 | 14.6 | 1.239 | 6.47 | 4.95 | 4.68 | 0.54 | 3 | 35 | 2.74 | 2.56 |

注: P —风机功率; U_∞ —远场风速; U_* —摩阻风速; $H_{1/3}$ —有效波高; H_{rms} —均方波高; H_{ave} —平均波高; A_{c-rms} —均方波峰; A_{t-rms} —均方波谷; T_f —样本数据时间长度。

2 计算结果

限于篇幅, 下文主要给出了表 1 中的工况 1、3、

5 的计算结果。图 1 给出了 3 种风速下趋于稳定状态时的风浪波形。根据傅立叶级数摄动展开, 给定初步参数估计。

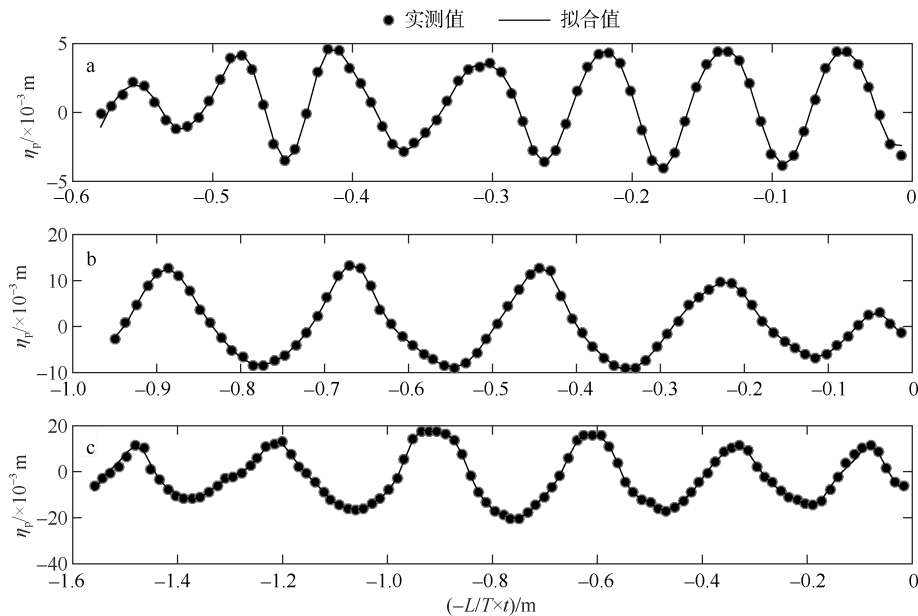


图 1 自由面高程样本片段

a. 10Hz; b. 20Hz; c. 30Hz

Fig. 1 Sample of free surface elevation: a) 10 Hz, b) 20 Hz and c) 30 Hz

Jiang 等(1990)验证了 NSFM 分离技术计算非线性规则波的合理性。而利用 NSFM 在处理类如风浪这样的随机波浪时, 更加有必要进行模型验证。NSFM 方法结合非线性自由面边界条件处理风浪时, 涉及一系列的误差分析检验模型的精度, 通过采取相关的参数预设以及调整, 验证基于实验波浪数据分离波生速度的合理性。图 2 为 NSFM 方法预测的

自由面高程与实验数据的比对, 这里选取了风浪趋于稳定状态下的特征波形数据。显然, NSFM 的计算结果在不同工况条件下均能很好地匹配试验数据, 反映了模型良好的适用性。

上文中(8)式给出了自由面动力边界条件误差和运动边界条件误差, 表 2 给出了全局误差和局部误差的表达式。不同工况条件下的计算误差如图 3 所示。

从图3可以看出,随着风速的增大,采用NSFM波流分离的结果误差会逐渐增大,这主要是因为当

风速逐渐增大时,风浪的数量级也呈现几何倍数的增长,合适的波浪分段取样(涉及主波个数)以及流

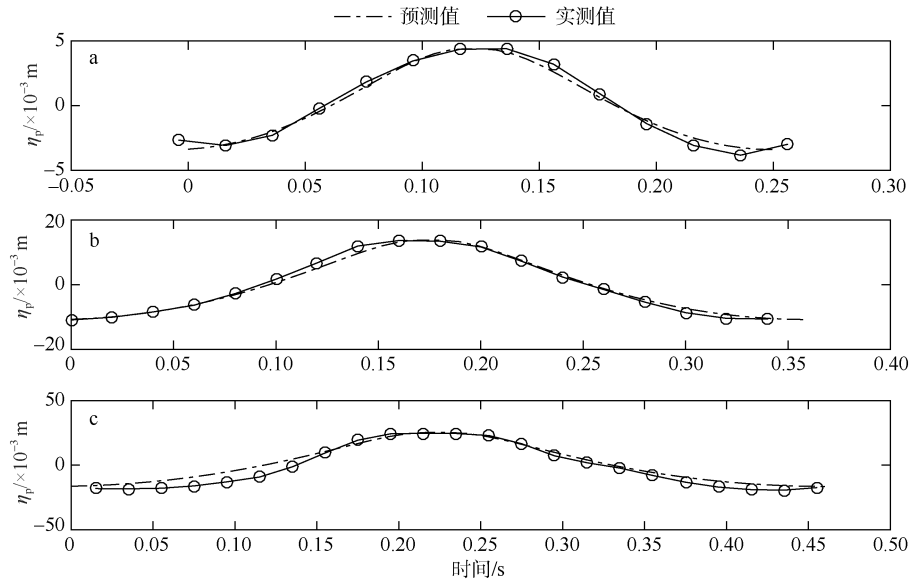


图2 NSFM方法预测的波形与实验数据的比对

a. 10Hz; b. 20Hz; c. 30Hz

Fig. 2 Comparison of predicted waveforms by NSFM method with experimental data: a) 10 Hz, b) 20 Hz and c) 30 Hz

函数阶数的选取对于计算精度有着重要的影响。通过NSFM分离方法分离波生速度场,得到如图4所示的自由面波生速度序列。图4波生速度场的数量级进一步表明,图3所示的误差基本上是可以忽略的,模型计算精度较高,在一定范围内是能够接受的。

表2 边界条件误差

Tab. 2 Boundary condition error

| | 动力边界条件 | 运动边界条件 |
|------|--|--|
| 全局误差 | $E_1 = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k (Q_k - \bar{Q})^2$ | $E_2 = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k (\eta_{pk} - \eta_{mk})^2$ |
| 局部误差 | $\delta_1 = Q_k - \bar{Q}$ | $\delta_2 = \eta_{pk} - \eta_{mk}$ |

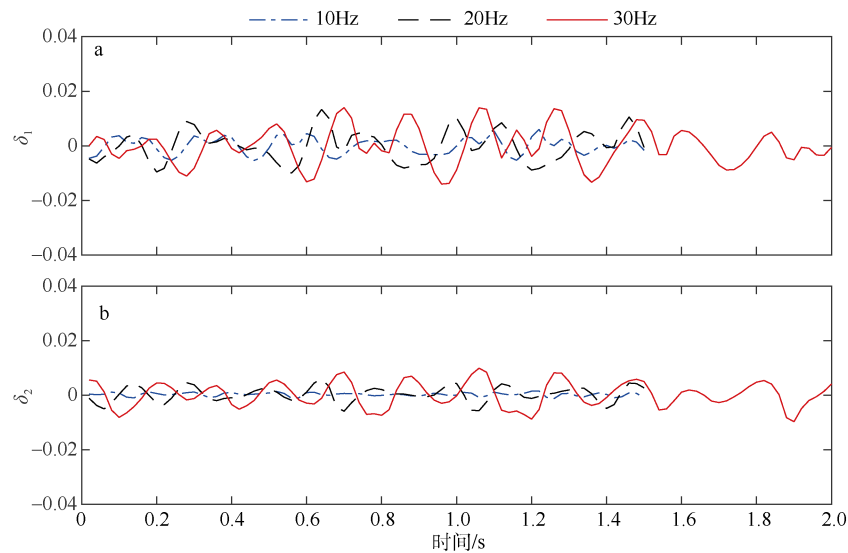


图3 动力边界条件(a)和运动边界条件(b)的局部误差

Fig. 3 Local errors of dynamic (a) and kinematic (b) boundary conditions

关于波生速度水平分量 U_w 和垂直分量 V_w 的偏度和峰度描述,图5给出了波生速度场的相关矩统计,其中 z^+ 为距离水面的无量纲高度($z^+ = zu_w^*/\nu_w$, ν_w

为水的运动黏性系数, u_w^* 为水面摩阻流速)。从图中不难发现,随着距自由面距离的增大,无论是水平分量还是垂向分量,峰度呈一致衰减趋势;但对偏

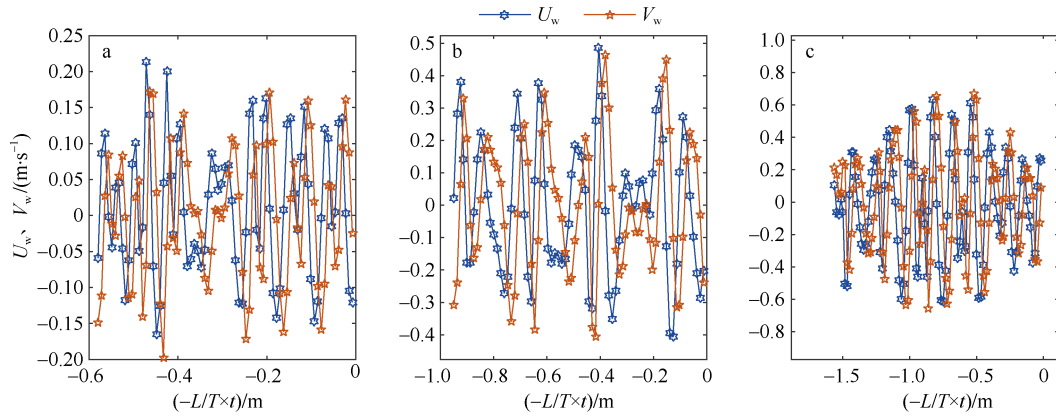


图4 波生速度场

a) 10Hz; b) 20Hz; c) 30Hz

Fig. 4 Wave-induced velocity field: a) 10 Hz, b) 20 Hz and c) 30 Hz

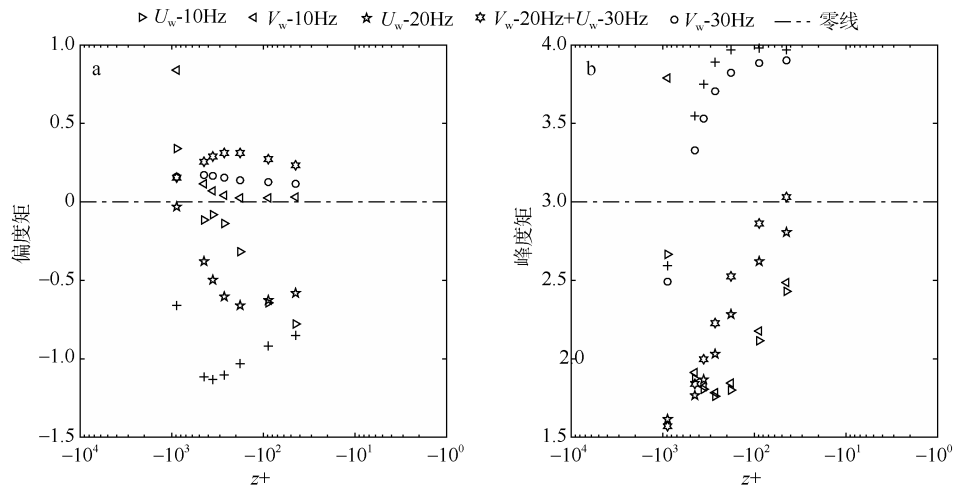


图5 波生速度的矩统计

a. 偏度矩; b. 峰度矩

Fig. 5 Moment statistics of wave-induced velocity: a) skewness moment and b) kurtosis moment

度矩而言,二者并不一致,水平分量变化较大,垂向分量基本保持一致。显然,在同一风速下,当高度变化时,波生速度在二维方向上的差异更多地体现在偏度矩上的差异。当风速改变时,无论是峰度矩还是偏度矩,水平分量和垂向分量均呈现层次性差异。风速增大时,水平分量和垂向分量的峰度矩逐渐增大,甚至出现较大程度的跳跃;另外,水平分量的偏度矩随着风速的增大而变小,垂向分量的偏度矩变化不大,基本维持在零点上方附近。显然,在同一高度下,当风速变化时,波生速度在二维方向上的差异更多的是体现在峰度上的差异。为了分析风浪形成中动量输移机理,对不同风速条件下的波生速度场在二维方向上的关系有必要进行更为细致的分析。

这里采用交叉谱分析方法对计算分离的波生速度的水平分量和垂向分量进行相干性分析(Welch,1967),分析结果如图6所示。众多研究表明,

风浪谱是一个窄频谱,从图6中也可以看出这一点,且谱能量主要集中在低频部分;在低频部分,波生速度的相干性以及相位滞后性随着水深的变化基本保持一致;随着频率的增大,不同高度的波生速度的水平分量和垂向分量间的相干性及相位滞后性迅速增大,显然,随着水深的增大,波生应力迅速减小趋于零;同时,随着风速的增大,主波频率会逐渐减小,同一个水深高度下波生速度的水平分量和垂直分量的相干性和相位滞后性在更大频率范围内保持一致,间接表明了风速越大,风浪越明显,是气水两相间能量输移最直观的体现。

为了进一步分析风浪气液两相交界面处能量输移机制,有必要分析波生应力对总的风应力的贡献大小,进而对风浪形成中能量输移进行解释。图7给出了沿水深不同高程处波生量的变化,其中 $-U_w V_w / u_w^2$ 为波生应力和风应力的比值, z/d 为距离水面的无量纲高度(d 为描述自由面紊动边界层厚度

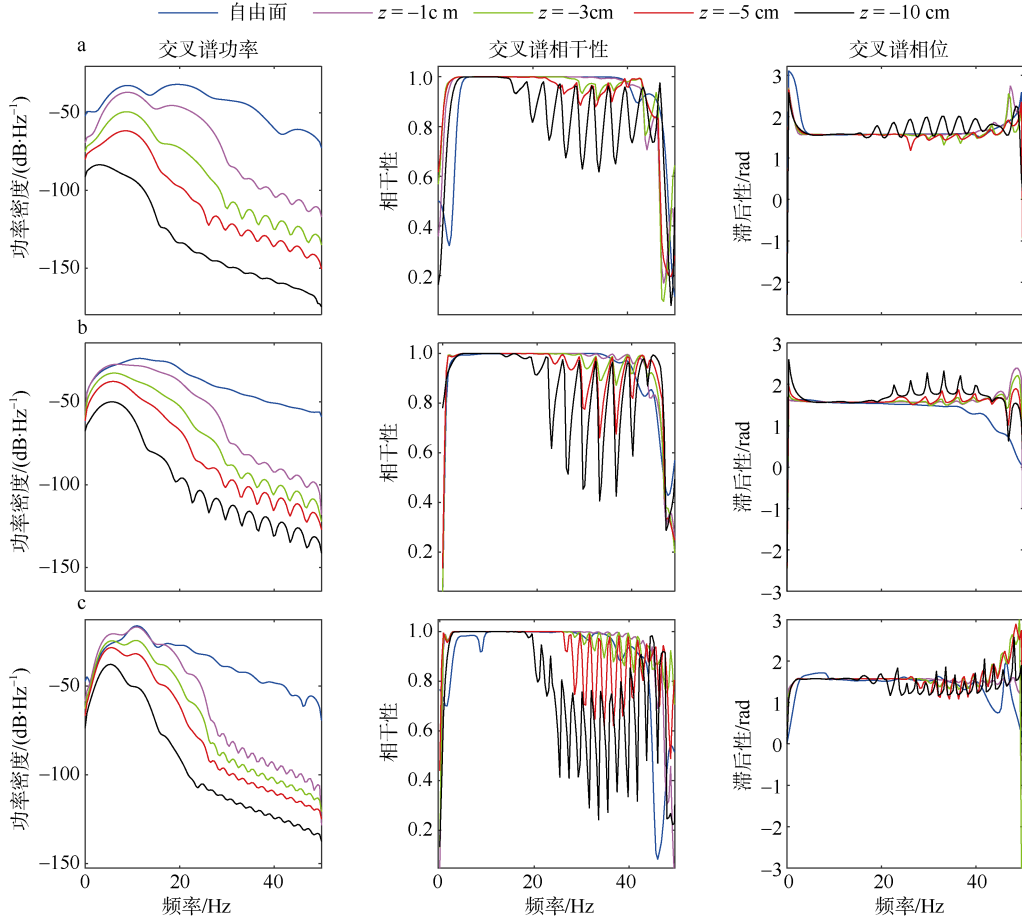


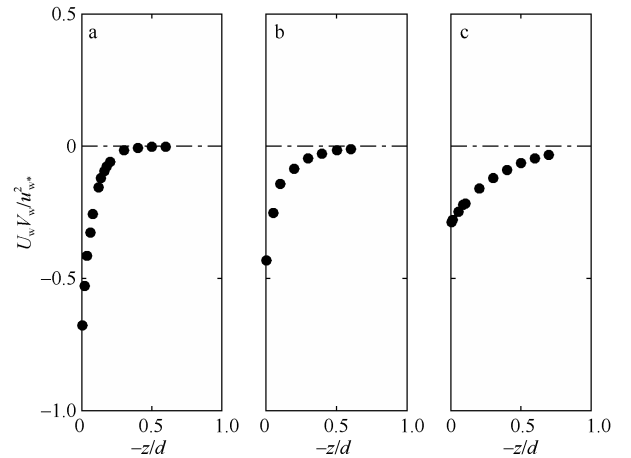
图 6 交叉谱分析

a. 10Hz; b. 20Hz; c. 30Hz

Fig. 6 Cross spectral analysis. a) 10 Hz, b) 20 Hz and c) 30 Hz

的长度尺度)。不难看出, 越远离水面, 波生应力作用越小; 随着风速的增大, 自由面附近波生应力占风应力的比重呈衰减趋势。图 8 给出了自由面波生应力与风速之间的关系, Cheung 等(1988)给出的自由面附近动量输移率同本文的实验数据计算出的结果大体上是一致的, 一定程度上验证了 NSFM 关于风浪波流分离的合理性。但值得注意的是, 采用不同的风浪分离技术会造成计算结果上的差异, Cheung 采用了 LFT 方法计算随机风浪的波生速度, 正如前文中所介绍的, LFT 忽视了波生速度场和紊动速度场之间的相关性。在水面附近, 当风速较小时, 波生应力占据了风应力的主要组成部分, 自由面附近的风应力提供了更多的能量用于波浪的形成发展, 其中紊动应力和剪切应力的作用基本上可以忽略不计; 当风速逐渐增大时, 波生应力同风应力的比值开始变小, 表明自由面附近的紊动作用开始增强, 紊动应力在一定程度上开始作为风应力的主要成分。显然, 随着风速的改变, 波生应力在一定程

度上相较于风应力的比值会产生一定的变化, 这间接反映了自由面附近紊动作用随着风速的增大而逐渐加强。

图 7 $U_w V_w / u_{w*}^2$ 随水深的变化

a. 10Hz; b. 20Hz; c. 30Hz

Fig. 7 Variation of $U_w V_w / u_{w*}^2$ with water depth: a) 10 Hz, b) 20 Hz and c) 30 Hz

3 结论

风浪这一类随机波浪比一般的非线性规则波更为复杂, 没有明确的周期或波形, 采用一般的方法

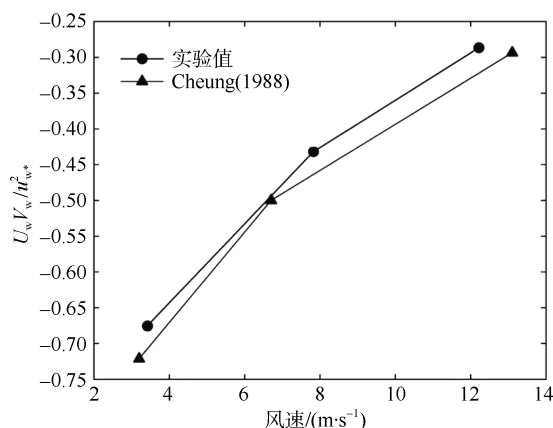


图 8: $U_w V_w / u_{w*}^2$ 在自由面附近与风速的关系

Fig. 8 Variation of $U_w V_w / u_{w*}^2$ with wind speed at air-water interface

会使得计算结果难以收敛。非线性波流分离方法

参考文献 References

- 陈小波, 李静, 陈健云, 2011. 基于流函数理论的近海风机非线性波浪荷载计算[J]. 湖南大学学报(自然科学版), 38(3): 22–28. CHEN XIAOBO, LI JING, CHEN JIANYUN, 2011. Calculation of the nonlinear wave force of offshore wind turbine based on the stream function wave theory[J]. Journal of Hunan University (Natural Sciences), 38(3): 22–28 (in Chinese with English abstract).
- 邵钰清, 许成顺, 2014. 基于流函数理论的波浪非线性及洋流作用下动力特性研究[J]. 中国海洋平台, 29(5): 21–28. SHAO YUQING, XU CHENGSHUN, 2014. Study on wave nonlinearity and dynamic characteristics under currents on stream function theory[J]. China Offshore Platform, 29(5): 21–28 (in Chinese with English abstract).
- BENILOV A Y, FILYUSHKIN B N, 1970. Application of methods of linear filtration to an analysis of fluctuations in the surface layer of the sea[J]. Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 6: 810–813.
- CHEUNG T K, STREET R L, 1988. The turbulent layer in the water at an air-water interface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 194: 133–151.
- DEAN R G, 1965. Stream function representation of nonlinear ocean waves[J]. Journal of Geophysical Research, 70(18): 4561–4572.
- FENTON J D, 1999. Numerical methods for nonlinear waves[J]. Coastal and Ocean Engineering, 5: 241–324.
- JIANG J Y, STREET R L, KLOTZ S P, 1990. A study of

(NSFM)结合了非线性的波浪动力边界调节和运动边界条件, 在处理波浪这一类随机波时更符合实际情形, NSFM通过摄动求解找寻最优解, 能达到较高的计算精度。

通过 NSFM 分离出波生速度场的交叉谱分析表明: 风浪谱是一个窄频波谱, 随着距离水面的距离增大, 波生应力迅速减小; 随着风速的增大, 二维风浪波生速度的水平分量和垂直分量的相干性和相位滞后性在更大的频率范围内保持一致, 能量分布更为集中。

风浪动量输移涉及波浪、层流以及紊动等多方面的影响。风速较小时, 波生应力基本近似等于风应力, 此时自由面附近的紊动作用以及剪切作用基本上可以忽略不计。风速增大时, 波生应力仍占据风应力的主要组成部分, 只是此时自由面附近的紊动作用开始逐渐增强, 不能够再轻易忽略紊动应力以及剪切应力对风浪的影响。显然, 随着风速的变化, 自由面附近的能量输移会越来越受到紊动作用的影响。

wave-turbulence interaction by use of a nonlinear water wave decomposition technique[J]. Journal of Geophysical Research, 95(C9): 16037–16054.

LIN J T, GAD EL HAK M, 1984. Turbulent current measurements in a wind-wave tank[J]. Journal of Geophysical Research, 89(C1): 627–636.

LONGO S, CHIAPPONI L, CLAVERO M, et al, 2012. Study of the turbulence in the air-side and water-side boundary layers in experimental laboratory wind induced surface waves[J]. Coastal Engineering, 69: 67–81.

PIERELLA F, STENBRO R, OGGIANO L, et al, 2017. Stream function wave embedment into linear irregular seas: a new method based on the Hilbert transform[C]//Proceedings of the 27th International Ocean and Polar Engineering Conference. San Francisco, California, USA: International Society of Offshore and Polar Engineer, 17: 454.

THAIS L, MAGNAUDET J, 1995. A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves[J]. Journal of Geophysical Research, 100(C1): 741–755.

VERON F, SAXENA G, MISRA S K, 2007. Measurements of the viscous tangential stress in the airflow above wind waves[J]. Geophysical Research Letters, 34(19): L19603.

WELCH P, 1967. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified Periodograms[J]. IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics, 15(2): 70–73.