



## 论文

# 风波水气界面湍流涡旋结构研究

李佳佳, 陈春刚\*, 肖锋

中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190

\* 联系人, E-mail: cgchen@imech.ac.cn

收稿日期: 2011-02-12; 接受日期: 2011-05-18; 网络出版日期: 2011-07-05

国家自然科学基金(批准号: 10902116)和中国科学院创新项目(批准号: KJCX2-YW-L04)资助

**摘要** 采用有限体积方法和自由界面捕捉格式, 发展了基于单流体模型的水气两相流数值仿真模型. 所用的对流格式具有良好的数值黏性, 不仅能够有效地保证在密度不连续和具有奇异源项条件下的计算稳定性, 还可“隐式”地模拟亚网格尺度湍流的黏性效应. 作为该领域的探索性研究, 我们模拟了风驱动水面波(风波)的发生和发展过程, 研究了水气两相流空气侧涡旋运动的发展演变规律. 揭示了自由界面附近空气侧涡旋的主要结构特点, 涡旋结构与雷诺应力的相互关系, 以及两相流中流向涡输运过程的主要特征, 并与单相槽道平壁湍流进行了对比分析.

**关键词** 单流体模型, 风波, 两相湍流, 自由界面, 涡旋结构, 槽道流

**PACS:** 47.11.Df, 47.27.ep, 47.55.Ca

伴随水气界面相互作用的湍流运动是自然界和工程领域普遍存在的流动现象, 然而其特有的复杂性给通常的理论和实验研究带来了根本性的困难, 导致人们至今还不能很清楚地理解其形成和演变机理.

Jeffreys<sup>[1]</sup>, Miles<sup>[2]</sup>提出了不同的理论模型, 用来描述水气界面的相互作用机制. Yoshikawa等人<sup>[3]</sup>, Komori等人<sup>[4]</sup>利用水槽风洞等设备对水气界面的湍流运动进行了实验观测. 然而由于实验仪器的限制以及水波界面的瞬变特征, 目前还很难通过实验得到水气界面附近流场的准确数据. 随着计算机硬件和计算流体力学数值方法的快速发展, 数值试验已成为研究此问题的重要手段, 并在近年形成该领域的热点. 迄今为止, 大多数数值模拟研究, 如: Sullivan等人<sup>[5]</sup>, Tsai等人<sup>[6]</sup>均假定水气界面波按给定的波形

和波速进行变化, 并以其作为边界条件研究气或水的单相流动. 这样的假设大大简化了数值模型, 但在计算过程中没有考虑水气互耦合作用. 在为数不多的直接考虑水气耦合作用的数值模拟研究中, 如: Lombardi等人<sup>[7]</sup>, Liu等人<sup>[8]</sup>, 在假定界面始终保持平面运动的前提下, 考虑了水气之间的相互作用, 模拟了水气边界层的湍流运动. Fulgosi等人<sup>[9]</sup>采用界面运动贴体坐标, 并通过界面上的速度及应力等边界条件连接耦合水气两相, 模拟了小振幅界面波附近的湍流结构. Lin等人<sup>[10]</sup>也对两相湍流进行了直接数值模拟, 但在界面附近对边界条件进行了线性化处理. 这些研究所采用的数值模型, 均限于界面变化较小的情形, 无法扩展到有界面破碎及有气泡等界面大变形的情况.

引用格式: 李佳佳, 陈春刚, 肖锋. 风波水气界面湍流涡旋结构研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 980-994

Li J J, Chen C G, Xiao F. Study on vortex structure near wind-driven air-water interfaces (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2011, 41: 980-994, doi: 10.1360/132011-156

本研究采用固定网格下的单流体模型, 对瞬变的自由界面进行捕捉, 再用统一的数值模式对界面两侧的水气两相进行直接计算. 因此, 不必通过显式的边界条件就可以自动实现两相间的耦合. 本研究使用的算法具有较好的计算稳定性和效率, 并且可以直接处理包括波破碎和气泡卷入等大变形界面的物理过程. 本文模拟了风驱动水面波(风波)的发生和发展过程, 并重点讨论了空气中涡旋运动发展演变特征.

### 1 数值仿真方法

本研究采用单流体模型, 将水气两相用统一的数值模型进行描述. 对不可压缩流动, 采用如下的控制方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + g_i - n_i \frac{\sigma}{\rho} \kappa \delta, \\ \frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $(x_1, x_2, x_3)$ 是笛卡尔坐标系;  $\mathbf{u}=(u_1, u_2, u_3)$ 为速度矢量;  $c$ 为VOF函数, 代表控制体积内水的体积分量;  $p, \rho, \mu$ 分别为压力, 密度和动力黏性系数;  $\sigma=0.073$ 为表面张力系数;  $\mathbf{n}$ 为自由界面的单位法向量(由水相指向气相);  $\kappa$ 为界面曲率;  $\delta$ 为计算中引入的界面区域函数;  $g_i(i=1, 2, 3)$ 为重力加速度,  $g_1=0, g_2=-9.8 \text{ m/s}^2, g_3=0$ .

N-S方程采用多矩有限体积VSIAM3格式进行空间离散, 用压力投影方法求解不可压流动. 求解过程可参见文献[11,12]. 水气两相自由界面通过VOF方法来捕捉, 可以严格保证水气两相的质量守恒. 数值模拟中, 在每时间步使用THINC方法<sup>[13,14]</sup>求解VOF方程, 捕捉自由界面. 表面张力采用CSF(Continuum Surface Force)模型<sup>[15]</sup>来计算.

数值模拟中需要得到自由界面的几何信息 $(\mathbf{n}, \kappa)$ , Level-set方法在求解界面几何信息方面有较好性能. 为得到Level-set函数 $(\psi)$ , 首先由VOF函数 $c=0.5$ 的等值面确定Level-set函数零等值面, 即自由界面. 再通过Level-set函数重新初始化得到各计算单元的

Level-set函数值. 本数值模型的自由界面捕捉综合了VOF和level-set方法, 这种处理方式充分发挥了这两种方法各自的优势.

得到Level-set函数值后, 水气自由界面层的厚度由Heaviside函数给出:

$$H_\alpha(\psi) = \frac{1}{2} \max \left\{ -1, \min \left[ 1, \frac{\psi}{\alpha} + \frac{1}{\pi} \sin \left( \frac{\pi \psi}{\alpha} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

其中,  $\alpha$ 为自由参数, 本研究中取最大网格距的两倍.

在水气界面层中, 物性参数(密度和动力黏性系数)通过以下公式计算

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_l + \rho_g) + (\rho_l - \rho_g)H_\alpha(\psi), \quad (3)$$

$$\mu = \frac{1}{2}(\mu_l + \mu_g) + (\mu_l - \mu_g)H_\alpha(\psi), \quad (4)$$

其中, 下标 $l$ 和 $g$ 分别代表水相和气相.

自由界面的法方向与曲率由Level-set函数计算, 分别为

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|} \quad (5)$$

和

$$\kappa = \nabla \cdot \mathbf{n}. \quad (6)$$

根据CSF模型计算表面张力, 需要定义具有有限宽度的函数 $\delta$ . 参考文献[16], 按以下公式选取

$$\delta = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{\pi \psi}{\alpha} \right) \right], & |\psi| < \alpha, \\ 0, & \text{Otherwise.} \end{cases} \quad (7)$$

上述数值模拟算法已在水气两相流问题求解中获得了成功应用. 如文献[12]中算例所示, 该模型的计算精度和鲁棒性已得到充分验证, 为本文研究工作提供了可靠保证.

应用单流体模型研究自由界面湍流特性, 界面附近的网格分辨率对计算结果起着关键性作用, 必须在界面附近使用高密度网格, 因此高效的大规模并行计算对研究十分重要. 上述数值模型已完成高效的并行化处理, 文献[17]对本模型的并行效率进行了分析, 在数千核规模的超大集群上已取得理想的并行效率.

对于含有自由界面的单流体直接两相计算模式来讲, 如何建立可靠的湍流模型, 仍是一个尚未解决的难题. 其困难主要来自两个方面:

- (1) 自由界面附近密度等物理场存在很强的不

连续性以及奇异源项, 采用传统的中心差分和亚网格湍流模型为基础的大涡模拟计算模型容易出现计算不稳定;

(2) 界面附近流场存在很强的各向异性特征, 大涡模拟的物理基础有待重新建立.

为此, 在本文的数值模型中使用了“隐式”大涡模拟方法. 该方法利用计算格式本身内在数值黏性取代显式亚网格湍流模型, 已在复杂湍流模拟领域取得了成功应用<sup>[18]</sup>. Xiao 和 Yabe<sup>[19]</sup>提出了 CIP-CSL3 格式, 该格式的优越性之一是存在一个灵活可调的插值参数(控制体积中点导数), 改变该参数可以有效控制数值格式内在数值黏性. Chen 和 Xiao<sup>[20]</sup>利用 CIP-CSL3 算法对一维 Burgers 湍流进行了“隐式”计算, 验证了使用 CIP-CSL3 算法进行隐式大涡模拟的有效性. 本文在下一节对槽道湍流进行模拟, 进一步验证基于 CIP-CSL3 对流格式的隐式大涡模拟方法.

## 2 槽道平壁湍流数值仿真

本节使用 VSIAM3 算法对槽道平壁湍流进行计算. 槽道平壁湍流已有较多直接数值模拟(DNS)数据库可用, 通过与参考 DNS 数据对比湍流统计量仿真结果, 可以了解算法的数值特性, 验证 VSIAM3“隐式”湍流模拟的可靠性.

考虑后续两相湍流模拟的实际需求, 以下对壁面雷诺数  $Re_\tau=150$  的槽道平壁湍流进行了计算. 计算域取为  $4\pi\delta \times 2\delta \times 3/4\pi\delta$ ,  $2\delta$  为槽道宽度. 使用不同分辨率的网格进行了仿真计算. 参考 DNS 数据取自东京大学湍流与热传导实验室的槽道湍流数据库(网址: <http://www.thtlab.t.u-tokyo.ac.jp>).

图 1 所示为不同分辨率网格上流向平均速度与 DNS 数据的对比. 在粗网格  $40 \times 70 \times 40$  上, 平均速度分布在线性区与 DNS 吻合较好, 但在对数区明显大于 DNS 数据, 这说明由于网格分辨率不足, 对流格式的数值黏性大于亚网格黏性模型所需耗散. 随网格分辨率的增加, 在  $90 \times 110 \times 90$  网格上, VSIAM3 算法具有适当的数值黏性, 数值仿真结果极大改善, 与 DNS 数据吻合理想. 继续加密网格, 使用  $100 \times 150 \times 100$  的分辨率, 仿真结果有进一步改善. 图 2 给出雷诺应力仿真结果与 DNS 数据的比较.

隐式大涡模拟利用数值格式内在的黏性模拟亚网格尺度的黏性效果, 对于复杂湍流流动的模拟是

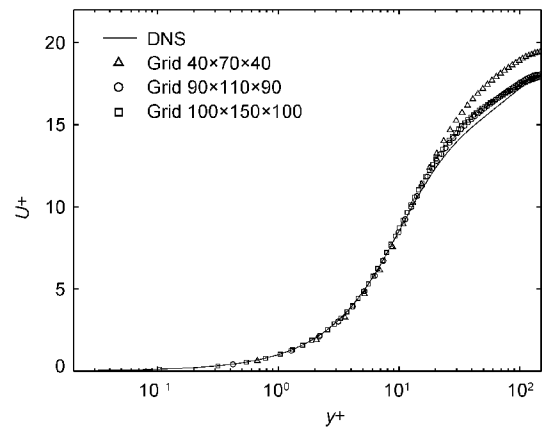


图 1 不同分辨率网格上流向平均速度计算结果  
Figure 1 Numerical results of mean-velocity profile on grids with different resolutions.

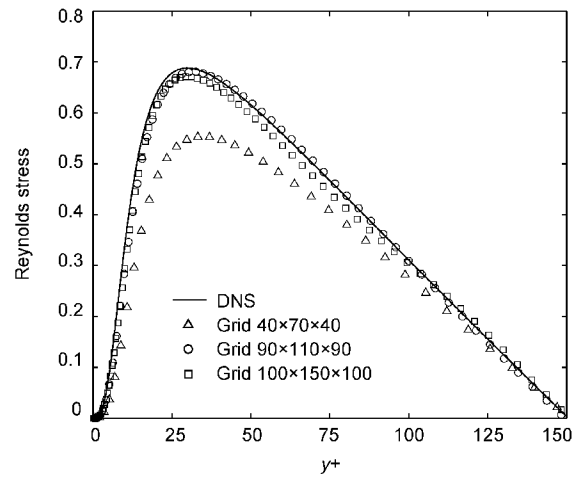


图 2 不同分辨率网格上雷诺应力计算结果  
Figure 2 Numerical results of Reynolds stress on grids with different resolutions.

一条有效可行的途径<sup>[18]</sup>. 隐式大涡模拟的计算结果在很大程度上依赖于所使用的数值格式, 从总体上看, VSIAM3 算法中所包含的隐式黏性与通常的亚网格黏性湍流模型具有相似的特征. 在保证一定的网格分辨率基础上, VSIAM3 数值格式固有的数值黏性可以有效地替代显式的亚网格湍流黏性模型, 获得正确的计算结果.

## 3 风波水气界面湍流数值仿真

数值仿真研究的物理问题及计算参数如下所述: 计算区域取  $2\pi\delta \times 2\delta \times 3/2\pi\delta$  ( $\delta=0.02$  m); 初始水气界

面为平面, 位于  $y=0.02\text{ m}$  处; 界面以上为空气,  $\rho_g=1.18\text{ kg/m}^3$ ,  $\mu_g=1.86\times 10^{-5}\text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ ; 界面以下为水,  $\rho_l=996.6\text{ kg/m}^3$ ,  $\mu_l=1.0\times 10^{-3}\text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ ; 空气流速取  $2.2\text{ m/s}$ , 相应雷诺数为  $Re=2791$ ; 计算网格为取  $154\times 252\times 128$ . 计算模型如图 3 所示. 流向, 展向为周期边界条件; 顶部, 底部为自由滑移边界条件, 相当于取水深和空气高为无限, 使得顶部和底部不存在速度梯度, 可消除由于边界所带来的影响. 同时计算了相同雷诺数下的槽道平壁湍流(介质为空气, 中心最大平均速度  $2.2\text{ m/s}$ ), 所得仿真结果将用于后续对比研究.

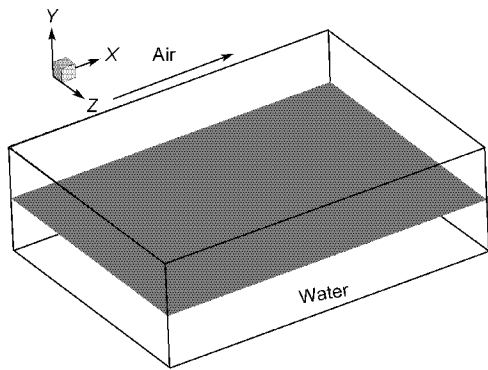


图 3 风波水气自由界面仿真对象示意图  
Figure 3 Schematic diagram of numerical simulation.

初始时刻水面为平面, 空气侧初始速度场取槽道平壁湍流计算结果, 水面附近速度很小. 此后, 由于湍流脉动和界面剪切力的共同作用, 水面开始产生扰动. 随着扰动不断增大, 自由界面形成不规则的水面. 数值试验中展向采用了周期边界条件, 波面逐渐发展成为与主流方向具有一定倾角的二维占优波形, 这与 Kunugi 等人<sup>[21]</sup>的结果相似. 根据流场特征, 分析中将风波发展过程分为湍流主导期和波主导期两个阶段进行研究, 并进行了对比分析.

流场中涡量相关函数是判断湍流是否充分发展的重要依据. 图 4 所示为  $t=2\text{ s}$  后流场中不同高度处, 即  $y=0.017\text{ m}$ (水侧)和  $y=0.025\text{ m}$ (气侧), 沿流向和展向的涡量相关函数. 可见, 计算中涡量相关函数均趋近于零, 说明水气两相里湍流已充分发展, 进入湍流主导期. 此外, 值得注意的是空气侧相关函数趋于零的速度要低于水侧, 这说明空气中湍流度大于水中.

图 5 所示为风波两相湍流向平均速度分布情况. 空气顶部的速度最大值是  $2.2\text{ m/s}$ , 与设定来流速度保持一致. 速度曲线与 Kunugi 等人<sup>[21]</sup>所给结果相似, 不同的是本计算中水底部有  $0.4\text{ m/s}$  左右的速度, 说明水底部流场已经充分发展起来.

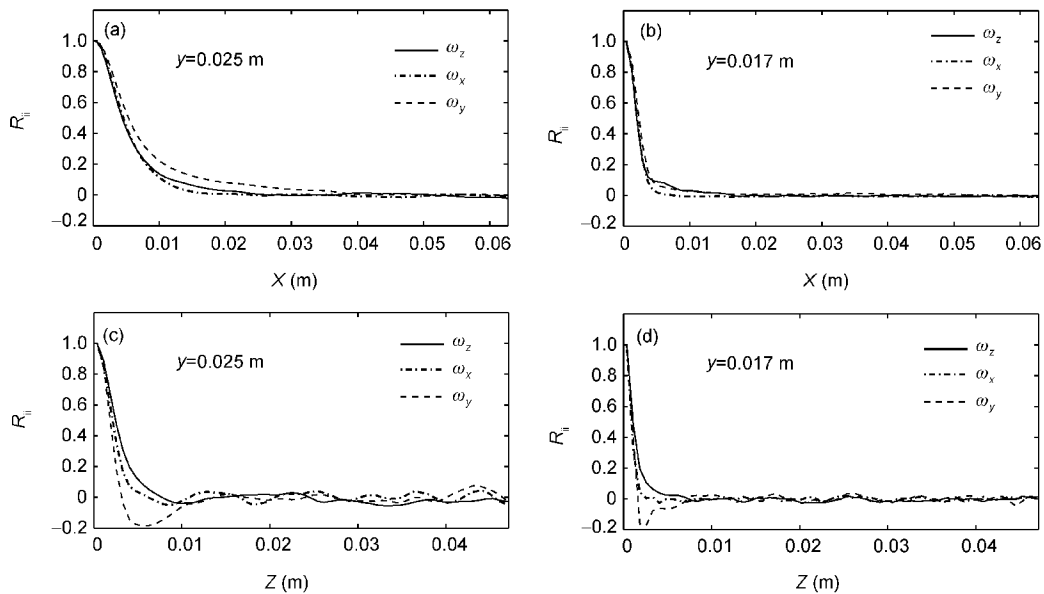


图 4 涡量相关函数

(a) 为流向气侧, (b) 为流向水侧, (c) 为展向气侧, (d) 为展向水侧

Figure 4 Vorticity correlations. (a) Streamwise air flow, (b) streamwise water flow, (c) spanwise air flow, (d) spanwise water flow.

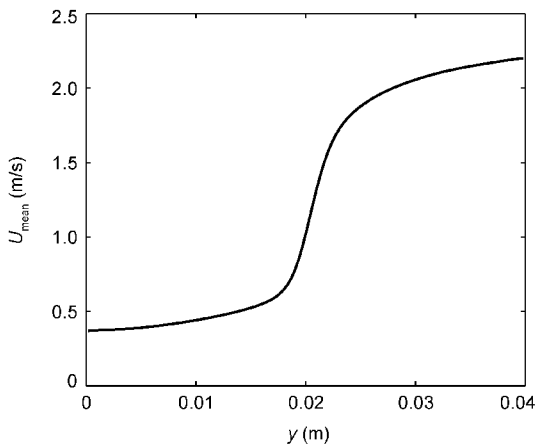


图5 风波两相湍流流向平均速度

Figure 5 Mean-velocity profile of wind-driven flow.

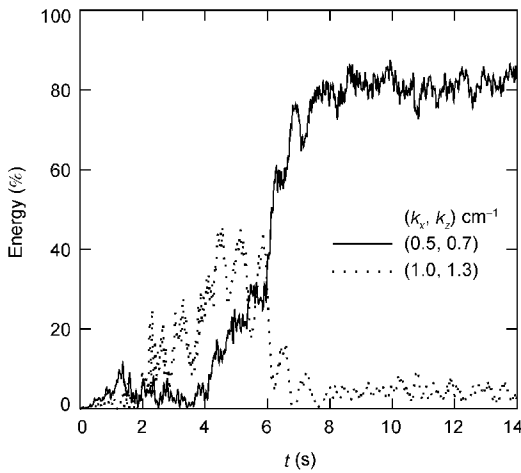


图6 波面发展过程中主导波分布

Figure 6 Dominant components of wind-driven wave in different stages.

图6给出了风波发展过程中主导波长分布情况. 在风波发展的不同阶段出现了两种主导波, 分别是  $(1.0, 1.3) \text{ cm}^{-1}$  (湍流主导期) 和  $(0.5, 0.7) \text{ cm}^{-1}$  (波主导期). 研究中通过数值模拟得到的主导波长(流向)大约为  $6\sim 13 \text{ cm}$ . Kahma 和 Donelan<sup>[22]</sup> 在实验中测得: 当风速低于  $4 \text{ m/s}$  时主导波长约为  $7\sim 10 \text{ cm}$ ; Lin 等人<sup>[10]</sup> 通过数值模拟发现在风波发展过程中主导波长约为  $8\sim 12 \text{ cm}$ . 本研究的仿真结果与文献中报道的相关结论保持一致.

图7为主导波  $(0.5, 0.7) \text{ cm}^{-1}$  振幅随时间发展变化情况. 可以看到在二维波发展期, 主导波的振幅增长与计算时间呈指数关系, 这与 Miles<sup>[21]</sup> 中理论分析相符.

此外, 从图6和7中都可以看到: 在计算时间超

过  $8 \text{ s}$  后, 主导波能量比与振幅基本已达到平衡, 此时风波已经进入了发展成熟期.

对风波自由界面湍流计算了其风浪界面位移能量谱密度函数. 图8所示为波主导期的计算结果. 文献[23~25]指出风波发展过程中在能量谱平衡区有随频率按  $10^{-4}$  减小的规律, 这是风波充分发展后的一个主要标志, 本文的数值仿真结果重现了这一规律.

## 4 风波水气界面涡旋结构的主要特征

### 4.1 风波涡旋结构的识别

基于速度梯度张量  $\nabla u$  识别涡区, 已提出多种不

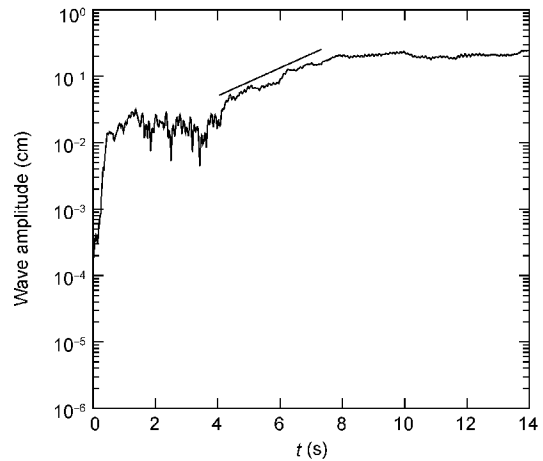


图7 主导波振幅随时间增长变化

Figure 7 Time history of amplitude increase of dominant component of wind-driven wave.

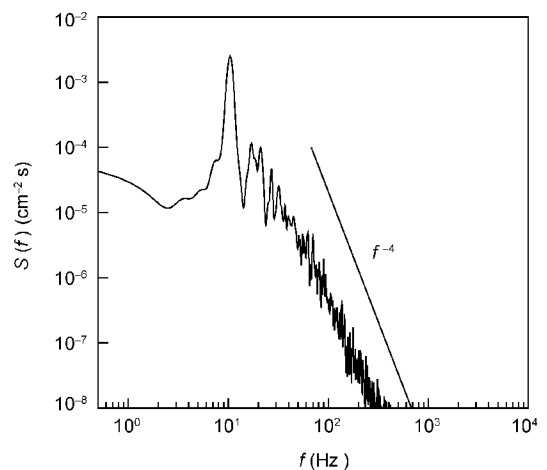


图8 风浪自由界面位移能量谱密度函数

Figure 8 Power spectrum of wind-driven wave.

同准则. Hunt等人<sup>[26]</sup>提出以速度梯度张量的第二不变量  $Q>0$  分辨涡旋, 其中

$$Q = \frac{1}{2}(\|\boldsymbol{\Omega}\|^2 - \|\boldsymbol{S}\|^2), \quad (8)$$

$\boldsymbol{S}$  和  $\boldsymbol{\Omega}$  分别为速度梯度张量的对称与反称部分, 即

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (9)$$

和

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i}). \quad (10)$$

Jeong 和 Hussain<sup>[27]</sup>提出了以张量  $\boldsymbol{S}^2 + \boldsymbol{\Omega}^2$  的特征值来判别涡旋的准则, 认为该对称张量有两个负特征值时对应区域属于涡区. 研究中分别对两种准则计算了概率密度函数, 对当前问题应用两种准则差别甚微, 以下分析采用基于第二不变量  $Q$  的分辨准则.

水气自由界面的存在及其变化引起了流场中,

特别是界面附近处, 涡结构的本质变化. 在风波发展的不同时期, 从图 9(a)和(b)中均可观察到两相湍流场内主要有准流向涡, 展向涡及马蹄涡. 风波发展成熟后涡旋分布与波面形状密切相关, 强度大的涡量沿展向呈现一种“带状”分布, 在波峰后会出现复杂涡旋结构. 同槽道平壁湍流(图 9(d))相比, 湍流主导期流场局部放大图(图 9(c))清楚地显示了由于水面的波动和流动, 自由界面上附有展向涡. 在两相湍流中出现的展向涡旋结构与界面上方空气强剪切运动密切相关, Komori<sup>[4]</sup>在实验中也观察到这种涡旋结构, 称之为界面附近的有序运动. 这是一种完全不同于槽道平壁湍流壁面的涡结构, 在标量输运过程中起着重要作用(分析详见下文).

### 4.2 涡量脉动量特征

图 10(a)是湍流主导期两相湍流涡量脉动均方值

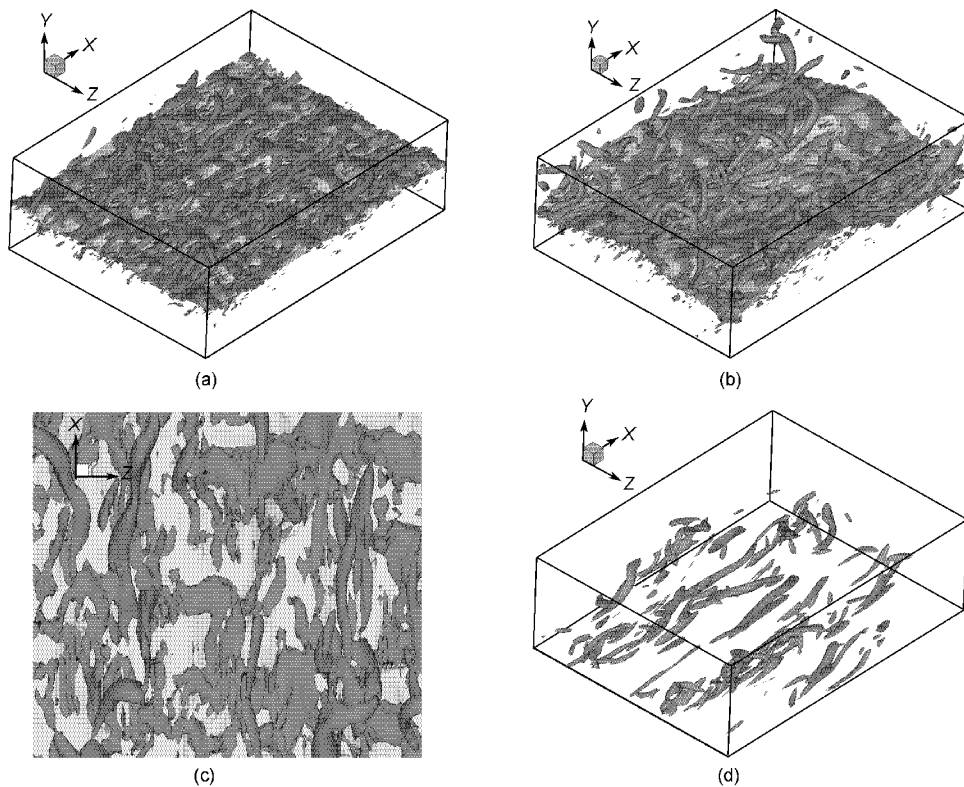


图9 流场涡旋结构

(a) 湍流主导期两相流( $Q=10000 \text{ s}^{-2}$ ), (b) 波主导期两相流( $Q=4000 \text{ s}^{-2}$ ), (c) (a)图的局部放大, (d) 槽道平壁湍流

Figure 9 Vortex structures. (a) Two-phase flow in turbulence-dominated stage ( $Q=10000 \text{ s}^{-2}$ ), (b) two-phase flow in wave-dominated stage ( $Q=4000 \text{ s}^{-2}$ ), (c) partial enlarged view of (a), (d) channel flow.

(rms)随高度变化情况, 图中显示界面处涡量脉动均方值波动很大, 且界面处垂直方向的涡量脉动均方值明显小于其它方向. 说明界面处垂直涡量较弱, 与图 9(a)流场可视化中主要是准流向涡和展向涡相对应. 图 10(b)是空气侧涡量脉动均方值与槽道平壁湍流的对比, 通过比较可以看出: 将槽道平壁湍流下部固壁边界换成自由水面后, 流向的涡量脉动均方值变化最大(未发现先急剧减小而后增大的变化趋势), 界面附近流向涡结构彻底改变; 槽道平壁湍流底部固壁边界使得垂直方向的涡量脉动为零, 而两相湍流不为零; 在槽道平壁湍流中垂直方向的涡量脉动均方值随高度增加很快超过流向值, 而两相湍流中流向值则一直高于垂向值, 且三者趋于接近的速度比槽道湍流快得多, 两相湍流中涡量脉动变化比槽道湍流更加集中于一个较窄区域. Fulgosi 等人<sup>[9]</sup>通过数值模拟发现水面波动对湍流有抑制作用. 与此对应, 从图 10(b)的对比也可发现两相湍流涡脉动量均方值在大部分区域比槽道平壁湍流小. 图 10(c)比较了风波发展不同阶段涡量脉动均方值的变化. 由图可知, 在波主导期涡量脉动变小, 但受波面影响更大, 界面附近受影响区域增大. 图中波主导期脉动均方值图像出现了“不对称”分布, 这与波面的波峰与波谷不对称相对应, 在仿真计算中发现水面大部分位于初始界面以下.

### 4.3 涡旋角度特征

从图 9(a)和(b)中可以发现准流向涡与水面呈一定倾角. 以下用涡投影角方法<sup>[28]</sup>对涡旋结构进行分析. 将涡在  $xz$  和  $xy$  平面内投影, 投影角分别记做  $\theta_{xz}$  和  $\theta_{xy}$ , 其中,  $\theta_{xz} = \arctan\left(\frac{\omega_z}{\omega_x}\right)$ ,  $\theta_{xy} = \arctan\left(\frac{\omega_y}{\omega_x}\right)$ , 为了将水面附近的涡倾角区别出来, 在统计中接近水面和远离水面区域分别统计. 在湍流主导期, 水面波动较小, 考虑到最大水面波动约为  $0.1H$  ( $H$  为初始界面高度), 选固定高度  $1.2H$  为界限进行统计. 在波主导期, 水面变化大, 统计中使用变化的界限, 本研究中设定为波面高度加  $0.2H$ .

图 11 是空气侧涡旋投影角概率密度图. 图 11(a) 显示在湍流主导期远离水面处  $\theta_{xz}$  集中在  $180^\circ$ ,  $270^\circ$  和  $360^\circ$ , 这意味流场中主要存在准流向涡和展向涡; 而  $\theta_{xy}$  则主要集中在  $35^\circ$ ,  $210^\circ$ , 说明大多数涡与流向呈

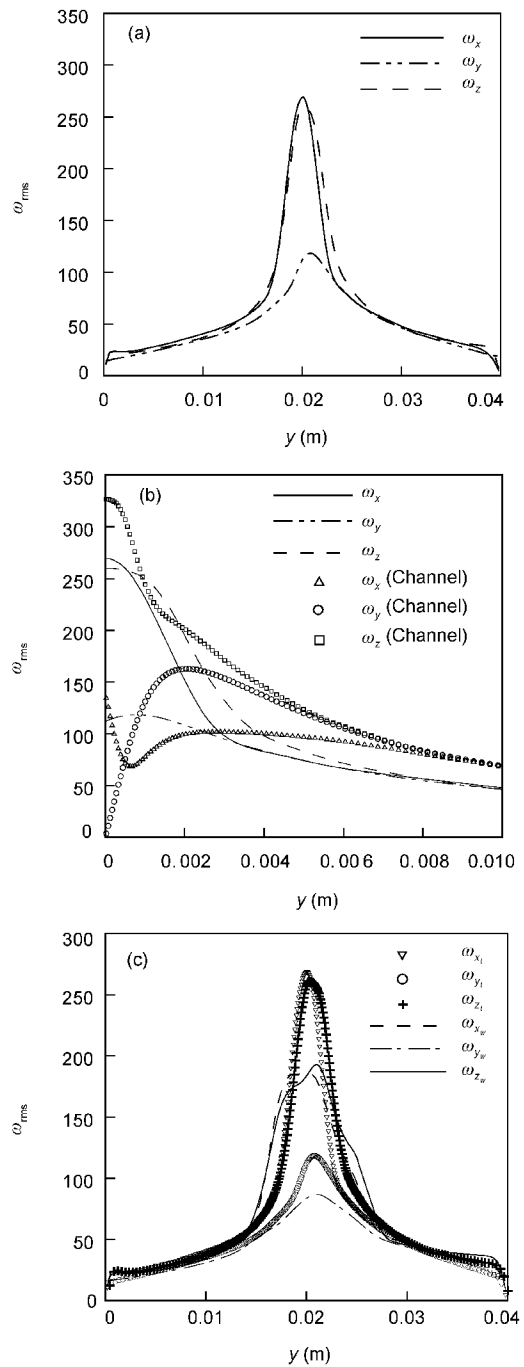


图 10 涡量脉动均方值

(a) 湍流主导期的两相湍流, (b) 两相湍流空气侧与槽道流对比, (c) 风波发展不同时期的对比图, 下标  $t$  代表湍流主导期,  $w$  代表波主导期

Figure 10 Root-mean-square of vorticity. (a) Two-phase flow in turbulence-dominated stage, (b) comparison between air-side results of two-phase flow and channel flow, (c) comparison of wind-driven flow in different stages, subscript  $t$  denotes turbulence-dominated stage, subscript  $w$  denotes wave-dominated stage.

一定的倾角, 且近似为两种反向旋转的涡旋. 在近水面处(图 11(b)所示) $\theta_{xz}$  主要集中在  $270^\circ$ , 说明水面附近涡旋在  $xz$  平面上主要是垂直于流向的, 并且沿  $z$  轴负向; 同时概率密度在  $210^\circ$ 和  $330^\circ$ 也有局部高峰, 表明也存在一些准流向涡; 近水面处 $\theta_{xy}$  主要分布在  $30^\circ$ ,  $210^\circ$ 左右, 与远离水面处相似, 也对应于两种反向涡旋. 总的说来, 湍流主导期空气侧涡旋分布的基本特征是: 涡旋在  $xy$  平面内的投影角基本不变, 波动的水面使得准流向涡的在  $xy$  平面内的投影角集中在一定的角度, 大约为  $30^\circ$ 和  $210^\circ$ ; 近水面区域出现占主导地位的展向涡; 空气中准流向涡成反向旋转涡的概率一样(部分成对反向旋转而构成马蹄涡). 在风波发展成熟期, 形成二维特征占优的波面对涡量的主要倾角影响不大. 此时区别于湍流主导期的主要特点是: 远离界面处(图 11(c))空气中展向涡增多,  $\theta_{xy}$  在  $30^\circ$ 和  $210^\circ$ 处得概率密度有所降低, 而在  $120^\circ$ 和  $310^\circ$ 处有所增加, 说明空气中垂直方向的涡量有一定

增加; 界面附近处(图 11(d))空气侧流场内出现展向涡的概率有所减小, 而出现准流向涡的概率有所增大.

#### 4.4 涡量空间分布特征

为了更好地显示各种涡出现的空间位置, 参考文献[29], 定义:

$$\alpha = \begin{cases} 1, & Q > 0, \\ 0, & \text{Otherwise,} \end{cases} \quad (11)$$

$$\beta_x = \begin{cases} 1, & \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2} > |\omega_z|, \quad |\omega_x| > |\omega_y|, \\ 0, & \text{Otherwise,} \end{cases} \quad (12)$$

$$\beta_y = \begin{cases} 1, & \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2} > |\omega_z|, \quad |\omega_x| < |\omega_y|, \\ 0, & \text{Otherwise,} \end{cases} \quad (13)$$

和

$$\beta_z = \begin{cases} 1, & \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2} < |\omega_z|, \\ 0, & \text{Otherwise.} \end{cases} \quad (14)$$

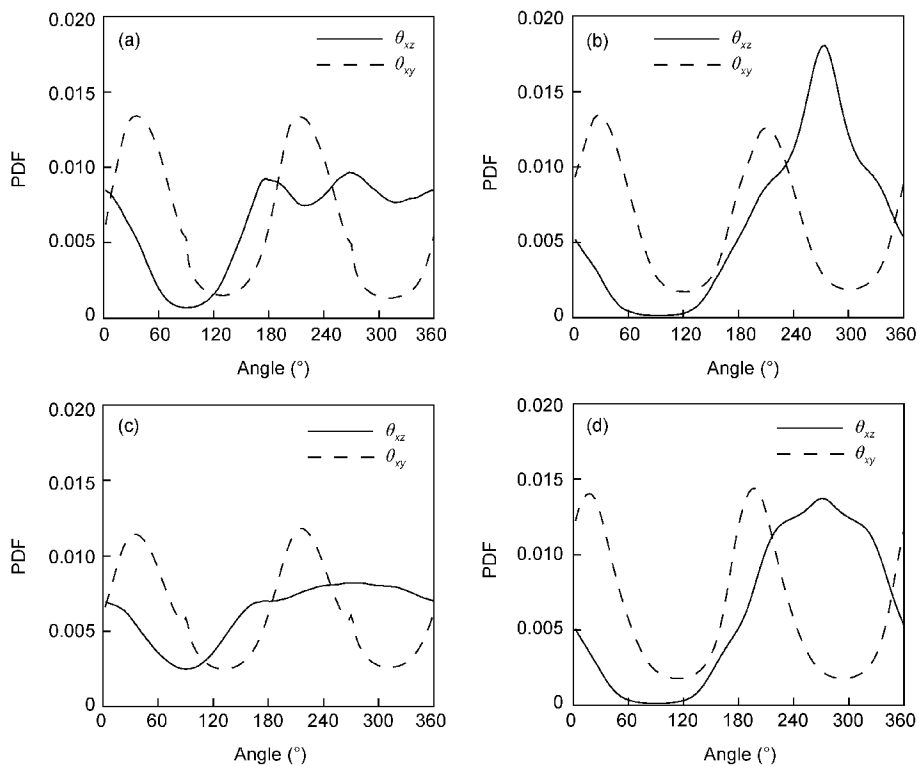


图 11 涡旋倾角分布概率

(a) (b)为湍流主导期, (a) 远离水面处, (b) 近水面处, (c)(d)为波主导期, (c) 远离水面处, (d) 近水面处

Figure 11 Probability distribution of inclination angle of vorticity vector field. (a) (b) Results in turbulence-dominated stage, (a) far from interface, (b) near interface, (c) (d) results in wave-dominated stage, (c) far from interface, (d) near interface.



由以上定义可知  $F_x = \alpha_x \beta_x Q$ ,  $F_y = \alpha_y \beta_y Q$  和  $F_z = \alpha_z \beta_z Q$  分别表示流向涡, 垂直涡以及展向涡在流场所占份量. 考虑到流场中主要是准流向涡和展向涡, 以下对  $F_x$  和  $F_z$  进行分析.

图 12(a)和 12(c)显示强展向涡主要发生在水面较高处. 这是由于空气吹过水波面时在较高处会产生很强的剪切力使其附近产生强剪切涡, 而较低处则相当于缓冲区, 空气速度降低后剪切作用也减弱, 因此展向涡的强度也相对较弱. 此外, 比较图 12(a)和 12(c)可知, 当具有二维特征的波面充分发展后, 波面高强度展向涡概率有所降低. 图 12(b)和 12(d)是展向涡的流向截面图, 该图显示界面附近展向涡是逆时针方向的. 其在由空气向水的物质扩散过程中扮演重要角色, 通过界面的“renewal”涡旋运动空气中的物质不停地被“卷”入水中, 这种对流扩散比物质本身的分子扩散要大得多, 这是水气两相湍流区别于槽道平壁湍流重要特征之一.

图 13 是  $F_x$  的剖面图. 图 13(a)显示大部分准流向涡形成于水面处, 然后随水面改变倾角, 有的延伸到空气中, 有的直接消失于水面. 图 13(c)表明波面充分发展后在波背风处会有较强准流向涡产生. 图 13(b)和 13(d)显示在水面较低处有较强准流向涡的产生. 结合图 13(a)和 13(c), 可以推测部分准流向涡在界面较低处形成然后随界面改变倾角, 最后消失于水面较高处或者延伸到空气中, 这是涡旋在  $xy$  平面投影角在水面附近处和远离水面处比较接近的原因.

## 5 风波水气界面涡旋结构与雷诺应力的关系

雷诺应力与涡旋结构密切相关. 可用 QD 象限法分析涡旋结构. 根据脉动速度符号分为不同象限, 包括: QD1( $u', v' > 0$ ), QD2( $u' < 0, v' > 0$ ), QD3( $u', v' < 0$ )和 QD4( $u' > 0, v' < 0$ ). 其中, QD2 与上抛运动有关, 这种运动将低速流体带到高速区, 而 QD4 与下扫运动相关, 将高速区流体带到低速区, 从而在流场中形成低速和高速条纹区, 也即是流向涡的痕迹.

图 14(a)显示空气中雷诺应力主要来自于 QD2 和 QD4 象限的贡献, 这与文献 Kim 等人<sup>[30]</sup>中槽道平壁湍流分析结论一致. 各象限分量在水面附近处均达到极值, 雷诺应力在约 0.024 m 处达到最大值, 这与湍流猝发和马蹄涡形成有关. 在空气中随高度增加

雷诺应力主要贡献由 QD4 变为 QD2, 也与槽道平壁湍流相似. 图 14(c)显示波面充分发展后对雷诺应力影响的范围变大, 且雷诺应力极大值有所减小, 其它趋势不变. 从图 14(a)和(c)还可看到空气中的雷诺应力比水中大很多, 说明空气中湍流现象更加剧烈. 图 14(b)为槽道平壁湍流和两相湍流空气侧对比分析图. 可以发现两种流动在壁面附近增减趋势相似, 但是气液两相流动由于自由界面存在使得各象限分量和雷诺应力均不为零, 这与水面附近流向涡的增减和强展向涡的出现密不可分. 前一小节已看到由于水面变形使得准流向涡随之变形, 部分从水面较低处延伸到空气中. 空气中准流向涡与水平面成一定倾角, 这相当于水面波动更易于猝发过程中涡的抬升, 导致空气中形成马蹄涡的概率增大. 两相流中雷诺应力极大值更靠近于水面, 而各分量值主要变化也在水面附近, 说明雷诺应力变化由于水面作用而更加集中于水面附近区域, 且可能反向旋转向涡抬升形成的马蹄涡位置要低于槽道平壁湍流. 另外, 在大部分区域槽道平壁湍流的雷诺应力要大于两相湍流, 这说明水面对湍流有抑制作用, 与上节结论一致.

在风波发展不同阶段截取瞬时流场图对涡旋结构与雷诺应力的关系作进一步分析如下.

图 15(a)显示空气中水面附近存在带状条纹, 与 Lin 等人<sup>[10]</sup>在空气黏性层观察到的带状条纹相似. 与之相应图 15(c)中可以看到雷诺应力也出现许多较大值, 说明流场中存在上抛和下扫过程. 而在水侧流向速度图 15(b)没有发现如此明显的带状结构, 同样雷诺应力图 15(d)也没有显示明显的峰值区, 说明类似运动在水中不多, 也不剧烈. 结合图 15(a)和 15(c), 将空气中的高低速条纹和雷诺应力对比分析, 考虑上抛产生低速条纹而下扫产生的是高速条纹, 可知此处 QD2 事件占主导地位, 上抛运动产生的低速条纹对应高雷诺应力区. 当进入充分发展时期, 波面对水与空气的流向速度影响较大, 空气中高速条纹区变宽, 水中也出现对应的高低速区. 对比图 15(e)和(h), 可以发现: 对于成熟风波, 雷诺应力极值与波面高度也存在对应关系.

## 6 流向涡输运过程特征

对动量方程作旋度运算, 可得涡量输运方程

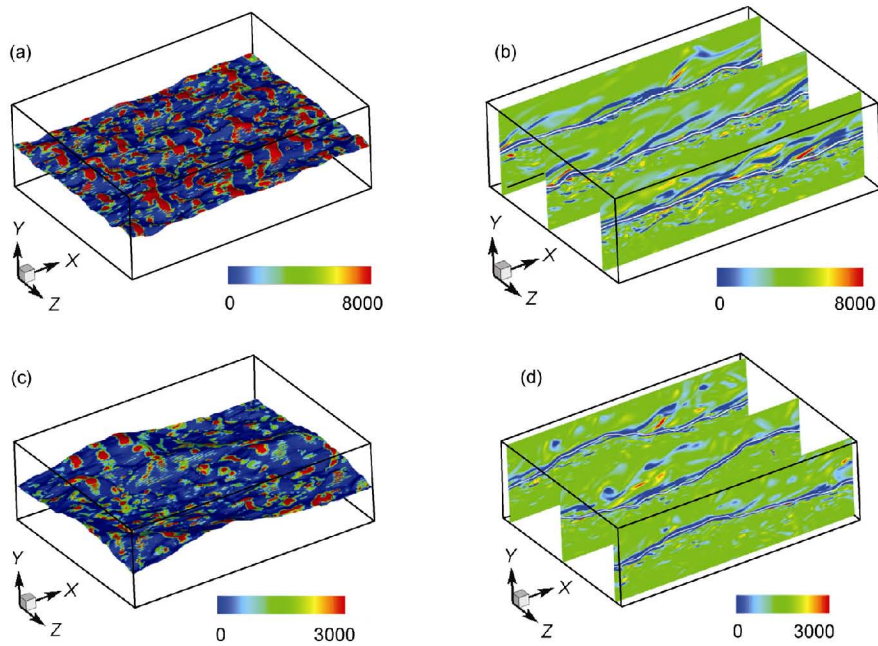


图 12 流场  $F_z$ (a), (c)及 $\omega_z$ (b), (d)示意图

(a)(b)为湍流主导期计算结果, (c)(d)为波主导期计算结果

Figure 12 Schematic diagrams of  $F_z$  (panel (a)(c)) and  $\omega_z$  (panel (b)(d)), (a)(b) results in turbulence-dominated stage, (c)(d) results in wave-dominated stage.

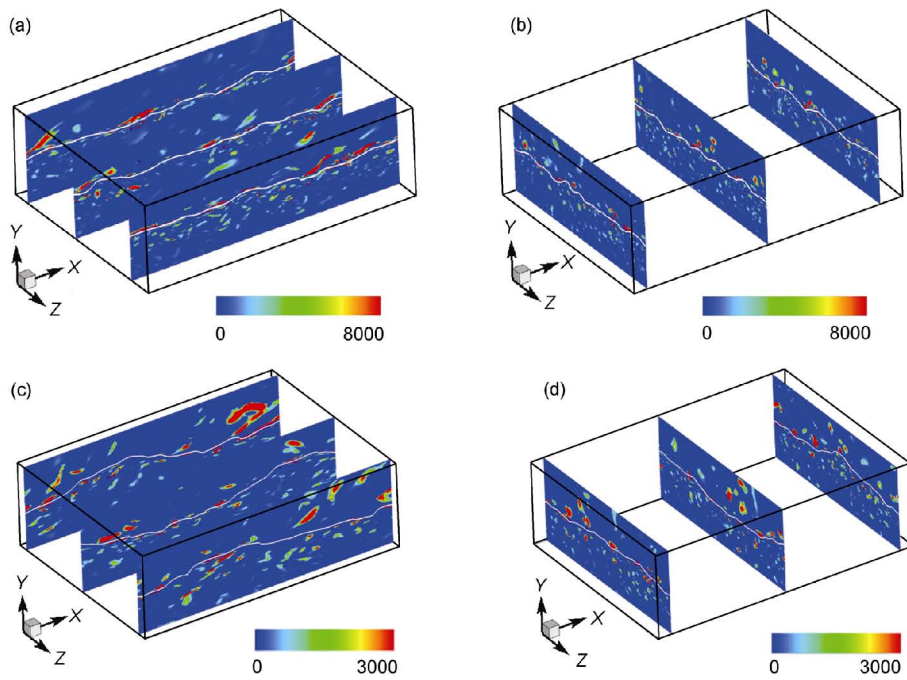


图 13 流场  $F_x$  剖面图

(a)(c)为流向, (b)(d)为展向, (a)(b)对应湍流主导期, (c)(d)对应波主导期

Figure 13 Cross-section plots of  $F_x$ , (a)(c) streamwise, (b)(d) spanwise, (a)(b) results in turbulence-dominated stage, (c)(d) results in wave-dominated stage.

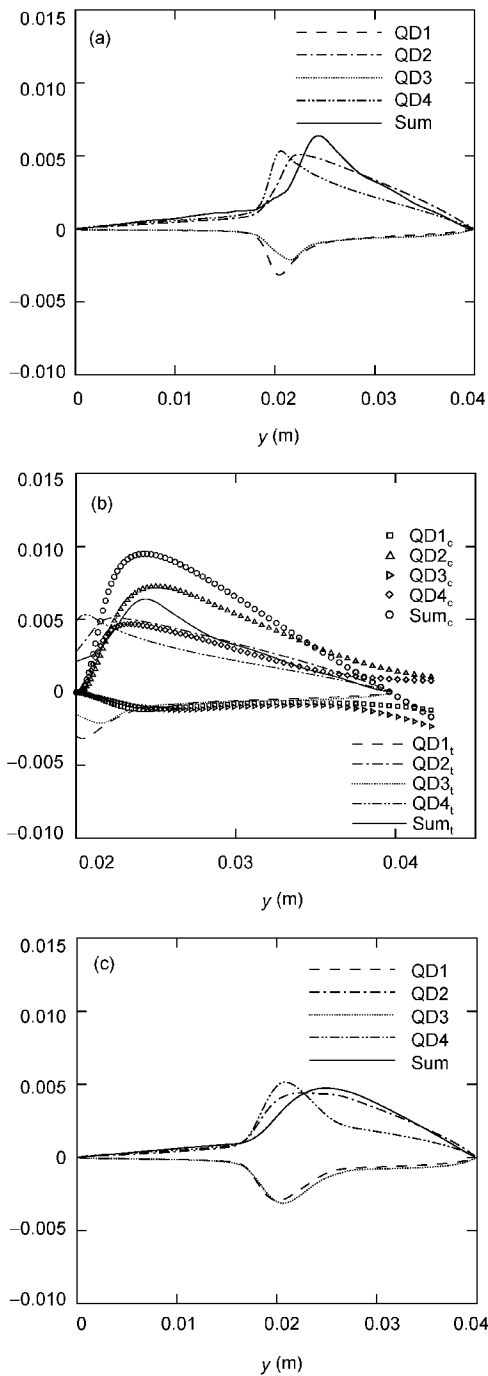


图 14 雷诺应力 QD 象限分析

(a) 为湍流主导期两相流计算结果, (b) 为湍流主导期两相流空气侧同槽道流比较, 下标 c 代表单相流, t 代表两相流, (c) 为波主导期两相流计算结果

Figure 14 Quadrant analysis of Reynolds stress. (a) Results of two-phase flow in turbulence-dominated stage, (b) comparison between air-side results of two-phase flow in turbulence-dominated stage and channel flow, subscript c denotes channel flow, subscript t denotes two-phase flow, (c) results of two-phase flow in wave-dominated stage.

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \omega_j \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (15)$$

其中, 右边第一项为涡量的生成项, 代表三个方向的涡分量对该分量的贡献, 第二项是分子黏性扩散项, 作用是使涡量从高涡量区向低涡量区输送。

针对当前流场中的主要涡现象, 以下对  $\omega_x$  进行分析. 参考文献[31]将  $\omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$ ,  $\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  代入 x 方向涡量输送方程可得

$$\frac{D\omega_x}{Dt} = \underbrace{\left( \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} \right)}_{\text{term}_1} + \underbrace{\left( -\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} \right)}_{\text{term}_2} + \underbrace{\left( -\frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} \right)}_{\text{term}_3} + \nu \nabla^2 \omega_x. \quad (16)$$

据 Brooke 和 Hanratty<sup>[31]</sup>及 Yang 和 Shen<sup>[29]</sup>的研究, 涡量输运过程中起主导作用的是方程右边前三项, 其中, term<sub>1</sub> 代表涡的自身拉伸效应, 而 term<sub>2</sub> 与 term<sub>3</sub> 代表垂直、展向涡分量向流向分量的转化. 以下对这三项开展分析。

在风波发展前期, 图 16(a)显示在近水面处三项对流向涡输送的贡献有很大差别, 而在远离水面处三项只有较小波动. 图 16(c)中可以看到水面处 term<sub>1</sub> 与 term<sub>2</sub> 绝对值较大, 但其作用相反而导致总贡献却很小, 且三项贡献之和也较小, 这解释了为何水中的涡旋比空气中弱很多. 图 16(e)所示三项在界面处都有较大变化. 涡量自身拉伸在水面较低处有较大贡献, 且此处三项之和为正值, 说明在水面较低处流向涡有增强趋势. 此外, 水和空气中均发现 term<sub>3</sub> 对流向涡的贡献较小. 据 Brooke 和 Hanratty<sup>[31]</sup>中的分析, 槽道平壁湍流中 term<sub>2</sub> 对涡量输送的贡献最大, 其余两项贡献较小. 而本研究发现由于自由界面存在导致涡自身拉伸效应贡献很大. 造成这一现象的原因与前面所述水面较低处有较强的准流向涡密切相关. 水气两相流中界面位置的改变使得涡量输送中各项的贡献量发生变化. 风波成熟发展后, 图 16(b)显示各贡献量值减小, term<sub>1</sub> 贡献与前期相比在界面附近转为负值. 对比图 16(d)与 16(c), term<sub>1</sub> 与 term<sub>2</sub> 贡献值与前期相反, 但总贡献量仍然较小. 图 16(f)显示对成熟风波三项和在水面较低处为负值, 这与图 16(e)有所不同, 表明风波充分发展后水面低处流向涡无增强趋势。

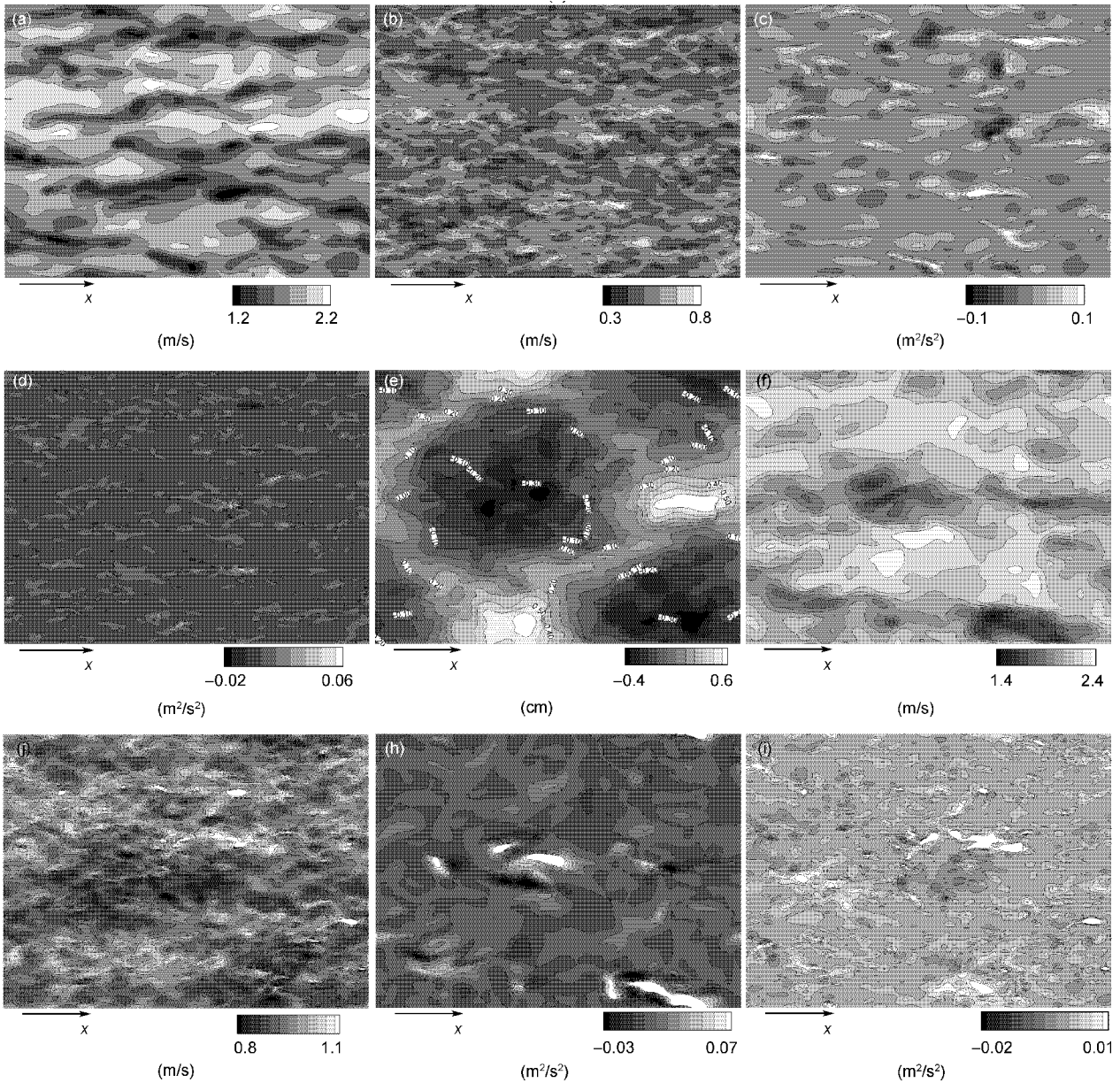


图 15 雷诺应力和流向速度对比

(a)(b)(c)(d)为湍流主导期计算结果, (a)(b)为流向速度, (c)(d)是雷诺应力, (a)(c)对应  $y=0.023$  m(气), (b)(d)对应  $y=0.017$  m(水), (e)(f)(g)(h)(i)为波主导期计算结果, (e)为波面等值线, (f)(g)为流向速度, (h)(i)是雷诺应力, (f)(h)对应  $y=0.027$  m(气), (g)(i)对应  $y=0.014$  m(水)

**Figure 15** Relationship between Reynolds stress and streamwise velocity, (a)(b)(c)(d) results in turbulence-dominated stage. (a)(b) streamwise velocity, (c)(d) Reynolds stress, (a)(c) air-side results ( $y=0.023$  m), (b)(d) water-side results ( $y=0.017$  m), (e)(f)(g)(h)(i) results in wave-dominated stage, (e) isolines of wave height, (f)(g) streamwise velocity, (h)(i) Reynolds stress, (f)(h) air-side results ( $y=0.027$  m), (g)(i) water-side results ( $y=0.014$  m).

## 7 结论

本研究对风波水气自由界面湍流进行数值仿真, 重点研究了空气侧涡旋结构. 通过与槽道平壁湍流

的对比, 自由界面存在对涡旋结构产生如下影响:

- (1) 自由变形的界面对其附近的涡旋运动结构有本质影响, 流场中出现了展向涡和马蹄涡;
- (2) 从涡量脉动量及雷诺应力分析可知, 自由界

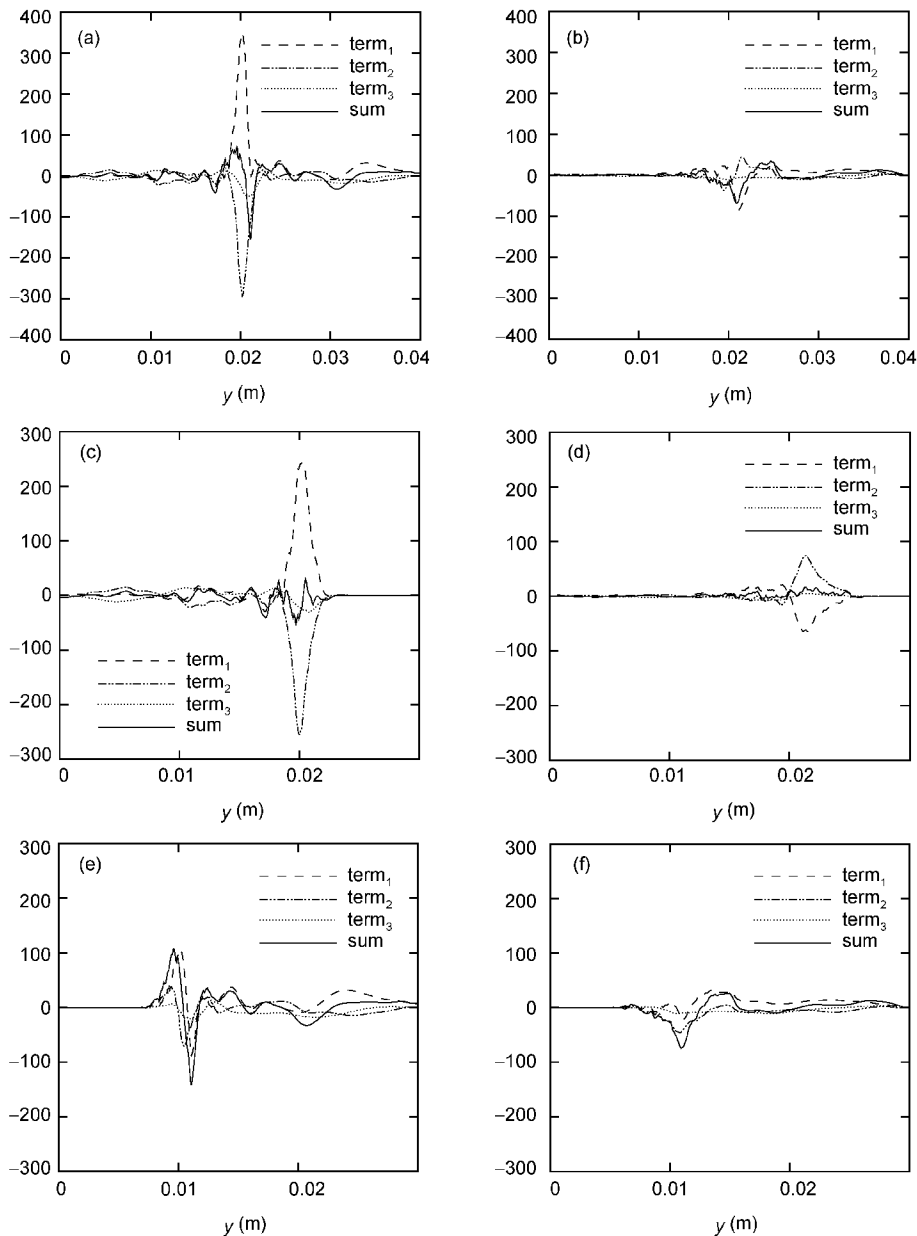


图 16 流向涡输运方程各项分析

(a)(b)为两相流计算结果, (c)(d)为仅考虑水侧计算结果, (e)(f)为仅考虑空气计算结果, (a)(c)(e)对应湍流主导期, (b)(d)(f)对应波主导期

Figure 16 Analysis on different terms in streamwise vorticity transport equation. (a)(b) Results of two-phase flow, (c)(d) water-side results, (e)(f) air-side results, (a)(c)(e) results in turbulence-dominated stage, (b)(d)(f) results in wave-dominated stage.

面对涡结构的影响主要集中在界面附近, 距界面较远处流场涡结构与槽道平壁湍流类似;

(3) 自由界面改变了涡量空间分布的倾角, 在本研究条件下远离界面的空气中涡量主要是准流向涡, 它与水平面倾角约  $30^\circ$  和  $210^\circ$  左右, 界面附近出现了强展向涡;

(4) 空气中界面附近有类似槽道平壁湍流的流向涡形成的带状条纹结构, 而界面附近涡结构变化使得雷诺应力在界面处变化大;

(5) 界面附近流向涡输运过程与槽道平壁湍流有区别, 由于界面变形使得自身的拉伸效应在输送过程中发挥重要作用;

(6) 风波发展成熟过程中, 涡旋结构由主要受湍流影响转变为受波面主导, 涡量值逐渐减小, 同时空气侧出现更多展向涡。

伴有大气变形水气界面波的湍流数值模拟仍然是一个难题. 本文的研究工作, 将有益于促进这方面的

研究工作. 在此还必须指出, 单流体模型在捕捉界面的精度方面还存在一定局限, 需更高分辨率数值模拟才能再现一些更为精细的涡旋结构. 此外, 进一步深入研究和掌握自由界面湍流及跨界面物质能量输送规律等都是下一步需开展的工作.

## 参考文献

- 1 Jeffreys H. On the formation of water waves by wind. *Proc R Soc Lond A*, 1925, 107: 189–206
- 2 Miles J W. On the generation of surface waves by shear flows. *J Fluid Mech*, 1957, 3: 185–204
- 3 Yoshikawa I, Kawamura H, Okuda K, et al. Turbulent structure in water under laboratory wind waves. *J Oceanogr Soc Jpn*, 1988, 77: 143–156
- 4 Komori S, Nagaosa R, Murakami Y. Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence. *J Fluid Mech*, 1993, 249: 161–183
- 5 Sullivan P P, McWilliams J C, Moeng C H. Simulation of turbulent flow over idealized water waves. *J Fluid Mech*, 2000, 404: 47–85
- 6 Tsai W T, Chen S M, Moeng C H. A numerical study on the evolution and structure of a stress-driven free-surface turbulent shear flow. *J Fluid Mech*, 2005, 575: 163–192
- 7 Lombardi P, Angelis V D, Banerjee S. Direct numerical simulation of near-interface turbulence in coupled gas-liquid flow. *Phys Fluids*, 1996, 8: 1643–1665
- 8 Liu S, Kermani A, Shen L, et al. Investigation of coupled air-water turbulent boundary layers using direct numerical simulations. *Phys Fluids*, 2009, 21: 062108
- 9 Fulgosi M, Lakehal D, Banerjee S, et al. Direct numerical simulation of turbulence in a sheared air-water flow with a deformable interface. *J Fluid Mech*, 2003, 482: 319–345
- 10 Lin M Y, Moeng C H, Tsai W T, et al. Direct numerical simulation of wind-wave generation processes. *J Fluid Mech*, 2008, 616: 1–30
- 11 Xiao F. Unified formulation for compressible and incompressible flows by using multi-integrated moments I: one dimensional inviscid compressible flow. *J Comput Phys*, 2004, 195: 629–654
- 12 Xiao F, Ikebata A, Hasegawa T. Numerical simulations of free-interface fluids by a multi-integrated moment method. *Comput Struct*, 2005, 83: 409–423
- 13 Xiao F, Honma Y, Kono T. A simple algebraic interface capturing scheme using hyperbolic tangent function. *Int J Numer Meth Fluids*, 2005, 48: 1023–1040
- 14 Yokoi K. Efficient implementation of THINC scheme: A simple and practical smoothed VOF algorithm. *J Comput Phys*, 2007, 226: 1985–2002
- 15 Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. *J Comput Phys*, 1992, 100: 335–354
- 16 Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *J Comput Phys*, 1994, 114: 146–159
- 17 Yamashita S, Chen C G, Takahashi K, et al. Large scale numerical simulations for multi-phase fluid dynamics with moving interfaces. *Int J Comput Fluid Dyn*, 2008, 22: 405–410
- 18 Grinstein F F, Margolin L G, Rider W J. *Implicit Large Eddy Simulation: Computing Turbulent Flow Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2007
- 19 Xiao F, Yabe T. Completely conservative and oscillationless semi-Lagrangian schemes for advection transportation. *J Comput Phys*, 2001, 170: 498–522
- 20 Chen C G, Xiao F. The implementation of CIP-CSL3 scheme for implicit large-eddy simulation. *Comput Fluid Dyn J*, 2007, 15: 515–523
- 21 Kunugi T, Satake S I, Ose Y. Direct numerical simulation of carbon-dioxide gas absorption caused by turbulent free surface flow. *Int J Heat Fluid Flow*, 2001, 22: 245–251
- 22 Kahma K K, Donelan A A. Laboratory study of minimum wind speed for wind wave generation. *J Fluid Mech*, 1988, 192: 339–364
- 23 Phillips O M. Spectral and statistical properties of equilibrium range in wind-generated gravity waves. *J Fluid Mech*, 1985, 156: 505–531
- 24 Elfouhaily T, Chapron B, Katsaros K. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J Geo Res*, 1997, 102:

15781–1576

- 25 Kawai S, Okada K, Toba Y. Field data support of three-seconds power law and  $gu_*\sigma^{-4}$ -spectral form for growing wind waves. *J Oceanographical Soc Jpn*, 1977, 33: 137–150
- 26 Hunt J C R, Wray A A, Moin P. Eddies, Stream, and Convergence Zones in Turbulent Flows. Center for Turbulence. Research Report CTR-S88, 1988
- 27 Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex. *J Fluid Mech*, 1995, 285: 69–94
- 28 Moin P, Kim J. The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 1. Analysis of instantaneous fields and statistical correlations. *J Fluid Mech*, 1985, 155: 441–464
- 29 Yang D, Shen L. Characteristics of coherent vortical structures in turbulent flows over progressive surface waves. *Phys Fluids*, 2009, 21: 125106
- 30 Kim J, Moin P, Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J Fluid Mech*, 1987, 177: 133–166
- 31 Brooke J W, Hanratty T J. Origin of turbulence-producing eddies in a channel flow. *Phys Fluids A*, 1993, 5: 1011–1993

## Study on vortex structure near wind-driven air-water interfaces

LI JiaJia, CHEN ChunGang\* & XIAO Feng

*Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

A one-fluid numerical model for two-phase air-water flows is developed using finite volume scheme and free surface capturing method. Proper numerical dissipation introduced by advection scheme assures computational stability when dealing with the discontinuous density field and singularities in source terms. Furthermore, numerical dissipation implicitly represents the subgrid-scale effects instead of using an eddy-viscosity model in turbulence calculations. As exploratory research in this field, generation and evolution of wind-driven waves are simulated by proposed model and vortex structure in air side is studied based on the numerical results. Features of vortex structure, relations between vortex structure and Reynolds stress and characteristics of streamwise vortex transport are analyzed through comparison with channel flow.

**one-fluid model, wind-driven waves, two-phase turbulent flows, free surface, vortex structure, channel flow**

**PACS:** 47.11.Df, 47.27.ep, 47.55.Ca

**doi:** 10.1360/132011-156