

海面上下击暴流风场特性模拟及分析

尤韩炜^{1,2}, 陈昌萍^{1,2,3*}

(1. 厦门大学建筑与土木工程学院, 福建 厦门 361005; 2. 厦门理工学院福建省风灾害与风工程重点实验室, 福建 厦门 361024; 3. 厦门海洋职业技术学院, 福建 厦门 361003)

摘要: 为研究下击暴流作用于海洋上层水域的风场特性与风浪分布, 基于 CFD(computational fluid dynamics)技术, 建立了二维几何模型, 使用雷诺应力模型、多相流模型对二维下击暴流作用于海洋上层水域的过程进行数值模拟, 开展了其速度变化时程、波高变化时程、特征时刻径向风速剖面、时均风速剖面与液相流速剖面的变化特性的分析。模拟结果表明: 相对于平面陆地, 下击暴流作用于海洋上层水域的前期径向气流方向有所抬升, 风场稳定后径向气流中部仍表现为小幅抬升, 至冲击中心水平方向远处逐渐平稳; 冲击中心附近的海洋上层表面随下击暴流持续作用表面产生下凹, 随时间增加下凹加剧, 产生的冲击波向两侧传递, 随时间发展在径向气流作用下产生长短不一的波; 早期径向风速值将超过初始下沉气流风速值, 最大达到下沉气流速度值的 1.2 倍, 易联合风浪作用使海上舰船发生倾覆, 海上舰船应利用其特征防范与抵御下击暴流; 径向时均风速最大值所在高度较下击暴流作用于陆地时要高。

关键词: 下击暴流; 气液两相流; 风剖面; 数值模拟

中图分类号: TU 312.1

文献标志码: A

文章编号: 0438-0479(2022)04-0572-07

下击暴流是一种强烈的下沉气流, 并在下沉气流冲击阻碍物时产生向周围扩散的冲击强风, 下击暴流的整个过程将威胁飞机、船舶与结构物的安全, 其产生的灾害影响越来越受到人们的关注。下击暴流通常发生在雷暴期间, 发生概率在 60% 至 70% 之间^[1]。已有学者^[2-6]对下击暴流作用在平地、山地、平屋面、高层建筑、输电线塔等进行数值仿真模拟; 另有学者^[7-9]进行了大量的物理模拟试验, 得到与实际情况相似的结果。上述研究重点关注下击暴流产生的直线风在陆地上形成的风场。2015 年 6 月, “东方之星”客轮遭遇下击暴流在水中翻沉^[10], 针对该事件, 段亚鹏等^[11]通过数值模拟方法, 使用中尺度区域气象预报(ARPS)模式同化常规资料和事故发生地附近 4 部雷达资料, 结合观测结果从气象学角度分析了下击暴流过程中系统结构及发展的变化特点, 但未涉及下击暴流与水域之间的相互作用。实际上, 海洋约占地球表面的 71%, 海洋与大气接触范围极广, 相互作用显著, 同样存在雷暴^[12-13]。船舶在海上航行时, 下沉气流产生的瞬时强风可能会让船上的人员判断失误, 应

对不当就可能造成船舶倾覆。但是由于海上观测条件有限, 目前雷暴与海洋相互作用研究并不多, 针对下击暴流作用于海洋上层水域的影响还未有针对性的探讨。

本文结合气-液两相作用, 利用 CFD(computational fluid dynamics)技术, 基于 ANSYS Fluent, 开展了下击暴流作用于海洋上层表面的二维模型数值仿真。根据数值仿真结果分析了下击暴流作用于海洋上层表面的风场变化、风浪高度时程变化、特征时刻风速剖面 and 时均风速剖面, 为实际应用提供一定的指导。

1 模型简介

1.1 几何模型

本文针对单个静态下击暴流开展研究, 假定产生下击暴流作用区域为平静海面。由于计算流域水平方向各向同性, 取二维垂直面进行研究。模拟下沉气流冲击海洋表面过程的研究对象包含气相和液相两个部分, 计算域在 Kim 等^[14]的基础上进行了修改, 增加

收稿日期: 2020-11-16 录用日期: 2021-06-08

基金项目: 国家自然科学基金(52178510)

*通信作者: cpchen@hnu.edu.cn

引文格式: 尤韩炜, 陈昌萍. 海面上下击暴流风场特性模拟及分析[J]. 厦门大学学报(自然科学版), 2022, 61(4): 572-578.

Citation: YOU H W, CHEN C P. Simulation and analyses of the wind-field characteristics of downburst above sea surface[J]. J Xiamen Univ Nat Sci, 2022, 61(4): 572-578. (in Chinese)



下垫面为液相的部分. 下击暴流的下沉气流数值模型可以使用冲击射流模型模拟, 已得到风洞试验验证^[15]. 考虑重力作用, 本文在计算域的近压力出口处设置了一个坡度, 令液相在重力作用下保持在计算域内, 而气相随冲击射流的发展, 从两侧压力出口溢出, 以提高相对于气相和液相共用一个压力出口的求解

收敛性. 本文假定下击暴流初始射流直径 D 为 600 m, 速度为 29 m/s^[14], 使用缩尺模型, 设置几何缩尺比例为 1 : 2 000, 速度缩尺和时间缩尺采用 Mason 等^[16] 推荐的 1 : 3 和 1 : 1 000, 计算域尺寸与边界类型如图 1 所示, 数值参数见表 1.

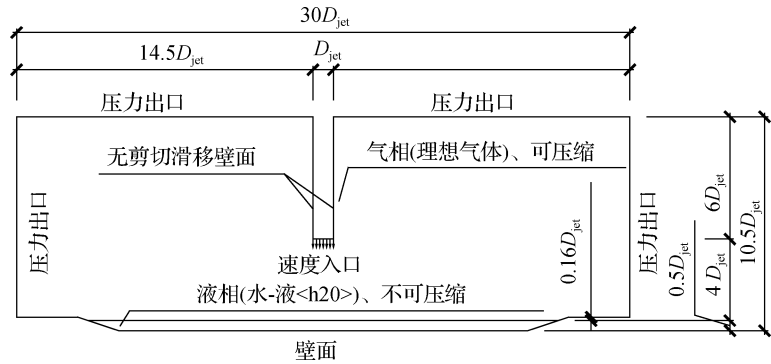


图 1 计算域尺寸与边界条件设置
Fig. 1 Computational domain size and boundary conditions settings

表 1 参数设置
Tab. 1 Parameter setting

参数名称	参数设置
缩尺后射流直径 D_{jet}/m	0.3
缩尺后射流速度 $V_{\text{jet}}/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	9.6
时间步长 t/s	0.001
重力加速度 $g/(\text{m} \cdot \text{s}^{-2})$	-9.8
雷诺应力、湍动能、湍能耗散率、动量	QUICK 格式

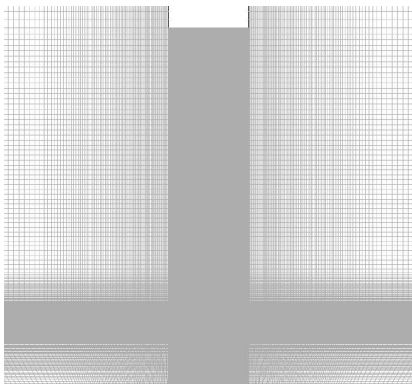


图 2 局部网格划分方案示意图
Fig. 2 Local meshing scheme

1.2 网格划分

划分结构化网格, 在气液两相交界区域、冲击射流入口下方这一重点关注区域, 采用局部加密网格的方式, 达到计算结果精细化的目的, 合理分配计算资源. 而在下垫面为陆地时要考虑的近壁面网格高度在本处不做过多考虑, 划分最小网格尺寸为 0.016 m, 网格划分如图 2 所示.

1.3 两相流模型

本文研究对象为下沉气流作用在海洋上层表面的风场整体, 属于气-液两相连续介质, 可使用体积分数表达其分布关系. VOF(volume of fluid)模型^[17]是一种多相流模型, 可追踪各相流体的体积分数, 多应用于分层流、有自由表面的流动等. 气-液两相问题正是属于自由表面的流动, 所以选用 VOF 模型.

VOF 模型中引入了流体体积分数 C , C 表示单元内目标流体体积与单元体积的比值, 可通过 C 的数值

大小判断流体的介质类型. 根据单元内流量的变化可对 C 进行更新, 同时通过两相所占比例加权平均得到对应湍流模型封闭方程中的密度和黏度. 由于质量守恒, 单元内 C 的增长率等于流入单元的 C 的速度 $\mathbf{u}$ 的梯度, 即:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}C) = 0.$$
 (1)

此时, 两相流动问题可按单相流动问题方式进行求解, 解得各相流体的速度、空间坐标等基本参数. 在 ANSYS FLUENT 中, 即求解湍流模型.

1.4 湍流模型

雷诺应力模型(RSM)^[18]是湍流模型中的一种, 适用于自由剪切流、平均应变率陡然变换的流动、应变场复杂的流动. 下沉气流初始冲击可视为自由剪切

流;下沉气流冲击液相后向两侧继续发展成为径向气流属于平均应变率陡然变换的流动;下沉气流引起不规则风浪,属于应变场复杂的流动.因此本文的湍流模型选用雷诺应力模型.

雷诺应力模型的输运方程针对其张量的各个分量的进行求解,根据雷诺应力的时间变化率与对流项的和等于湍流扩散项、分子扩散项、压力产生项、浮力产生项、压力应变项、耗散项、系统旋转产生项与自定义源项的和,可表示为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = & -\frac{\partial}{\partial x_k}[\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + p'(\delta_{kj} \overline{u'_i} + \delta_{ik} \overline{u'_j})] + \\ & \frac{\partial}{\partial x_k}[\mu \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_i u'_j})] - \rho(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \\ & \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}) - \rho\beta(g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta}) + \\ & p'(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}) - 2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} - \\ & 2\rho\Omega_k(\overline{u'_j u'_m} \epsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \epsilon_{jkm}) + S_{user}. \end{aligned} \quad (2)$$

式中: t 为时间; ρ 为密度; u_i 为各个方向的平均速度; u'_i 为各个方向的脉动速度; $x_k(k=1,2,3)$ 为空间坐标分量; p 为压力; δ_{ik} 为克罗内克符号; μ 为动力粘度; β 为热膨胀系数; g_i 为各个方向的梯度向量; θ 是辐射温度; $\Omega_k(k=1,2,3)$ 为空间角速度分量; ϵ_{ikm} 为单位完全反对称张量.

2 结果与分析

2.1 速度云图

下击暴流作用于平静海洋上层的特征时刻速度

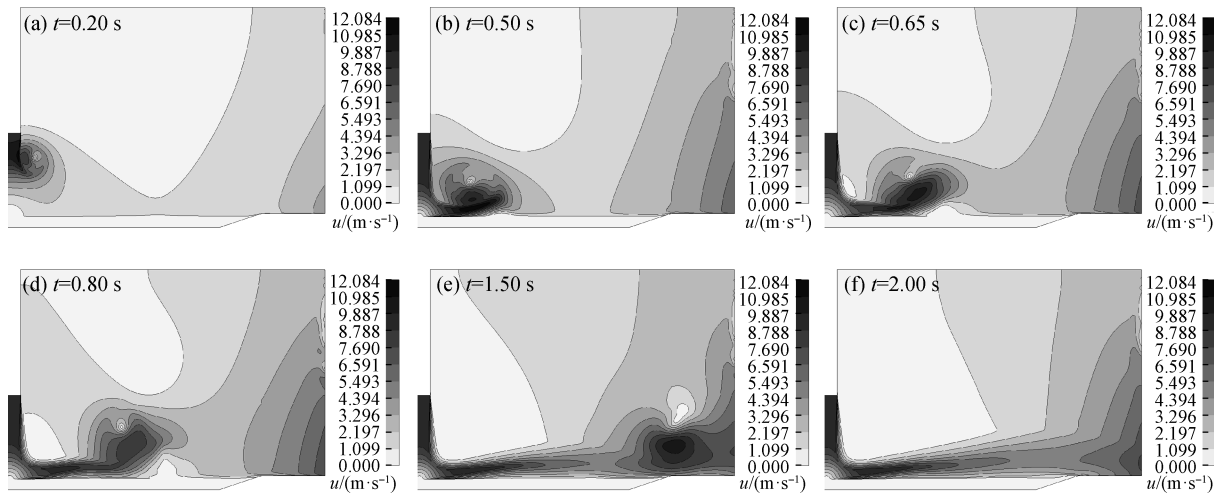


图3 下击暴流各特征时刻速度云图

Fig. 3 Velocity contour of the downburst at different instants of time

云图如图 3 所示,由于该模型属于对称模型,这里取计算域的右半部分速度云图进行分析.

1) 由图 3(a)可知,当 $t=0.20\text{ s}$ 时,此刻为下沉气流冲击平静海面之前,下沉气流与原本存在的临近气体发生拖曳卷吸作用,在气流前端两侧形成反向环形涡;

2) 由图 3(b)可知,当 $t=0.50\text{ s}$ 时,下沉气流到达海面,观察到主涡也随之下沉并贴近海面,下沉气流向两侧发展形成径向气流,方向有所抬升,下沉气流与两侧发展的径向气流交汇处速度值明显小于原有下沉速度值,发展顶端速度值有明显的放大;

3) 由图 3(c)可知,当 $t=0.65\text{ s}$ 时,可以观察到主涡开始脱离,侧向发展的径向气流抬升较为明显,气流抬升发展的前端产生明显的次生涡,径向气流速度值大小较前一时刻有所减小,但仍大于初始下沉速度值;

4) 由图 3(d)可知,当 $t=0.80\text{ s}$ 时,主涡脱离并与次生涡一起向两侧移动,径向气流前端的最大速度值衰减至初始下沉气流速度值以下;

5) 由图 3(e)可知,当 $t=1.50\text{ s}$ 时,径向气流发展至边缘附近,抬升趋势减弱;

6) 由图 3(f)可知,当 $t=2.00\text{ s}$ 时,径向气流发展至计算域外,整个风场趋于稳定,径向气流速度值由冲击中心至液相两侧逐渐降低,径向气流整体呈现小幅抬升趋势.

2.2 风浪高度变化历程

下击暴流作用于海洋上层水域引起风浪特征时刻的风浪高度分布如图 4 所示,纵轴坐标 Z/D_{jet} 表示液相所处高度的标准化处理结果,横轴 X/D_{jet} 表示液相所处水平位置的标准化处理结果,定义 $Z/D_{\text{jet}} = 0$

为液相表面所在高度.

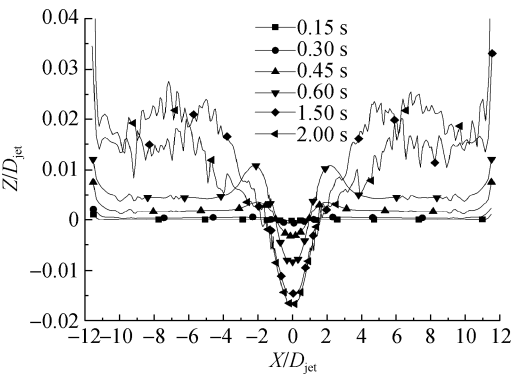
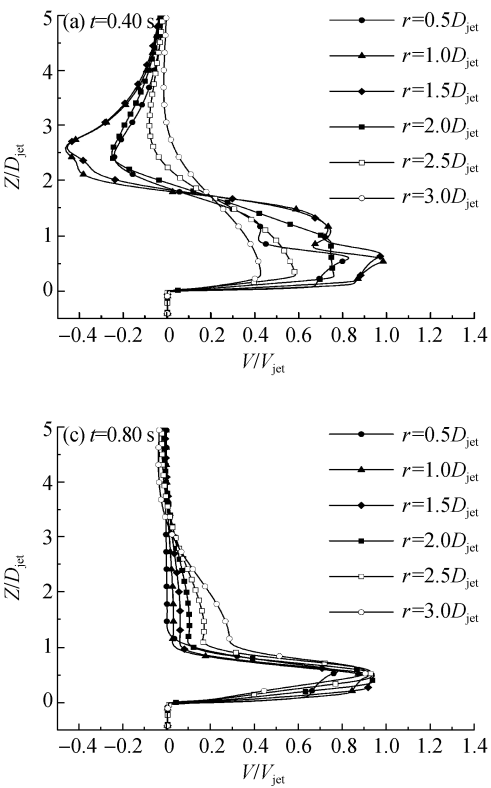


图 4 下击暴流各特征时刻风浪高度分布
Fig. 4 The height distribution of wind waves at different instants of time under the downburst

- 1) 当 $t=0.15\text{ s}$ 时,下沉气流开始发展,由于气体压缩与压力传递,在下击暴流下方中心出现微小变形;当 $t=0.30\text{ s}$ 时,下沉气流达到海洋上层表面,使得冲击处海水表面下凹;
- 2) 当 $t=0.45\text{ s}$ 时,此时下沉气流往两侧发展为径向气流,冲击处海洋表面进一步下凹,径向气流作用下凹处附近的海洋表面,形成风浪向两侧发展;
- 3) 当 $t=0.60\text{ s}$ 时,冲击处海洋表面下凹程度显著增加,风浪高度加剧;



- 4) 当 $t=1.50\text{ s}$ 时,径向气流发展至液相两侧,在下击暴流不断作用下,冲击处的海洋表面不断下凹,两侧出现风浪特性,表现为许多高低长短不等的波;
- 5) 当 $t=2.00\text{ s}$ 时,整体风浪趋于平稳,由于冲击处下沉气流作用,致使冲击处海洋表面下凹,下沉气流向两侧发展为径向气流,随着一定坡度的海洋平面向两侧流动,造成两侧海面出现高低长短不等的波,沿着两侧海面总体为爬升趋势,并在近海岸四分之一处海平面趋势回归平缓.

2.3 特征时刻径向风速剖面

下击暴流作用于海洋上层的影响对象多为船舶,船舶受到波浪作用发生摇摆,加以强风影响,风浪联合作用成为船舶稳性在波浪运动中最重要的考虑因素,在此分析特征时刻的最不利径向风速剖面. 为探究高度、时间变化对不同位置径向水平风速特性的影响,考虑到整个风场对称分布,绘制了右半部分特征时刻的各个特征时刻、特征位置的径向风速剖面图, r 表示距离下击暴流冲击处中心的水平距离, V 表示径向气流水平方向速度,数据作标准化处理,径向风速剖面如图 5 所示.

- 1) 由图 5(a)可知,当 $t=0.40\text{ s}$ 时,下沉气流产生的主环涡接近海洋上层表面,下沉气流冲击海洋上层表面中心点处并开始向两侧发展,在 $1.0D_{jet}$ 处出现

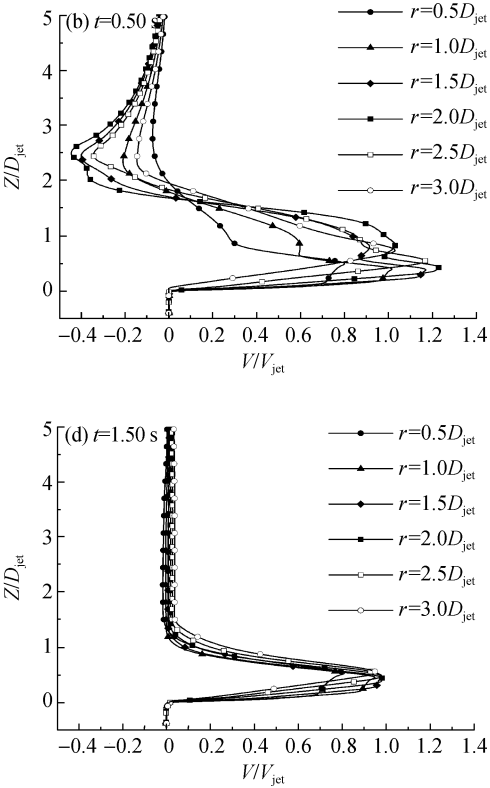


图 5 各特征时刻各径向位置竖向风剖面
Fig. 5 Vertical wind profiles at each radial position at different instants of time
<http://jxmu.xmu.edu.cn>

最大径向风速值,接近下沉气流速度,径向风速值大小在水平方向 $1.0D_{jet}$ 两边分别递减,上方存在主涡,所以在较高处出现与径向气流方向相反的径向速度分量值;

2) 由图 5(b)可知,当 $t=0.50\text{ s}$ 时,在水平方向 $2.0D_{jet}$ 处径向最大速度值放大至下沉气流速度值的 1.2 倍以上,出现径向最大风速;

3) 由图 5(c)可知,当 $t=0.80\text{ s}$ 时,在高度 $1.0\sim 3.0D_{jet}$ 范围内,同一高度处的径向风速值随着 r 的减小而减小,水平方向距离 $1.5D_{jet}$ 、 $2.0D_{jet}$ 、 $2.5D_{jet}$ 、 $3.0D_{jet}$ 各处最大径向风速值接近初始下沉气流风速值.

4) 由图 5(d)可知,当 $t=1.50\text{ s}$ 时,整体径向风速剖面趋于稳定,各个水平位置处的径向风速剖面表现出较强的相似性.

整体分析表明,径向最大风速出现在下沉气流冲击液相表面的时刻附近,这一点与瞿伟廉等^[3]研究下击暴流冲击地面的数值模拟结果一致,并且最不利径向风速值产生在下击暴流作用海洋上层表面前期阶段,从下击暴流冲击中心 $1.0D_{jet}$ 处向远端发展,随时间推移最大径向风速值逐渐降低,全局径向风速剖面趋于稳定,大小接近初始下沉气流速度值.

2.4 时均风速剖面与液相流速剖面

为了探究水平位置径向时均风速剖面的分布,观测选取距离冲击中心水平方向 $1.0D_{jet}$ 、 $1.5D_{jet}$ 、 $2.0D_{jet}$ 、 $2.5D_{jet}$ 、 $3.0D_{jet}$ 5 处的竖向风剖面全时程平均数据,绘制时均风速剖面图,如图 6 所示,其中 $V_{rad-mean}$ 表示时均径向风速. 进行数据标准化,可以观察到各处风剖面的径向风速最大值在较高位置处 0.4 附近,径向水平距离 $1.0D_{jet}$ 处竖向风剖面较其他风剖面略有不同,原因是距离冲击中心点较近,下沉气流发展为两侧径向气流时还未发展完全,属于两者之间过渡阶段,底

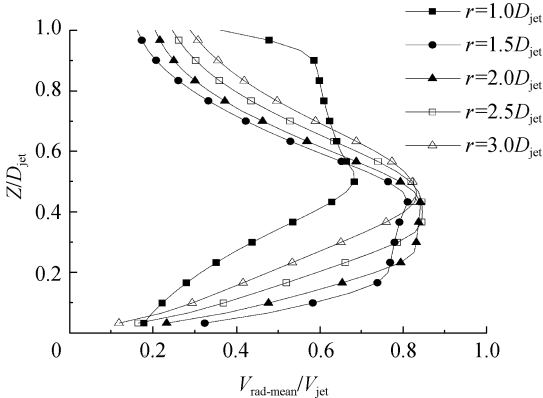


图 6 各径向位置时均竖向风剖面

Fig. 6 Time-average vertical wind profiles at different radial positions

部径向风速值相对其他位置较小,而上部径向风速值大于其他相对位置. 径向水平距离 $1.5D_{jet}$ 、 $2.0D_{jet}$ 、 $2.5D_{jet}$ 、 $3.0D_{jet}$ 处竖向风剖面形状相近,区别在于各个位置处最大风速段呈现不同的区间大小,区间大小按照距离依次减少. 整体而言,各个水平位置的径向风剖面符合下击暴流竖向风剖面风速值沿高度由小到大再衰弱的特点. 为了更好地说明本文数值模拟结果的可靠性,将水平径向距离下击暴流冲击中心 $1.5D_{jet}$ 处的竖向风剖面同文献^[8,19-20]对下击暴流冲击壁面研究的结果进行比对,结果见图 7. 其中 V_{max} 为竖向风剖面中的速度最大值, Z_{max} 为 V_{max} 所在的高度. 比对结果发现,在 Z_{max} 以下部分,本次数值模拟的结果与其他学者研究结果近似,同 Vicroy^[19] 和 Oseguera^[20] 结果基本吻合. 但是在 Z_{max} 附近以及以上部分的结果存在偏差,具体表现为: Z_{max} 大于其他学者研究结果;在 Z_{max} 以上部分速度衰减趋势更快. 对此的解释为:由于本文研究的是下击暴流冲击液面表面,在冲击后液面产生了一定的下凹,这使得下沉气流向两侧发展为径向气流时,径向气流会沿着液体表面发展而有一定的抬升,其表现出的 Z_{max} 相比于下击暴流冲击壁面更高. 标准化 Z 之后, Z_{max} 增加使该竖向风剖面图更加接近全局,从而表现出衰减的趋势,也同样验证了该处的竖向风剖面符合下击暴流底部风速快速发展,上部逐渐衰减的特点.

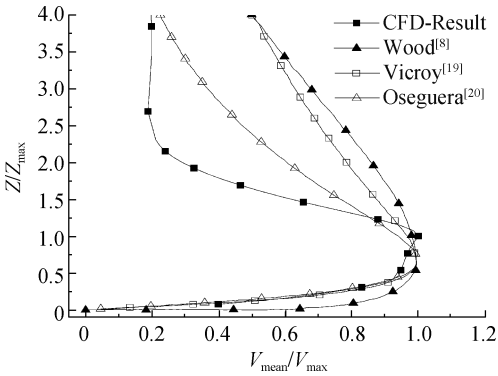


图 7 径向位置 $1.5D_{jet}$ 处竖向风剖面与已有研究比对
Fig. 7 Comparisons of vertical wind profiles at $1.5D_{jet}$ with different analytical models

提取了 $t=1.50\text{ s}$ 时刻各特征位置处的气、液相交界处径向流速剖面,以确认液相在风场作用下是否发生相应的扰动,如图 8 所示,可知,液相浅层受到下击暴流影响产生的径向水流速度值远小于径向气流的速度,随着液相深度增加,液相径向速度很快减小至 0,说明液相深度足够,不影响最终模拟结果.

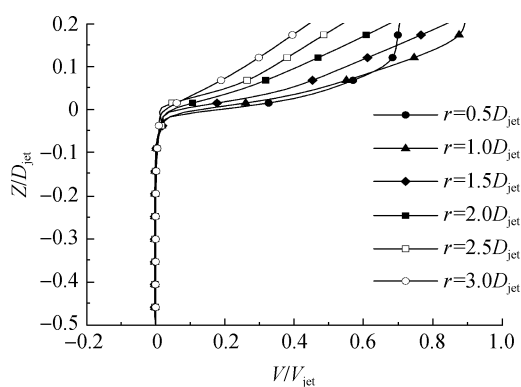


图8 各径向位置处的气、液相水平速度剖面

Fig. 8 Gas and liquid phase horizontal velocity profiles at different radial position

3 结 论

本文利用 CFD 数值模拟方法,完成了海洋上层受下击暴流作用的仿真,具体分析了下击暴流作用于海洋上层时的风场变化、风浪高度时程变化、特征时刻的径向风剖面 and 竖向时均风剖面的特性。仿真结果符合下击暴流的实际特征,主要结论如下:

1) 下击暴流作用于海洋上层水域时,下沉气流与周围空气剪切形成环形涡,冲击海洋上层表面后向两侧发展为径向气流,符合下击暴流发展特征,相对于下击暴流作用于平面陆地,前期径向气流方向有所抬升,风场稳定后径向气流中部仍表现为小幅抬升,至冲击中心水平方向远处逐渐平稳。

2) 冲击中心附近的海洋上层表面随下击暴流持续作用表面产生下凹,随时间增加下凹加剧,产生的冲击波向两侧传递发展,至 1.50 s 后趋于稳定。早期以下沉气流冲击海面为主要影响,海洋上层表面波的传递规律明显,随后由于径向气流继续发展作用于海洋上层表面产生风浪,稳定后出现高低长短不一的波。冲击中心处风浪所在水平高度沿两侧呈爬升趋势,近岸处风浪所在水平高度趋于平缓。数值模拟直观地展示了理想条件下下击暴流对平静海面造成的影响,但是未考虑初始波浪的存在。根据波的叠加原理,下击暴流作用含初始波浪海面形成的局部风浪波高将比作用平静海面形成的风浪波高更大,后续研究需考虑初始波浪与风浪的叠加以及初始波浪与下击暴流风场的相互作用影响。

3) 早期径向风速值将超过初始下沉气流风速值,最大达到下沉气流速度值的 1.2 倍,随径向气流发展稳定后,径向风速值的最大值与下沉气流风速值比值

接近 1.0,体现为下击暴流作用于海洋上层表面时早期威胁性更大、更易联合风浪使海上舰船发生倾覆,海上舰船应利用其特征防范与抵御下击暴流。

4) 各水平位置处的径向时均风剖面符合下击暴流竖向风剖面风速值沿高度由小到大再衰弱的特点,由于下沉气流冲击海洋上层表面产生的下凹引导了径向气流发展向上方有所抬升,使得抬升处的径向风剖面风速最大值在标准化高度 0.4 附近,相比下击暴流作用于陆地,最大风速值所在高度有所增加。

参考文献:

- [1] PROCTOR FRED H. Numerical simulations of an isolated microburst. Part I: dynamics and structure[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1988, 45(21): 3137-3160.
- [2] 汪之松,唐阳红,方智远,等. 山脉地形下击暴流风场数值模拟[J]. 湖南大学学报(自然科学版), 2019, 46(3): 90-98.
- [3] 吉柏锋,瞿伟廉. 下击暴流作用下高层建筑物表面风压分布特性[J]. 华中科技大学学报(自然科学版), 2012, 40(9): 89-94.
- [4] 瞿伟廉,吉柏锋,李健群,等. 下击暴流风的数值仿真研究[J]. 地震工程与工程振动, 2008(5): 133-139.
- [5] 陈波,贾路宇,田晨. 下击暴流作用下平屋面风荷载 CFD 数值模拟[J]. 北京交通大学学报, 2013, 37(1): 140-144.
- [6] 李春祥,刘晨哲,申建红,等. 土木工程下击暴流风速数值模拟的研究[J]. 振动与冲击, 2010, 29(12): 49-54.
- [7] SENGUPTA A, SARKAR P P. Experimental measurement and numerical simulation of an impinging jet with application to thunderstorm microburst winds[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2008, 96(3): 345-365.
- [8] WOOD G S, KWOK K C S, MOTTERAM N A, et al. Physical and numerical modelling of thunderstorm downbursts[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2001, 89(6): 535-552.
- [9] XU Z, HANGAN H. Scale, boundary and inlet condition effects on impinging jets[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2008, 96(12): 2383-2402.
- [10] 郑永光,田付友,孟智勇,等. “东方之星”客轮翻沉事件周边区域风灾现场调查与多尺度特征分析[J]. 气象, 2016, 42(1): 1-13.
- [11] 段亚鹏,王东海,刘英. “东方之星”翻沉事件强对流天气分析及数值模拟[J]. 应用气象学报, 2017, 28(6): 666-677.
- [12] 王海平,王慧,杨正龙,等. 2017 年夏季海洋天气评述[J]. 海洋气象学报, 2017, 37(4): 75-84.
- [13] 朱学超,张羽,徐峰. 海洋及城市化对我国雷暴活动特征

- 影响研究进展[J]. 广东海洋大学学报, 2015, 35(1): 109-114.
- [14] KIM J, HANGAN H. Numerical simulations of impinging jets with application to downbursts[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2007, 95(4): 279-298.
- [15] MASON M S, LETCHFORD C W, JAMES D L. Pulsed wall jet simulation of a stationary thunderstorm downburst, part A: physical structure and flow field characterization [J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2005, 93(7): 557-580.
- [16] MASON M S, WOOD G S, FLETCHER D F. Impinging jet simulation of stationary downburst flow over topography [J]. *Wind & Structures an International Journal*, 2007, 10(5): 437-462.
- [17] 张健, 方杰, 范波芹. VOF 方法理论与应用综述[J]. *水利水电科技进展*, 2005(2): 67-70.
- [18] 王海彦, 刘永刚. ANSYS Fluent 流体数值计算方法与实例[M]. 北京: 中国铁道出版社, 2015.
- [19] VICROY D D. Assessment of microburst models for downdraft estimation [J]. *Journal of Aircraft*, 1992, 29(6): 1043-1048.
- [20] OSEGUERA R M, BOWLES R L. A simple, analytical 3-dimensional downburst model based on boundary layer stagnation flow [J]. *Nasa Technical Memorandum*, 1988, 1(1): 1-19.

Simulation and analyses of the wind-field characteristics of downburst above sea surface

YOU Hanwei^{1,2}, CHEN Changping^{1,2,3*}

(1. School of Architecture and Civil Engineering, Xiamen University, Xiamen 361005, China; 2. Fujian Provincial Key Laboratory of Wind Disaster and Wind Engineering, Xiamen University of Technology, Xiamen 361024, China; 3. Xiamen Ocean Vocational College, Xiamen 361003, China)

Abstract: For the purpose of studying wind-field characteristics and wind-wave distributions of downburst acting on the upper ocean waters, a two-dimensional geometric model is established, and Reynolds stress model and multiphase flow model are used for numerical simulations. The velocity time-history, wave height time history, radial wind velocity profile at different instants, time-averaged wind velocity profile and liquid velocity profile are analyzed. These simulation results show that, compared with the land surface topography, the radial flow direction of the downburst acting on the upper ocean waters in the early stage has been uplifted. After the wind field is stabilized, the central part of the radial flow remains slightly uplifted and gradually stabilizes far away from the horizontal direction of the impact center. The surface of the upper ocean near the impact center appears concave under the continuous action of the downburst, which intensifies with the increase of time. The resulting shock wave is transmitted to both sides, and waves of different lengths are generated under the action of radial airflow. In early times, the radial wind speed value will exceed the initial downdraft wind speed value and reaches a maximum value of 1.2 times of the downdraft speed value, combining the action of wind and waves to capsize ships at sea. These characteristics of downburst investigated in this study can be adopted for ships at sea to prevent and resist the downdraft. Finally, we have shown that the height of the maximum radial average wind speed is higher at sea than that at the land under the action of the downburst.

Keywords: downburst; gas-liquid two-phase flow; wind profile; numerical simulation

(责任编辑: 汪 军)