

波流环境中射流的大涡数值模拟

徐振山^{1,2}, 陈永平^{1,2}, 张长宽², 王娅娜²

(1. 河海大学水文水资源与水利工程科学国家重点实验室, 江苏 南京 210098; 2. 河海大学港口海岸与近海工程学院, 江苏 南京 210098)

摘要: 采用大涡模拟方法(LES)对波流环境中的垂向圆管射流进行了数值模拟。出口边界采用人工海绵层加零梯度条件以减小数值反射, 且保证自由出流; 入口边界分别采用线性叠加和非线性叠加的波浪边界条件, 通过与物理实验数据对比发现, 采用非线性叠加的边界条件时模拟精度更高。数模结果表明, 在波浪和水流共同作用下, 射流体上部出现了较为明显的“水团”现象, 射流平均速度矢量较纯流环境中更靠近底床, 这与前期实验观察的结果一致。

关键词: 射流; 波流; 大涡模拟

中图分类号: TV 132.1

文献标志码: A

文章编号: 1001-6791(2014)02-0239-07

海岸区域的污染物排放问题受到越来越多研究者的关注, 排海污水所形成的射流在波浪和水流等作用影响下, 表现出独特的运动形式^[1]。数值模拟手段是研究射流运动和扩散机理的主要手段之一, 目前常用的有 $k-\epsilon$ 紊流模型和大涡数值模型(LES)等, 相对而言, LES 模型可以更为精细地刻画射流的紊动结构。Dai 和 Wang^[2]、Chen 等^[3]、王玲玲和岳青华^[4]、Lu 等^[5]采用 LES 方法对波浪环境中射流的特性进行模拟研究, 结果表明波浪的存在加强了射流与周围水体的动量交换, 增大了射流的掺混和稀释; Yuan 等^[6]、Fan 等^[7]对横流环境中射流进行了大涡数值模拟, 结果与物理实验吻合较好。可以看出, LES 模型在波浪或水流条件下射流的模拟中有很好的通用性。然而, 目前的研究主要集中在波浪或水流单独作用对射流的影响上, 很少有人采用 LES 模型对波浪和水流共同作用下射流的运动进行研究。本文拟采用 LES 模型对波流环境中的垂向圆管射流进行模拟, 通过与最新的物理实验资料进行对比, 分析不同入流边界对模拟结果的影响, 并对模型的适用性进行说明。

1 LES 控制方程

根据 LES 的基本思想, 将每个待求量 u 分解成大尺度可求解变量 $\bar{u}$ 和亚格子变量(模化变量) u' , 即 $u = \bar{u} + u'$, 其中 $\bar{u}$ 是 u 的空间过滤值。LES 的控制方程可表述为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中 x_i 为空间坐标, 即 (x, y, z) ; u_i 为速度分量, 即 (u, v, w) ; p 为压强; ν 为分子粘性系数; ρ 为流体

收稿日期: 2013-07-26; 网络出版时间: 2014-02-26

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/32.1309.P.20140226.1355.010.html>

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51379072); 高等学校博士学科点专项科研基金资助课题(20120094110016)

作者简介: 徐振山(1988—), 男, 山东潍坊人, 博士研究生, 主要从事河口海岸及近海水动力环境方面研究。

E-mail: bbb881204@126.com

通信作者: 陈永平, E-mail: ypcchen@hhu.edu.cn

密度; t 为时间; R_{ij} 为亚格子剪应力张量, 可由下式表示:

$$R_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (3)$$

式中 R_{ij} 可表示为偏斜部分和对角部分:

$$R_{ij} = \tau_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} \quad (4)$$

式中 R_{kk} 可同 N-S 方程的压力项合并求解。 τ_{ij} 则根据 Smagorinsky 模型表示为

$$\tau_{ij} = -\nu_0 \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = -2\nu_0 \overline{S_{ij}} \quad (5)$$

$$\nu_0 = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \overline{S_{ij} S_{ij}}} \quad (6)$$

式中 ν_0 为涡粘性系数; S_{ij} 为流体应变率张量; C_s 为 Smagorinsky 常数, 本文取值为 0.20; Δ 为滤波尺度, 可表示为 $\Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3}$; $\Delta x_1 = \Delta x$, $\Delta x_2 = \Delta y$, $\Delta x_3 = \Delta z$ 分别为 x 、 y 和 z 方向上的网格尺度。

2 数值方法和边界条件

2.1 数值方法

由于波浪的存在, 自由表面一直随时间而变化, 若采用普通的笛卡尔直角坐标系, 计算区域将不断变化, 这给网格处理带来较大困难。为了便于网格的剖分, 本文采用 σ 坐标来代替直角坐标中的 z 坐标^[8], 而其他方向的坐标保持不变。其具体变换形式如下:

$$\tau = t, \xi_1 = x_1 = x, \xi_2 = x_2 = y \quad (7)$$

$$\xi_3 = \sigma = \frac{x_3 + h}{\eta + h} = \frac{z + h}{\eta + h} \quad (8)$$

式中 η 为自由表面; h 为静水深; $\xi_i (i=1, 2, 3)$ 为新坐标, 其中 $\sigma = 0 \sim 1$ 。变化之后 LES 的控制方程如下:

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} + \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} + g_i + \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial \xi_m} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \quad (10)$$

式中 $g_1 = 0$, $g_2 = 0$, $g_3 = -9.81 \text{ m/s}^2$ 。

本文采用分裂算子法求解控制方程, 根据不同的物理过程, 可以将动量方程改写为

$$\frac{\partial u_i}{\partial \tau} = A(u_i) + D(u_i) + P(p) \quad (11)$$

式中 A 、 D 、 P 分别代表对流项、扩散项和压力传播项。其中, 对流项可表示为

$$\frac{(u_i)^{n+\frac{1}{3}} - (u_i)^n}{\Delta \tau} = A(u_i)^n = - \left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \right)^n \quad (12)$$

式中 $\Delta \tau$ 为时间步长; 上标 $n+1/3$ 代表 3 个分步的第一步。为提高计算精度, 本模型采用二次向后特征线法和 Lax-Wendroff 格式耦合^[8]对对流项进行离散求解。扩散项可表示为

$$\frac{(u_i)^{n+\frac{2}{3}} - (u_i)^{n+\frac{1}{3}}}{\Delta \tau} = D(u_i)^{n+\frac{1}{3}} = - \left(\frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial \xi_m} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \right)^{n+\frac{1}{3}} \quad (13)$$

本模型采用时间前差, 空间中心差分格式离散求解扩散项。压力传播项可表示为

$$\frac{(u_i)^{n+1} - (u_i)^{n+\frac{2}{3}}}{\Delta\tau} = P(p)^{n+\frac{2}{3}} = - \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi_k} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} \right)^{n+1} + g_i \quad (14)$$

本模型采用空间中心差分格式离散上述方程, 并代入连续方程, 利用共轭梯度算法(CGSTAB)求解所得到的泊松方程。在求得 $n+1$ 时刻的速度 u 和压强 p 之后, 采用拉格朗日-欧拉法^[9]求解自由表面 η 。

2.2 边界条件

在出口边界处, 本文采用修正的人工海绵层^[10]加零梯度边界条件的方法, 其中人工海绵层公式如下:

$$\phi = \phi' + \Delta t \alpha \sigma \left(\frac{x - x_s}{x_e - x_s} \right)^2 (\phi' - \phi_0) \quad (15)$$

式中 α 为衰减系数, 本文取值为-0.5; 下标 e 和 s 分别为海绵层的末端和起始端; ϕ' 为控制方程所求解变量值, 如波面或速度; ϕ 为修正后的波面或速度值; ϕ_0 为上个周期整个计算域内 ϕ 的平均值, 以确保自由出流。零梯度边界条件的公式如下:

$$\frac{\partial \phi}{\partial m} = 0 \quad (16)$$

式中 m 为出口边界法线方向。

入口边界条件由波浪条件和恒定流条件共同给定。根据经典的波流理论, 在水流相对较小条件下, 波流环境下的水体自由面 η 仍可用正/余弦函数描述, 即

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx_0 - \omega t) \quad (17)$$

式中 H 为波高; x_0 为入口边界 x 坐标值; $k=2\pi/L$ 为波数, L 为波长; $\omega=2\pi/T$ 为圆频率, T 为周期。而速度的三维分量分别由下式给出:

$$u = \tilde{u} + u_w = \tilde{u} + \frac{\pi H \cosh[k(z+h)]}{T \sinh(kh)} \cos(kx_0 - \omega t) \quad (18)$$

$$v = 0 \quad (19)$$

$$w = w_w = \frac{\pi H \sinh[k(z+h)]}{T \sinh(kh)} \sin(kx_0 - \omega t) \quad (20)$$

式中 u_w 和 w_w 为波浪摆动引起的水质点水平速度和垂向速度分量, 由微幅波理论^[11]给定; $\tilde{u}$ 为水流引起的水质点平均移动速度, 本文采用两种方法给定:

$$\tilde{u}_1 = \frac{u_c^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (21)$$

$$\tilde{u}_2 = \frac{u_{wc}^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_a}\right) - C \frac{u_m^2 kh}{\kappa u_{wc}^*} \ln\left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (22)$$

式中 $\tilde{u}_1$ 为未考虑波浪影响的对数型流速剖面; $\tilde{u}_2$ 为波流共同作用下沿垂向产生相应变化后的流速剖面^[12]; u_c^* 为纯流条件下摩阻流速; u_{wc}^* 为综合摩阻流速; u_m 为近底波浪水质点水平速度最大值; κ 为卡门常数; z_0 和 z_a 分别为纯流和波流条件下表观粗糙高度; C 为与波浪和水流相对大小有关的系数, 本文取值为-0.12。

在入口边界处的水平速度分量为波浪引起的水质点水平速度和水流引起的平均速度之和。当水流平均速度采用对数剖面 $\tilde{u}_1$ 时, 入口边界即为线性叠加的边界条件; 当水流平均速度采用考虑了波流相互作用的非对数剖面 $\tilde{u}_2$ 时, 入口边界即为非线性叠加的边界条件。

3 模型验证及结果

3.1 模型验证

用作模型验证的物理实验在长为 46.0 m, 宽为 0.5 m, 高为 1.0 m 的波流水槽中进行, 水槽壁面为有机

玻璃。射流发生装置布设在水槽的中部,圆形喷口(内径 1.0 cm)通过布置在水槽底部的管道与控制阀门和恒定水箱连接,射流介质为与环境水体相同的水。喷口垂直放置在水槽底部,出口高出底部 10 cm,以消除水槽底部边界的影响。实验水深恒定为 50 cm,恒定水流速度为 0.066 m/s。射流的初始速度为 0.50 m/s,雷诺数为 5 000,射流与水流速度比约为 7.58。波高为 0.03 m,波周期为 1.4 s。实验采用 16MHz 侧向声学多普勒流速仪(ADV)对纯流和波流环境中射流对称平面上的三维速度场进行测量。

模型计算域长为 4.5 m,宽为 0.5 m,高为 0.5 m,坐标原点位于圆管射流出口中心位置,如图 1 所示。各方向采用非均匀网格进行划分,沿 x 、 y 和 z 3 个方向分别为 272、73 和 51 个网格,其中相邻网格比不超过 1.06。模型的时间步长为 0.002 s,可满足计算稳定性要求。在计算过程中,射流、波浪和恒定流的参数与物理实验保持完全一致。为进行定量比较,本文对纯流环境中射流也进行了模拟。

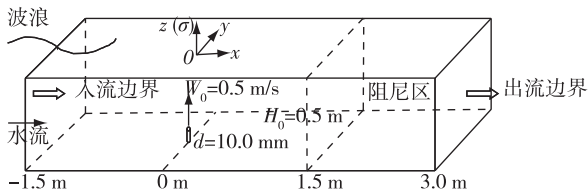


图 1 LES 模型计算域

Fig. 1 Computational domain of LES model

入口边界条件的数模结果均与实验数据基本吻合,两种条件下数学模型都能够复演射流各下游断面上速度沿垂向分布情况,说明 LES 模型能够较好地模拟波流环境中射流的流场结构和运动特性,但采用不同的入口边界条件时模拟的精度有所差别。相比之下,采用非线性叠加的入口边界的 LES 模型能够更好地模拟实际波流场的速度分布。当考虑波流相互作用引起的速度沿垂向变化时,与对数速度剖面相比,靠近底床的时均水平速度增大,靠近自由面的速度减小。这种变化对射流影响的表现在于:在靠近射流口的断面上($x/d=0$, 1),射流的垂向动量占主导地位,采用非线性叠加的入口边界时,时均水平流速对射流的弯曲效应更为显著,导致射流垂向动量衰减更快,这比采用线性叠加边界的结果更接近实际情况;在离射流口较远的断面上

纯流和波流环境中射流的数值模拟结果均与物理实验数据进行了对比。图 2 为纯流环境中射流的不同下游断面上时间平均的合成速度分布,数模结果与实验数据吻合很好。图 3 为波流环境中射流的不同下游断面上时间平均的合成速度分布,其中虚线代表采用线性叠加的入口边界条件的结果,实线代表采用非线性叠加的入口边界条件的结果。从图 3 可以看出,采用线性或非线性叠加的

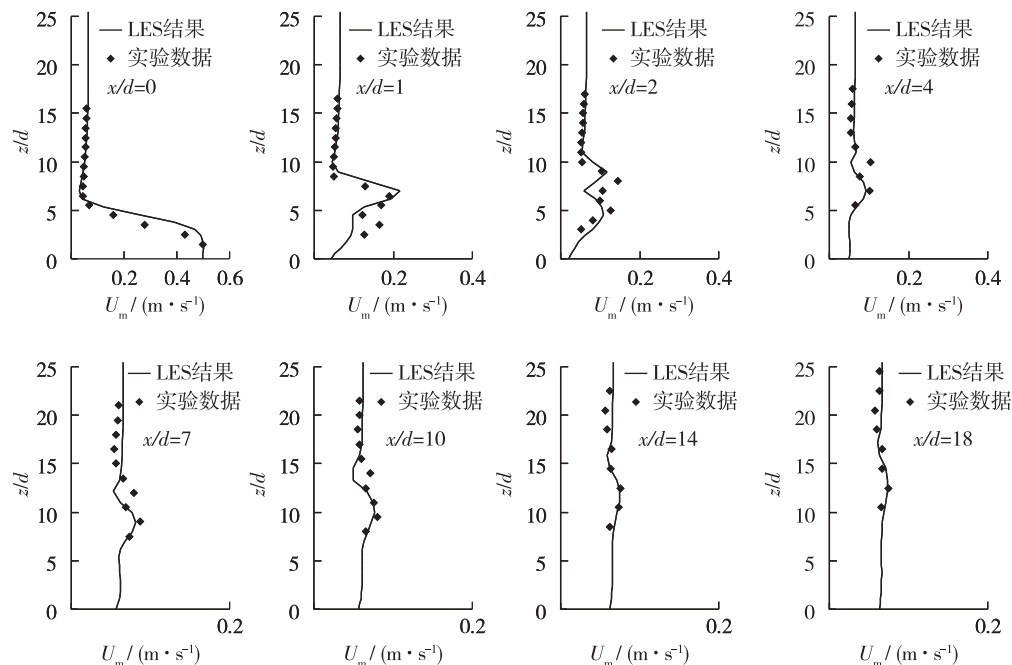


图 2 纯流环境中射流 LES 结果与实验数据对比

Fig. 2 Comparison between LES results and experimental data of jets in pure current environment

($x/d=7, 10, 14, 18$), 射流的垂向动量很小, 波流场占据主导地位, 采用非线性叠加的入口边界模拟的速度要比采用线性叠加的入口边界时更靠近实验值。当采用非线性叠加的入口边界条件时, 除个别断面上($x/d=2, 4$)得到的速度分布略差于线性条件的结果外, 其他断面上得到的速度分布都要优于线性条件的结果。以上对比分析表明, 考虑波浪和水流之间非线性的相互作用能够在一定程度上增加数值模拟的精度, 对于正确地预测射流各断面水平流速分布进而更好地模拟波流环境中垂向圆管射流的运动和扩散规律是非常必要的。

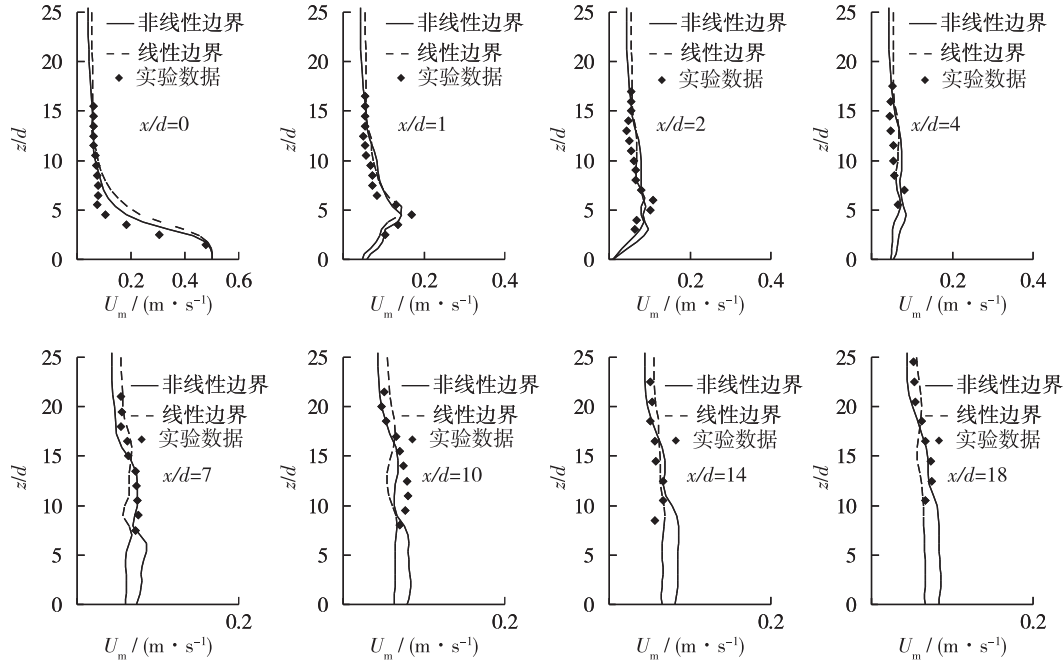


图3 波流环境中射流 LES 结果与实验数据对比

Fig. 3 Comparison between LES results and experimental data of jets in wave-current environment

3.2 模型结果

图4为波流环境中射流口分别处于波峰和波谷时刻的射流瞬时流场, 射流体和背景波流场分别用红色和黑色标记, 区分标准如下:

$$\text{红色部分: } W - W_{wc} > 0; \quad \text{黑色部分: } W - W_{wc} < 0 \quad (23)$$

式中 W 为流场中的垂向分量; W_{wc} 为无射流存在时流场中的垂向分量, 可由 LES 模型计算给出。

从图4可以看出, 在波浪和水流共同作用下, 射流体上部区域出现了较为明显的“水团”现象, 如图4(a)中A1~A3、图4(b)中B1~B3所示。不同时刻, “水团”的位置和形态有所不同, 主要与波浪对水流的加速或减速作用有关。波峰时刻, 水平水流速度达到最大值, 导致射流体的弯曲程度达到最大, 射流体垂向入侵的高度最小; 波谷时刻与之相反, 水平水流速度达到最小值, 射流体较好地保持了自身垂向动量, 垂向入侵的高度很大, 从而导致“水团”现象的出现。“水团”在向下游行进的同时, 能够保持自身的垂向运动, 增大了射流在垂向上的展宽。“水团”的存在增加了射流体与周边水体的接触面积, 同时, “水团”与周边水体之间存在较大的速度梯度, 使得更多水体被卷入射流体, 增大了二者的掺混程度, 在一定程度上有利于射流的扩散和稀释。由于“水团”形成的频率与波浪频率相同, 两个“水团”中心距离可近似估计为时间平均的水平流速与波周期的乘积。这种“水团”现象在波流作用下射流的物理实验研究中可以清楚地观察到。此外, 在 Lam 和 Xia^[13]开展的非恒定流作用下射流实验研究中也有过相关的报道。

图5为不同环境中射流的平均流场对比, 其中红色代表纯流环境中射流的速度矢量, 黑色代表波流环境中射流的速度矢量。从图5可以看出, 当波浪存在时, 射流速度矢量的弯曲更靠近底床。说明波浪对射流的

运动和掺混有很大影响,增加了射流与周边水体的相互作用程度,加快了射流垂向动量的衰减。这些结果与物理实验得到的结论一致,进一步说明 LES 模型能够很好地模拟波浪和水流共同作用下射流的水动力特性。值得注意的是,波流环境中射流特殊的流场结构(如“水团”现象)将对相应污染物的运动和扩散产生积极的影响,有助于污染物的扩散和稀释,而这也有赖于通过 LES 模型对浓度分布进行进一步定量研究,后续将对此开展专门的研究。

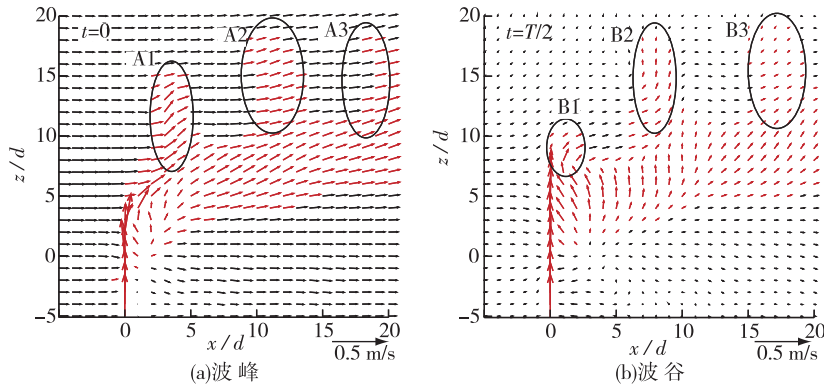


图 4 波流环境中不同时刻射流瞬时流场

Fig. 4 Instantaneous flow fields of jet in wave-current environment at different time

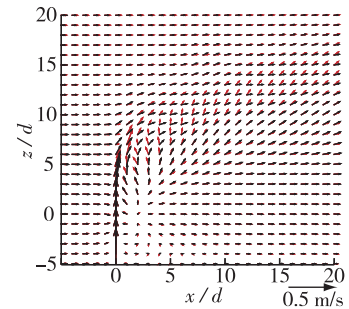


图 5 纯流(红色)和波流(黑色)环境中射流平均流场

Fig. 5 Mean flow fields of jets in pure current environment (red) and in wave-current environment (black)

4 结 论

采用大涡模拟方法(LES)对波流环境中的垂向圆管射流进行了数值模拟。出口边界采用人工海绵层加零梯度条件以减小数值反射并保证自由出流,入口边界分别采用线性和非线性叠加的波流边界条件。通过与物理实验数据对比发现,采用非线性叠加的边界条件时模拟结果更好一些。数模结果表明,在波浪和水流共同作用下,射流体上部出现了较为明显的“水团”现象,射流平均速度矢量较纯流环境中更靠近底床。波浪的存在增大了射流体与周边水体相互作用的强度,有助于射流的扩散和稀释。LES 模型能够较好地模拟波浪和水流共同作用下射流的水动力特性,是了解复杂海岸动力环境中污染物运移规律的一种有效途径。

参考文献:

- [1] 徐振山, 陈永平, 张长宽. 海岸动力环境下射流运动研究综述[J]. 水科学进展, 2012, 23(3): 438-444. (XU Zhenshan, CHEN Yongping, ZHANG Changkuan. Review of hydrodynamics of jet flow in coastal waters [J]. Advances in Water Science, 2012, 23(3): 438-444. (in Chinese))
- [2] DAI Huichao, WANG Lingling. Numerical study of submerged vertical plane jets under progressive water surface waves [J]. China Ocean Engineering, 2005, 19(3): 433-442.
- [3] CHEN Yongping, LI Chi-wai, ZHANG Changkuan. Numerical modeling of a round jet discharged into random waves [J]. Ocean Engineering, 2008, 35(1): 77-89.
- [4] 王玲玲, 岳青华. 窄缝热浮力射流影响因素的数值模拟[J]. 水科学进展, 2009, 20(5): 632-638. (WANG Lingling, YUE Qinghua. Numerical simulation of influence factors of slot-generated thermal buoyant jets [J]. Advances in Water Science, 2009, 20(5): 632-638. (in Chinese))
- [5] LU Jun, WANG Lingling, TANG Hongwu, et al. Large eddy simulation of vertical turbulent jets under JONSWAP waves [J]. Acta Mechanica Sinica, 2011, 27(2): 189-199.
- [6] YUAN L L, STREET R L, FERZIGER J H. Large-eddy simulations of a round jet in crossflow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1999, 379: 71-104.
- [7] FAN Jingyu, ZHANG Yan, WANG Daozeng. Large-eddy simulation of three-dimensional vortical structures for an impinging transverse jet in the near region [J]. Journal of Hydrodynamics: Ser B, 2007, 19(3): 314-321.

- [8] LIN P Z, LI C W. A σ -coordinate three-dimensional numerical model for surface wave propagation [J]. *International Journal of Numerical Methods Fluids*, 2002, 38(11): 1045-1068.
- [9] CHEN Yongping, LI Chi-wai, ZHANG Changkuan. Development of a fully nonlinear numerical wave tank [J]. *China Ocean Engineering*, 2004, 18(4): 501-514.
- [10] PARK J C, KIM M H, MIYATA H. Three-dimensional numerical wave tank simulations on fully nonlinear wave-current-body interactions [J]. *Journal of Marine Science and Technology*, 2001, 6: 70-82.
- [11] 张卓, 宋志尧, 孔俊. 波流共同作用下流速垂线分布及其影响因素分析[J]. *水科学进展*, 2010, 21(6): 801-807. (ZHANG Zhuo, SONG Zhiyao, KONG Jun. Wave-current interaction effects on velocity profiles and influencing factor analysis [J]. *Advances in Water Science*, 2010, 21(6): 801-807. (in Chinese))
- [12] YOU Z J. The effect of wave-induced stress on current profiles [J]. *Ocean Engineering*, 1996, 23(7): 619-628.
- [13] LAM K M, XIA L P. Experimental simulation of a vertical round jet issuing into an unsteady cross-flow [J]. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2001, 127(5): 369-379.

Large eddy simulation of a jet in wave-current environment *

XU Zhenshan^{1,2}, CHEN Yongping^{1,2}, ZHANG Changkuan², WANG Yana²

(1. *State Key Laboratory of Hydrology-Water Resources and Hydraulic Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China;*

2. *College of Harbor, Coastal and Offshore Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China*)

Abstract: Numerical simulation of a vertical round jet in wave-current environment was performed using the Large Eddy Simulation (LES) method. The zero-gradient condition combined with a sponger layer was imposed at the outflow boundary to reduce the numerical reflection. The linear and non-linear superposition of wave and current boundary conditions were adopted at the inflow boundary respectively. The latter was proved to be of higher precision by comparison of the velocity profiles with the experimental data. Numerical results show that under the combined effect of wave and current, an apparent “water masses” phenomenon appears on the upper part of jet body and the jet velocity vectors are deflected closer to the bottom than that in a pure current environment, which is consistent with the previous experimental observations.

Key words: jets; wave-current; large eddy simulation

* The study is financially supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 51379072) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (No. 20120094110016).