

DOI: 10.14042/j.cnki.32.1309.2017.03.015

基于非静压模型的波浪破碎模拟

张景新^{1,2}

(1. 上海交通大学水动力学教育部重点实验室, 上海 200240; 2. 上海交通大学船舶海洋与建筑工程学院工程力学系, 上海 200240)

摘要: 波浪破碎是海岸工程所关注的关键水动力学问题之一, 而波浪破碎的数值模拟技术的研究方兴未艾。高效的浅水方程基于静压假定, 而通过引入动压项建立的完全非静压模型, 可成功应用于色散水波的模拟。自由表面的捕捉采用的垂向坐标变换技术, 较之 VOF (Volume of Fluid) 模型, 计算效率较高。但垂向坐标变换不能模拟大曲率自由表面变形, 即波浪破碎过程。对于破碎波的模拟, 一种高效的模式分裂法应用至非静压模型, 即在波浪破碎局部水域将模型分裂为静压模型和非静压模型, 破碎波波峰附近退化至静压模型, 并持续至波浪破碎结束再恢复为动压模型。通过典型算例, 验证了模式分裂法的适用性及对于波浪破碎过程的模拟精度, 鉴于模式分裂法对于波浪破碎过程的模拟未引入新的概化模型, 计算效率较高, 可应用于大尺度的海岸带波浪的变形、破碎及越浪的数值模拟。

关键词: 浅水方程; 非静压模型; 色散水波; 波浪破碎

中图分类号: TV135 **文献标志码:** A **文章编号:** 1001-6791(2017)03-0438-07

静压假定模型广泛应用于地表水流运动, 因控制方程的简化, 使得模型可以应用于诸如潮汐流、明渠流等大尺度水流运动, 已开发出了大型商用软件, 如荷兰的 Delft3D 和丹麦的 Mike 系列软件。然而对于陡变地形条件下的流动或色散水波的模拟, 该假定条件已然不适用^[1]。这类水流运动的模拟需要突破静压假定, 非静压模型即在此基础上发展而成^[2-4]。

对于自由表面水流运动的数值模拟, 自由表面捕捉方法的精度及效率至关重要。通过垂向坐标变换, 可精确拟合自由表面, σ 坐标变换即属于此类。较之 VOF (Volume of Fluid) 等精确捕捉自由表面时空变化特征的数值技术而言, 坐标变换的计算量显著降低, 从而使得模型应用于大尺度自由表面水流运动的模拟成为可能。对于缓变的自由表面, 该方法是适用的, 但对于波陡较大, 发生波浪破碎、翻卷等情况, 坐标变换方法不再适用。基于垂向 σ 坐标变换模拟自由表面水流运动的数值模型对于破碎波的模拟需要发展新的模拟技术。

利用浅水方程模拟自由表面水流运动, 对于破碎波的模拟, 已经开发了若干模式法。通过动量方程中引入人工涡黏模型, 从而模式化破波过程中的能量耗散, 这类方法已成功应用于浅水方程、Boussinesq 类方程^[5-10]。近年来, 有别于动量方程引入能量耗散机制, 研究发现波浪破碎形成了间断, 可类比于水跃, 而非线性浅水方程对于这类间断流动的模拟, 若数值格式具有守恒性, 则可获得满意的模拟结果^[11]。当波浪演化至破波点时, 在波前局部水域将 Boussinesq 方程的色散项关闭, 模型自动退化至非线性浅水方程, 对于破碎波演化的模拟获得了成功^[12-13]。该方法不需要额外的参数化模型, 只需在局部区域略去高阶色散项的求解, 计算量没有丝毫增加, 效率较高。非静压模型可借鉴这一技术, 于波浪破碎局部水域关闭动压项, 从而退化至静压模型, 即模式的局部分裂法。

本文简要介绍了非静压模型的建立、数值格式及波浪破碎的模式分裂法, 通过典型算例验证了模型的有效性 & 模拟精度。

收稿日期: 2016-08-29; **网络出版时间:** 2017-04-26

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/32.1309.P.20170426.0931.016.html>

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11572196); 国家重点基础研究发展计划(973计划)资助项目(2014CB046200)

作者简介: 张景新(1975—), 男, 天津人, 副教授, 博士, 主要从事环境流体力学方面研究。

E-mail: zhangjingxin@sjtu.edu.cn

1 非静压模型

1.1 控制方程

水流运动的数学方程为基本的 Navier-Stokes 方程, 其中压力项分解为静压 $p_h = \rho g(\zeta - z)$ 和动压 p_n 两部分之和。若忽略动压项, 则控制方程退化为非线性浅水方程。自由表面由连续性方程结合动量方程获得。对于起伏床面及时空变化的自由表面, 采用垂向 σ 坐标变换可以精确捕捉动边界。坐标变换关系式为 $\sigma = (z - \zeta)/D$, 其中 z 为垂向坐标, ζ 为自由表面水位值, D 为局部总水深。 σ 坐标系下的控制方程如下:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_\sigma}{\partial \sigma} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial q_x u}{\partial x} + \frac{\partial q_x v}{\partial y} + \frac{\partial q_x \tilde{\omega}}{\partial \sigma} = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{D}{\rho_0} \frac{\partial p_n}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial q_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial q_x}{\partial y} \right) + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\nu_t \frac{\partial q_x}{\partial \sigma} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{\partial q_y u}{\partial x} + \frac{\partial q_y v}{\partial y} + \frac{\partial q_y \tilde{\omega}}{\partial \sigma} = -gD \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{D}{\rho_0} \frac{\partial p_n}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial q_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\nu_t \frac{\partial q_y}{\partial \sigma} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial q_z}{\partial t} + \frac{\partial q_z u}{\partial x} + \frac{\partial q_z v}{\partial y} + \frac{\partial q_z \tilde{\omega}}{\partial \sigma} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_n}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial q_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial q_z}{\partial y} \right) + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\nu_t \frac{\partial q_z}{\partial \sigma} \right) \quad (4)$$

其中 $q_x = Du$, $q_y = Dv$, $q_z = D\bar{w}$, $q_\sigma = D\tilde{\omega}$; u 、 v 、 \bar{w} 分别为 3 个坐标轴方向的流速; p_n 为动压; ν_t 为湍流黏性系数; ρ_0 为流体密度; $\tilde{\omega}$ 为 σ 坐标下的垂向速度, 且满足如下计算关系式:

$$q_\sigma = \frac{q_z}{D} - \frac{q_x}{D} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - \frac{q_y}{D} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) - \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial t} \right) \quad (5)$$

1.2 湍流模型

本文模型的软件系统 (HydroFlow) 中实现了一方程 S-A 模型 (Spalart-Allmaras)、两方程 $k-\varepsilon$ 模型、SST $k-\omega$ 等湍流模型。文中算例均采用一方程 S-A 湍流模型^[14], 该模型简述如下:

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(\mathbf{v} + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \} \quad (6)$$

相关变量定义如下:

$$f_w = g \left[\frac{1+c_{w3}^6}{g^6+c_{w3}^6} \right]^{1/6}, \quad g = r + c_{w2} (r^6 - r), \quad r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}; \quad \tilde{S} = |\bar{S}| + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu};$$

$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$; d 为计算单元形心至最近固壁的距离。方程中出现的参数赋值如下: $c_{b1} = 0.1355$, $\sigma = 2/3$,

$c_{b2} = 0.622$, $\kappa = 0.41$, $c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma$, $c_{w2} = 0.3$, $c_{w3} = 2.0$, $c_{v1} = 7.1$, ν 为分子运动黏性系数。控制方程(6)中的计算变量 $\tilde{\nu}$ 通过表达式(7)计算湍流涡黏性系数 ν_t :

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (7)$$

1.3 数值方法

1.3.1 离散格式及计算单元

该模型数值离散基于有限体积法 (FVM), 水平面以非结构网格划分, 垂向 σ 坐标方向可采用任意比例分层。计算变量布置于单元形心, 网格及变量布置见图 1。格心格式的离散变量布置形式, 会带来数值弥散, 通过 Rhie 和 Chow^[15] 的方法加以消除。方程对流项的离散基于二阶 TVD 格式, 本文算例均采用二阶 Osher 格式。对于非结构网格, 采用 FVM 数值离散, 在单元面上引入局部非正交坐标系 (ξ, η) 计算相应的变量梯度, 对于任意变量 φ , 进行如下链导计算:

$$\varphi_x = \frac{1}{J}(\varphi_\xi y_\eta - \varphi_\eta y_\xi) \quad \varphi_y = \frac{1}{J}(\varphi_\eta x_\xi - \varphi_\xi x_\eta) \quad J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \quad (8)$$

1.3.2 压力计算的分裂模式

本文模型将压力分解为静压和动压两部分，静压模式即非线性浅水方程。数值求解基于预估-校正法，即采用两步解法^[1]。首先，离散动量方程中忽略动压梯度项，仅计算静压作用下的流场，采用半隐式离散求解。静压作用下的流动变量作为临时变量，离散动量方程概括如下：

$$\frac{\mathbf{q}^* - \mathbf{q}^n}{\Delta t} = \mathbf{B} - gC' \nabla \zeta^{n+1} \quad (9)$$

式中： \mathbf{B} 包括显式离散的对流项、黏性项等； C' 为与静压梯度项有关的离散系数。上述动量方程耦合质量守恒方程(1)，即可求得静压作用下的流动变量。

动压的求解以静压作用下的流场变量为基础，离散方程如下：

$$\frac{\mathbf{q}^{n+1} - \mathbf{q}^*}{\Delta t} = -C'' \nabla p_n^{n+1} \quad (10)$$

式中： C'' 为与动压梯度项有关的离散系数； \mathbf{q}^{n+1} 为每一计算时步的最终流场变量。最终流场变量需满足质量守恒，可进一步获得关于动压 p_n^{n+1} 的泊松方程，通过双共轭梯度法可有效求解相应的代数方程组。对比分析压力求解的常用 SIMPLE 算法，其通过不断迭代获得收敛的数值解，而文中的预估校正法与其相类似，但静压、动压求解仅进行 1 次，无需多次迭代。对于自由表面水流运动，特别是大尺度缓变地形条件下，静水压力的假定具有一定的精度，换言之，仅以静压作用预估获得的流场已经很大程度上接近真实流动，所以仅作 1 次预估校正可获得精度较高的收敛解，计算效率较高。

1.3.3 波浪破碎的模拟

无论浅水方程、Boussinesq 方程，还是本文中的非静压模型，均采用质量守恒方程计算自由表面，该自由表面垂向的时间演化保证了质量守恒，但对于波浪破碎过程中的精细时空演化模拟无能为力，即只能给出破碎水面在一个计算单元内的空间平均值。本文以一种称为模式分裂的方法达到破碎波的模拟，即在波浪未破碎水域采用非静压模型模拟，而波浪一旦达到破碎标准，忽略方程(10)的求解，在波前局部水域将模型转换至静压模型。

模式化模拟波浪破碎，需要设定波浪破碎指标。在常用的 Boussinesq 水波方程中，有些以速度空间梯度为破波指标^[5]，有些以水位时间梯度为破波指标^[8]。以上破波指标的确定，需要记录自由表面等流动变量的时间演化。本文采用波前局部波面陡度作为波浪破碎指标^[9]，进而控制波浪传播过程中两种计算模型的转换。计算瞬时各个单独波浪前峰波面最大坡度值为 $|d\zeta/dX|$ ，定义 Φ_b 为波浪开始破碎时的波面坡度临界值， Φ_r 为破碎波停止进一步破碎的相应临界值。确定破波状态：当 $|d\zeta/dX| \geq \tan \Phi_b$ 时，波浪开始破碎；当 $|d\zeta/dX| \leq \tan \Phi_r$ 时，波浪破碎停止。当波浪破碎后，模型转化至静压模型，静压区仅局限在迎波面水域。设定破碎区自波峰向波浪传播方向的水平长度为 l_r ，关于 l_r 的取值，已有研究给出了合理的范围^[13]。本文取值 $l_r = 0.82h$ ，其中 h 为静水深。考虑到计算网格分辨率的限制， l_r 的最小值设定为当地网格的 2 倍，仅为避免网格尺度过大时(大于 l_r) 数值中 $l_r = 0$ 。

2 模型应用

非静压模型较之静压模型的特点在于色散水波、陡变地形条件下水流运动模拟能力的提升，模式分裂法处理波浪破碎的有效性可保证模型应用于海岸带水波问题研究的适用性。

2.1 沙丘地形下的水流运动

沙丘地形是河流、湖泊、海洋等环境下常见的水下特征地貌，通常由较缓的迎流面和较陡的背流面组

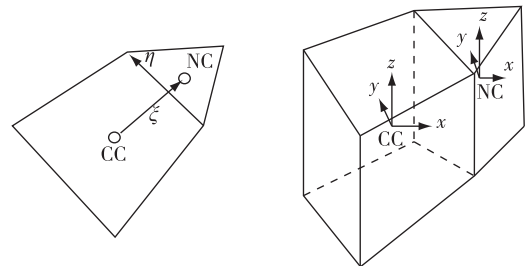


图1 计算网格及局部坐标系

Fig. 1 Local coordinate on the control volume

成。越顶水流在沙丘顶部产生分离流动，在背流面再附着形成类似于后台阶流动的环流。本文针对 Balachandar 等^[16]的物理模型试验(见图2)开展数值模拟，沙丘背流面坡度为 1:2，各段床面坡度如图2所示。以入流边界处自由表面流速 U_0 及水深 $L=6h$ 为特征值计算的 Re 数为 5.7×10^4 ， Fr 数为 0.44。水平计算网格 2.5 mm，底床面采用无滑移壁面条件，第一层网格中心距床面约 $1.6z^+$ (z^+ 为量纲一垂向高度)，满足无滑移边壁条件要求。垂向分层自床面向上以 1.15 的延展率逐渐增加网格尺度。该算例分别采用静压模型和非静压模型进行了数值模拟，对比两类模型的模拟精度，即基于静压的非线性浅水方程和动压模型，验证模型的适用性。图3给出的背流面流线图，清晰地显示静压非线性浅水方程模拟结果与实测不符，而非静压模型模拟结果比较合理。借助于实验测量的不同位置处纵向流速的垂向分布，验证两种模型对该流动现象的模拟能力，对比结果见图4。结果显示非静压模型的模拟结果精度高于静压模型。背流面环流基本覆盖了 $x/h=2、4、5、6$ 各点，近床面出现反向流动，非静压模型准确捕捉了这一流动现象，但静压模型对于局部环流的模拟不成功，误差较大。

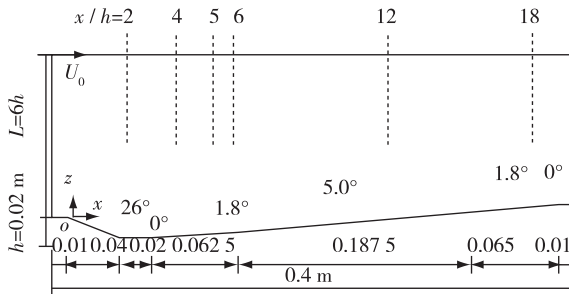


图2 单个沙丘地形几何形状

Fig. 2 Schematic of the dune geometry

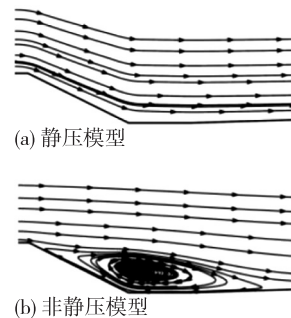


图3 沙丘背流面环流结构

Fig. 3 Comparison of local streamlines past dune crest

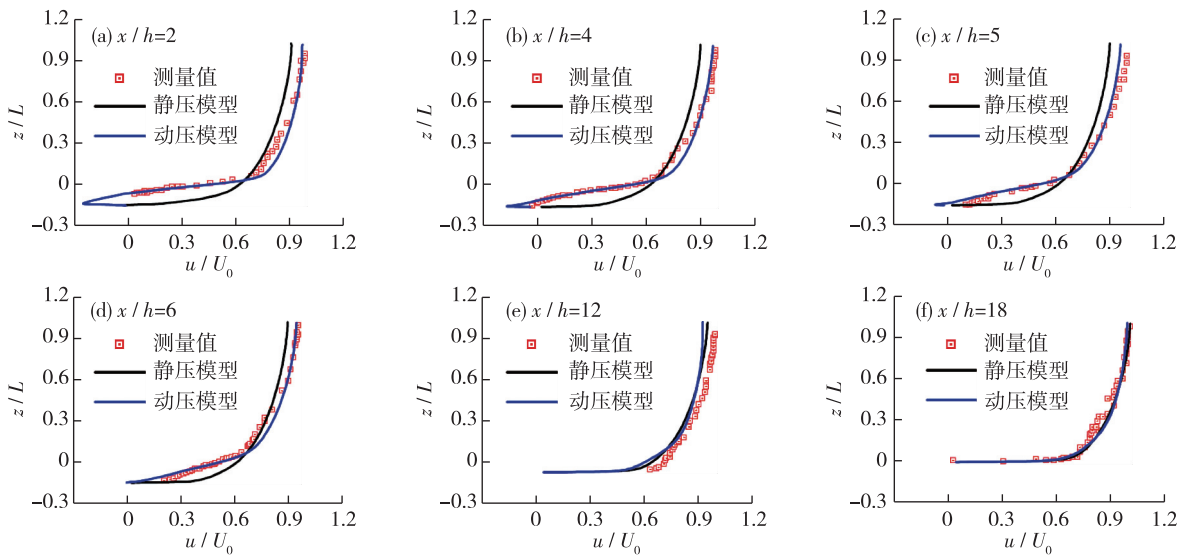


图4 不同位置处流速垂向分布验证

Fig. 4 Comparisons of stream velocity at different locations

2.2 规则波在斜坡上的破碎

本文针对 Cox^[17]的物理模型试验，验证模型对于海岸带波浪破碎的模拟能力。实验装置如图5所示，斜坡前水深 $h_0=0.4$ m，坡度 1:35。入射波相对波高 $H/h_0=0.29$ ，周期 2.2 s。沿斜坡布置了 6 个波高仪测量水面波动，标号分别为 L1—L6。水平网格尺度为 2 cm，具有很好的空间分辨率。图6给出了各点处

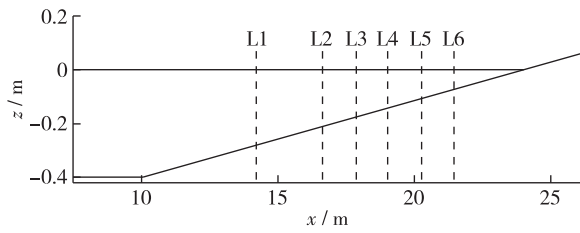


图 5 斜坡地形及水位测量位置

Fig. 5 Schematic view of the experimental setup and the numerical model setup

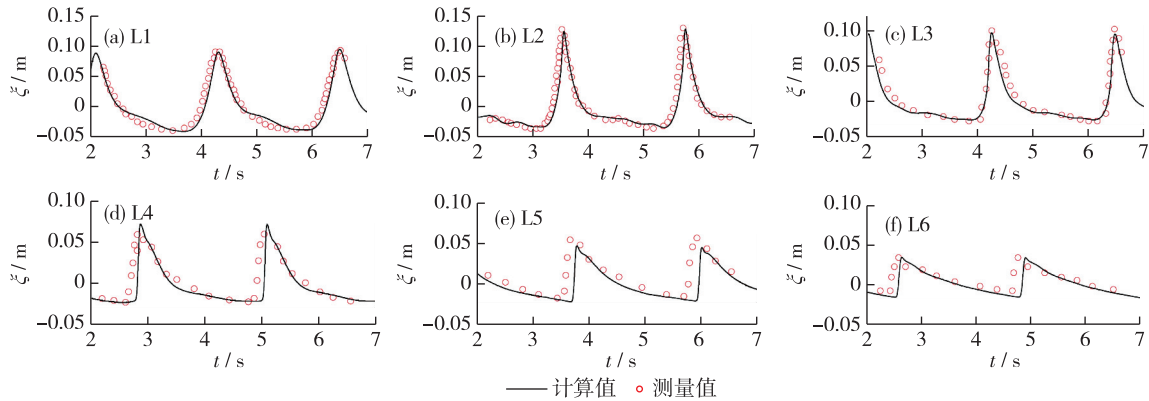


图 6 各测量点水位波动计算值验证

Fig. 6 Comparisons of computed and experimental time series of free surface elevation

2.3 孤立波绕出水圆台的流动

本算例针对圆台地形，考察模型对于三维波浪爬升、破碎及绕射过程的模拟能力，相同的实验结果常被用以水波数值模型的验证^[18]。图 7 给出了圆台地形几何形状，平地处水深 $h=0.32\text{ m}$ ，入射波为孤立波，分别采用了波高水深比 $A/h = 0.045$ 、 0.096 和 0.181 的 3 组水位实验测量值对比数值模拟结果。平地处计算网格水平分辨率 $\Delta l = 10\text{ cm}$ ，圆台局部最高分辨率 $\Delta l = 2\text{ cm}$ ，计算时间步长 $\Delta t = 0.001\text{ s}$ 。圆台前后共布置了 5 个浪高仪记录水位过程，浪高仪布置位置见图 7。

对于 $A/h = 0.045$ 的计算条件，孤立波在爬升过程中没有发生破碎，模型总体精度较高，但 9 号浪高仪模拟值与实测值所记录的反射波误差较明显(图 8 所示)。同样的偏差也出现在 $A/h = 0.096$ 和 0.181 两个算例。9 号浪高仪布置点接近圆台水面线，水深较低，模拟误差较大，精度的提高可从动边界的处理、床面粗糙度的设置等方面进一步研究。对于 $A/h = 0.096$ 和 0.181 两种计算条件，孤立波在爬升过程中均发生了破碎。3 种计算条件下孤立波绕圆台过程中爬升最大值、跌水最大值及各自相位的模拟均与实验测量值符合较好，表明模型可用于复杂地形条件下的波浪破碎模拟。

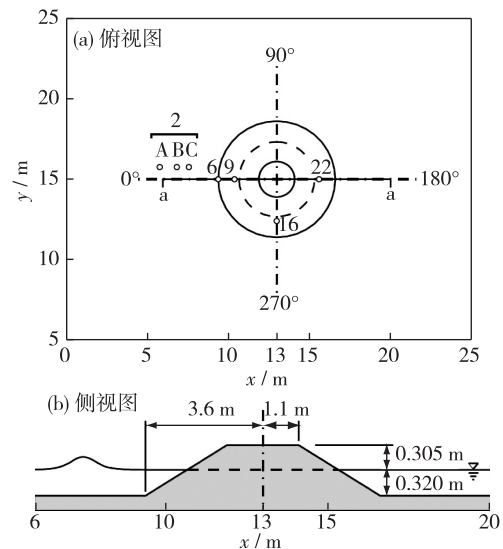


图 7 圆台小岛

Fig. 7 Schematic of the conical island experiment

水位模拟值与实测值的对比。L1 和 L2 位于破波点外，模拟结果与实测值吻合较好。L3—L6 位于破波点内，且自 L3 点波浪逐渐发展至完全破碎。比较结果显示 L4 处模拟的波高略大于实测值，而 L5 和 L6 点处的模拟值略小于实测值，且这两点处计算值与实测值存在相位差，其意味着模拟的波速略小于实测值。总体而言，该模型对于波浪在斜坡的传播、破碎及爬高的模拟具有一定的模拟精度。

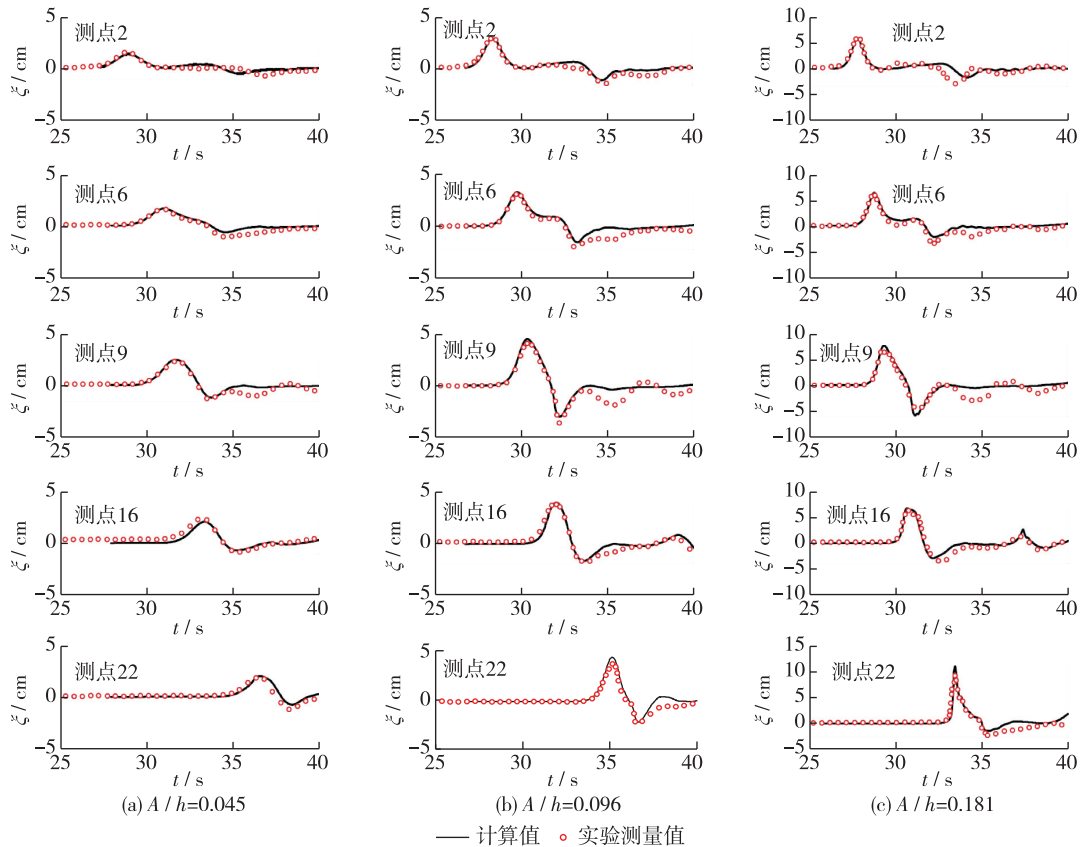


图8 模拟值与实测值比较

Fig. 8 Comparison of measured and calculated time series of water elevation

3 结 论

- (1) 文中模型采用二阶 TVD 数值离散格式，具有捕捉间断的能力，可用于模拟间断水流，如溃坝等。
- (2) 非静压模型在静压模型的基础上拓展而成，采用预估校正的两步法，计算效率高。
- (3) 浅水方程基于静压模型，需要注意其适用条件，如陡变地形下水流、色散水波等。
- (4) 非静压模型的模式分裂法可成功用于模拟波浪破碎，且计算效率高，可应用于大尺度海岸带波浪运动的数值模拟。

参考文献：

[1] ZHANG J X, SUKHODOLOV A N, LIU H. Fully hydrodynamic versus hydrostatic modeling for shallow environmental flows [J]. Journal of Hydrodynamics, 2014, 26(4): 840-847.

[2] KOCYGIT M B, FALCONER R A, LIN B. Three-dimensional numerical modeling of free surface flows with non-hydrostatic pressure [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2002, 40: 1145-1162.

[3] ZHANG J X, LIU H, XUE L P. A vertical 2-D mathematical model for hydrodynamic flows with free surface in σ coordinate [J]. Journal of Hydrodynamics Ser B, 2006, 18(1): 82-90.

[4] FRINGER O B, GERRITSEN M, STREET R L. An unstructured-grid, finite-volume, non-hydrostatic, parallel coastal ocean simulator [J]. Ocean Modeling, 2006, 14: 139-173.

[5] ZELT J. The run-up of non-breaking and breaking solitary waves [J]. Coastal Engineering, 1991, 15: 205-246.

[6] KARAMBAS T, KOUTITAS C. A breaking wave propagation model based on the Boussinesq equations [J]. Coastal Engineering, 1992, 18: 1-19.

[7] MADSEN P, SØRENSEN O, SCHÄFFER H. Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model: part I: model description

- and cross-shore motion of regular waves [J]. *Coastal Engineering*, 1997, 32: 255-288.
- [8] KENNEDY A, CHEN Q, KIRBY J, et al. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and run-up: I: 1-D [J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, Ocean Engineering*, 2000, 126(1): 39-48.
- [9] CIENFUEGOS R, BARTHÉLEMY E, BONNETON P. Wave-breaking model for Boussinesq-type equations including roller effects in the mass conservation equation [J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 2010, 136(1): 10-26.
- [10] ZIJLEM M, STELLING G S, SMIT P. SWASH: an operational public domain code for simulating wave fields and rapidly varied flows in coastal waters [J]. *Coastal Engineering*, 2011, 58: 992-1012.
- [11] MA G F, SHI F Y, KIRBY J T. Shock-capturing non-hydrostatic model for fully dispersive surface wave processes [J]. *Ocean Modelling*, 2012, 43/44: 22-35.
- [12] BONNETON P, CHAZEL F, LANNES D, et al. A splitting approach for the fully nonlinear and weakly dispersive Green-Naghdi model [J]. *Journal of Computational Physics*, 2011b, 230: 1479-1498.
- [13] TISSIER M, BONNETON P, MARCHE F, et al. A new approach to handle wave breaking in fully non-linear Boussinesq models [J]. *Coastal Engineering*, 2012, 67: 54-66.
- [14] SPALART P R. Strategies for turbulence modelling and simulations [J]. *International Journal of Heat Fluid Flow*, 2000, 21: 252-263.
- [15] RHIE C M, CHOW W L. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation [J]. *AIAA J*, 1983, 21: 1525-1532.
- [16] BALACHANDAR R, POLATEL C, HYUN B S, et al. LDV, PIV and Les investigation of flow over a fixed dune [C]//Proc, Symp Held in Monte Verta: Sedimentation and Sediment Transport. Dordrecht: Kluwer Academic, 2002: 171-178.
- [17] COX D T. Experimental and numerical modeling of surf zone hydrodynamics [D]. Newark: University of Delaware, 1995.
- [18] YAMAZAKI Y, KOWALIK Z, CHEUNG K F. Depth-integrated, non-hydrostatic model for wave breaking and run-up [J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2009(61): 473-497.

Wave breaking simulation by non-hydrostatic numerical model*

ZHANG Jingxin^{1,2}

(1. MOE Key Laboratory of Hydrodynamics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: Wave breaking is one of the key hydrodynamic issues in coastal engineering, and the research on numerical simulations of wave breaking is in the ascendant. Based on the static pressure model, a completely non-hydrostatic model is proposed by introducing the dynamic pressure term and has been successfully applied to the simulation of dispersive water waves. Vertical coordinate transformation approach is adopted to capture the free water surface, which exhibits improved computational efficiency as compared to the conventional VOF method. However, the vertical coordinate transformation approach cannot simulate large-curvature free surface deformation, i. e., the wave breaking process. Therefore, a model-splitting method is developed to simulate breaking waves, in which the model in the wave breaking zone is divided into a hydrostatic model and a non-hydrostatic model. That is, near the peaks of breaking waves the model is degraded to the hydrostatic model, which persists until the end of wave breaking and thereafter reverts to the dynamic pressure model. In this paper, the applicability of the model-splitting method and its accuracy for the simulation of wave breaking process are validated against canonical cases. Since this method has not introduced any new generalized model for wave breaking process, it has high computational efficiency and can be applied to the simulation of large-scale wave deformation, fragmentation and propagation in the coastal zone.

Key words: shallow water equation; non-hydrostatic model; dispersive water wave; wave breaking

* The study is financially supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 11572196) and the National Basic Research Program of China (No. 2014CB046200).