



面向海洋工程应用的数值波浪水池

梁修锋^{①②}, 杨建民^{①*}, 李俊^①, 肖龙飞^①, 李欣^①

① 上海交通大学海洋工程国家重点实验室, 上海 200030;

② 上海外高桥造船有限公司, 上海 200137

* 联系人, E-mail: jmyang@sjtu.edu.cn

收稿日期: 2010-05-14; 接受日期: 2010-11-29

自然科学基金资助项目(批准号: 50709019)

摘要 采用 FLUENT 软件中的用户自定义函数功能和动网格功能进行造波和消波, 采用 VOF 方法捕捉自由液面, 开发了一个数值波浪水池, 该水池可以生成规则波浪、按照波谱生成不规则波浪以及生成既定的不规则波波列. 文中开展了网格和时间步长试验, 力图找到经济精确的网格划分方案和高效的时间步长方案. 文中按照 Jonswap 谱进行了不规则波浪的数值模拟, 采用了等分能量法分解波谱的频率区间来得到组成波的圆频率, 模拟结果显示计算波谱与目标波谱一致, 波浪的统计特征得到了很好的体现, 模拟不规则波波谱的缺点是耗时过长. 由于真实海况下对海洋浮式结构物造成损坏的往往不是整个波浪时间序列, 而是少数的几个大波或者波列中的波群. 因此采用 CFD 方法准确模拟出既定的波列将会对了解极端海况下海洋结构物的损坏事故提供极大帮助. 采用本文提出的方法成功模拟出了既定的极大波, 这个方法的关键在于确定造波板的运动规律. 类似按照波谱造波, 文中将造波板处的波浪时历进行了分解, 得到了若干个小振幅波, 通过傅里叶级数法推导出了每个小振幅波的特征参数. 同样采用水力传递函数确定每个小振幅波对应的推板振幅, 之后将这些组成波对应的推板运动规律进行叠加得到了模拟不规则波波列时需要的推板运动规律.

关键词 数值波浪水池, 规则波, Jonswap 谱, 波列, 动网格, VOF

PACS: 92.10.hd, 93.85.Ly, 47.11.-j

1 引言

随着计算机技术的发展, 建立数值波浪水池应用于数值模拟的条件越来越成熟. 与物模实验相比数值波浪水池具有经济性高、无触点测量流场、比尺效应小、能够消除物模中传感器尺寸及模型变形等因素对流场的影响、可获得较详细的流场信息等优点.

在求解控制方程外, 数值波浪水池的实现还要解决许多问题, 比如造波方式的选择, 造波可供选择的

的方式有很多, 既有类似物理情形的推板、摇板造波, 如 Wang^[1]基于线性造波机理论在水池的一端设置了可吸收式造波边界条件, 造波板的运动除了产生行进波外, 同时还产生一个抵消反射波的局部波动. 也有源造波方式, 如 Brorsen 等人^[2]提出了适合于边界积分方程(BIEM)的源造波方法, 即在计算域内设置一造波源, 其源项等于生成波的水平速度, 在源项两边同时产生方向相反的两列波, 源项处可透过波浪遇建筑物形成的反射波.

引用格式: 梁修锋, 杨建民, 李俊, 等. 面向海洋工程应用的数值波浪水池. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 112-122

Liang X F, Yang J M, Li J, et al. Numerical wave tank for the application in ocean engineering (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2011, 41: 112-122, doi: 10.1360/132010-489

另外由于计算量的原因, 数值波浪水池只能在一个有限的区域里来模拟, 而真实的海域是无限的, 由此差别带来的波浪反射必须得到解决, 不然所得数值波浪的质量将会严重影响模拟结果. 数值波浪水池的端部反射问题, 尤其是造波板的二次反射也会影响数值波浪水池的应用. 通常的处理方法是在二次反射到达结构物之前停止实验, 或模型宽度设计的比水池的宽度小很多, 这对数值模拟意味着需要大量增加计算区域, 这受到计算机内存和计算机速度的限制. 消波的方式有很多, 如主动消波、被动消波、利用衰减的方式消波, 也有利用开边界的方式消波等.

主动消波是指在造波的同时, 主动产生与反射波相抵消的信号, 如 Wang^[1]. 吸收式造波属于主动消波, 而被动消波不产生新的信号.

利用衰减的方式消波是指在数值波浪水池的边界前设置衰减区域, 可使穿越了衰减层到达边界的水质点速度衰减接近于零, 这样与边界作用后产生的反射波也就很小, 反射波再次穿越衰减层后能量被再次削弱, 从而消除掉反射波对水池中物体的作用, 如 Larsen^[3], Gao^[4]和 Zhou 等人^[5], 本文通过设置衰减层来达到消波的目的.

利用开边界方式消波是指利用 Sommerfeld 线性辐射条件, 让达到水槽边界的波浪透射出去从而消除反射波, 如 Larsen^[3]和 Gao 等人^[4].

本文结合 FLUENT 软件中的用户自定义函数 (UDF) 功能和动网格 (Dynamic Mesh) 功能进行造波, 同时利用 FLUENT 软件中可以加入源项 (Source Terms) 的特征, 在水池后段的动量方程中加入了消波源项, 使穿越了消波区到达边界的水质点速度衰减接近于零, 从而消除了反射波对水池内波形的影响, 为长时间的波浪模拟提供了保证, 自由液面由两相流中的 VOF 方法捕捉, 基于以上建里了数值波浪水池对规则波浪的数值模拟进行了研究, 同时开展了网格和时间步长试验, 找到了经济、精确的网格划分方案和时间步长方案, 最终得到了高品质波浪. 随后对不规则波浪进行了数值模拟研究, 采用谱分解方法推导出了生成不规则波浪时的摇板信号, 对计算得到的波浪时历进行了谱分析并将分析结果与理论谱进行了比较, 结果理想. 由于真实海况下对海洋浮式结构物造成损坏的往往不是整个波浪时间序列, 而是少数的几个大波或者波列中的波群. 因此采用

CFD 方法准确模拟出既定的波列将会对了解海洋结构物事故发生时的局部流场特征提供极大帮助. 本文成功模拟出了一个极大波. 借助于 FLUENT 软件可以提供复杂网格的特性, 该水池可以为复杂浮式结构物的水动力特性的模拟提供数值波浪环境, 具有广阔的应用前景.

2 数学模型

控制方程包括连续性方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0. \quad (1)$$

N-S 方程为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + f_1 + F_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + f_2 + F_2, \quad (3)$$

u, v 分别为 x, y 方向的速度, ρ 为流体的密度, ν 为动力学黏性系数, $f_1 = 0$, $f_2 = -g$, F_1 和 F_2 为附加源项.

本文采用 VOF 方法捕捉自由液面, 因此还需要引入另外一个控制方程, 即流体体积分数的输运方程

$$\begin{cases} \frac{\partial a_q}{\partial t} + \frac{\partial (ua_q)}{\partial x} + \frac{\partial (va_q)}{\partial y} = 0, \\ \sum_{q=1}^2 a_q = 1, \quad (q=1, 2). \end{cases} \quad (4)$$

文中 $q=1$ 表示空气相, $q=2$ 表示水相. a_q 是一个标量, 表示 q 相流体在网格内占的体积分数

$$a_q = \frac{\text{网格内 } q \text{ 相流体的体积}}{\text{网格的体积}}. \quad (5)$$

本文所采用的 Geometric Reconstruction 方法是由 Youngs 等人^[6]的方法发展而来的. 该方法可以用于非结构网格, 计算精度较高. 几何重构的第一步是计算交界面在网格内相对于网格中心的位置, 第二步由速度矢量和交界面的位置确定通过网格面的流体流量, 第三步由前两步的结果计算每一个网格的体积分. 它在每一时间步内根据网格内的流体体积分将网格标记为流体网格 ($a_q = 1$), 空网格 ($a_q = 0$) 或自由液面网格 ($0 < a_q < 1$), 并根据自由液面网格内的体积分 a_q 重构自由液面几何形状. 然后利用离散后的传输方程确定体积分得到下一个时间步的

自由液面形状, 基于交错网格或同位网格求解不可压流体的 N-S 方程, 得到下一个时间步流域内各点的速度值和压力值, 如此循环而求出流体在各个时刻的运动情形. 本文默认体积分数 $a_q = 0.5$ 处为自由液面.

3 数值波浪水池

3.1 造波

本文采用类似于物理情形的摇板或者推板进行造波. 为了给定造波板的运动规律, 需要知道水力传递函数, 即不同周期时板前的波浪振幅 a_0 与造波板振幅 e 的关系. 为了适用于一般情况, 假定造波板的运动为推摇混合, 距离池底距离为 d_1 和 d_2 处板的振幅分别为 e_1 和 e_2 , 水面处振幅为 e , 见图 1, 由势流理论可得^[7].

$$T_2(\omega, d) = \frac{a_0}{e_1} = \frac{4 \sinh kd}{\sinh 2kd + 2kd} \left(\frac{1 - e_2/e_1}{1 - d_2/d_1} \right) \frac{d}{d_1} \sinh kd + \frac{e_2/e_1 - d_2/d_1}{1 - d_2/d_1} \sinh kd + \frac{1 - e_2/e_1}{1 - d_2/d_1} \frac{1}{kd_1} - \frac{1 - e_2/e_1}{1 - d_2/d_1} \frac{1}{kd_1} \cosh kd. \quad (6)$$

对于摇板造波板, $e_1 = e$, $e_2 = 0$, $d_1 = d$, $d_2 = 0$, 则

$$T_2(\omega, d) = \frac{a_0}{e} = \frac{4 \sinh kd}{\sinh 2kd + 2kd} \sinh kd + \frac{1}{kd} - \frac{1}{kd} \cosh kd. \quad (7)$$

对于推板式造波板, $e_1 = e_2 = e$, $d_1 = d$, $d_2 = 0$, 则

$$T_2(\omega, d) = \frac{a_0}{e} = \frac{H_0}{2e} = 4 \sinh^2 kd / (2kd + \sinh 2kd). \quad (8)$$

以上各式中的 k 为波数, 它的求解可由下面的色散关系求得

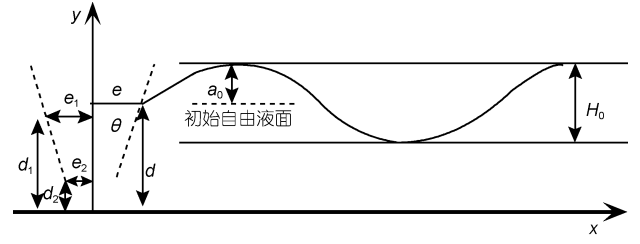


图 1 造波板布置图

$$\omega^2 = gk \tanh(kd). \quad (9)$$

3.2 消波

文中在消波区中的动量方程中添加源项以消除水池后端壁面的波浪反射, 对于二维情形, 在数值波浪水池的消波段压力项和速度项见文献[5,8].

4 规则波浪的数值模拟

4.1 几何模型

利用 GAMBIT 建里计算所需的几何模型, 其几何简图如图 2 所示. 坐标原点位于造波板、初始自由液面和中纵剖面的交界处. 水池长 17 m, 水深 2 m, 消波区长 3 m, 初始静水面以上的高度为 1 m, 在距离造波板 7.46 m 处设置了虚拟浪高仪见图 2.

4.2 边界条件、初始条件和求解方案

本小节采用了推板方式造波见图 2 所示, 因此左边界为运动边界, 用来模拟造波板的运动, 顶部为压力入口边界条件, 其余边界包括池底和后端池壁都是固壁边界条件, 在初始时刻水池内的水体呈静水压力分布

$$P = \rho gy. \quad (10)$$

为了确定造波板的运动规律, 首先采用目标波

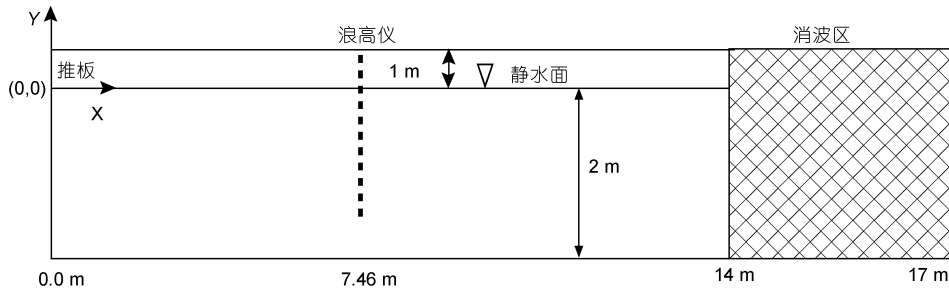


图 2 数值波浪水池几何简图

浪参数和(8)式计算得到推板的振幅. 目标波波高为 0.19 m, 周期 $T=1.7$ s, 由于波浪传递过程中存在衰减, 需要进行较波. 较波过程中重点考虑了网格质量以及时间步长对数值波浪的影响, 力求得到稳定、精确的波浪, 较波后得到造波板振幅为 0.0495 s, 其运动规律为

$$A = A_0 \sin(\omega t), \tag{11}$$

其中 $\omega = 2\pi/T$ 为波浪圆频率. 流场采用两相流中的 VOF 模块和层流模式求解, 压力-速度项采用 PISO 算法进行迭代计算, 动量方程中的瞬态项采用一阶隐格式, 为了同时保证计算方案的稳定性和精确性, 本文对流项和扩散项的离散在最初的 5 个时间步内采用一阶迎风格式, 此后的计算采用二阶迎风格式, 时间步进方案为 NITA 算法. 由于造波板附近主要采用结构网格见图 3, 并且造波板做纯推的直线运动, 所以采用动网格模块中的铺层(Layering)功能进行网格更新来实现造波板的运动. 最后将动边界的运动方程及消波区中的源项写成用户自定义函数 UDF 在 FLUENT 软件里的相关接口激活进行造波和消波.

4.3 网格和时间步长试验

本小节考察网格尺度和时间步长对计算结果的影响, 共采用了 4 种网格划分方案和 4 个不同的时间步长见表 1. 网格划分时特别考虑了自由液面附近的区域, 因其附近物理量梯度变化大, 应该加密网格以

减少误差, 而离其较远处物理量梯度变化小, 采用细密网格则会浪费计算时间. 另外自由液面附近较密的网格也有利于后处理时构造出精细的自由液面. 碍于计算时间的限制, 我们希望做到网格疏密有致, 在计算的精确度和计算资源耗费两个因素间寻求平衡, 力求用经济的网格的数量得到精细的结果. 具体操作时, 自由液面附近网格最密, 离之越远, 网格大小按比例增大, 见图 3. 因水池为规则的矩形, 便于采用结构网格划分, 相比非结构网格, 结构网格形状规则, 排列有序几何形状扭曲率小, 计算结果后处理时得到的自由液面光滑平整, 过渡自然, 网格尺度相同时较非结构网格数量少.

考虑到模拟的规则波浪的波高为 0.19 m, 以此为据, 将网格方案分为 MESH-A, MESH-B 和 MESH-C, 见表 1. MESH-A 的最小网格出现在自由液面附近, 为 0.009 m, 这样垂向单个波高内约有 20 个网格; MESH-B 的最小网格为 0.017 m, 垂向单个波高内约有 10 个网格; MESH-C 的最小网格为 0.035 m, 垂向单个波高内约有 5 个网格. 水池纵向采用等间距划分的原则, MESH-A 对应的网格大小为 0.035 m, 纵向每个波长范围内约有 128 个网格; MESH-B 对应的网格大小为 0.07 m, 纵向每个波长范围内约有 64 个网格; MESH-C 对应的网格大小为 0.14 m, 纵向每个波长范围内约有 32 个网格. 时间步长分别取为波浪周期的 1/500, 1/1000, 1/1500 和 1/2000.

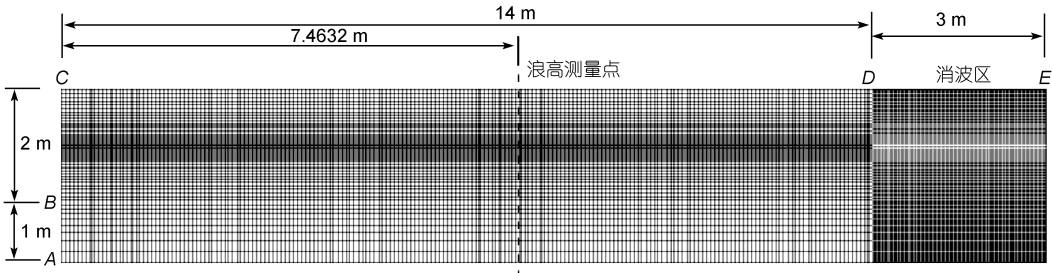


图 3 数值波浪水池网格划分示意图

表 1 网格和时间步长试验

	AB	BC	CD, DE	时间步长
MESH-A	0.12, 放大系数 0.85	最小网格 0.009 m 0.03 m, 放大系数 0.94	0.035 m	$T/2000, T/1500$ $T/1000, T/500$
MESH-B	0.14, 放大系数 0.85	最小网格 0.017 m 0.04 m, 放大系数 0.94	0.07 m	$T/2000, T/1500$ $T/1000, T/500$
MESH-C	0.16, 放大系数 0.85	最小网格 0.035 m 0.04 m, 放大系数 0.94	0.14 m	$T/2000, T/1500$ $T/1000, T/500$

计算时间步长对解的精度有很大影响. 在同一网格方案下, 当计算时间步长 $\Delta t = T/500$ 时, 所得波浪时历曲线偏离试验值显著, 尤其是在模拟进行较长时间后, 见图 4. 即使在网格比较精细的方案 MESH-A 下, 这种随着模拟时长增加, 计算所得波幅衰减的现象依然存在. 稍微缩短时间步长至 $\Delta t = T/1000$, 计算精度有所改善, 见图 5, 但误差依然严重, 与我们想要的高品质波浪相去甚远. 继续减小时间步长至 $\Delta t = T/1500$, 得到了与试验相近的结果, 见图 6. 在 $\Delta t = T/2000$ 时同样得到了理想的模拟结果, 见图 7, 但相比 $\Delta t = T/1500$ 并没有带来显著不同, 但因为单元数量的增多, 付出了更多的计算资源和时间. 综合图 4~7 可以得出: 计算结果的精度对时间步长的依赖性很大, 大的时间步长可以耗费更少的计算资源和时间, 但同时也引入了较高的数值误差, 这样寻求合理的时间步长就成了数值模拟中的重要一环. 结合上述的模拟实践, 我们取 $\Delta t = T/1500$ 用于本文数值波浪的模拟.

时间步长固定, 3 个网格方案相比, MESH-C 偏

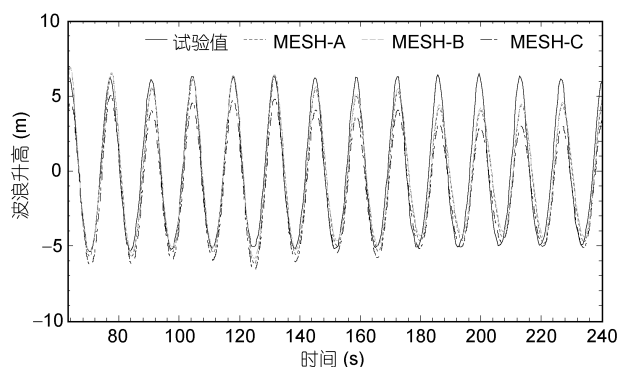


图 4 时间步长取为 $\Delta t = T/500$

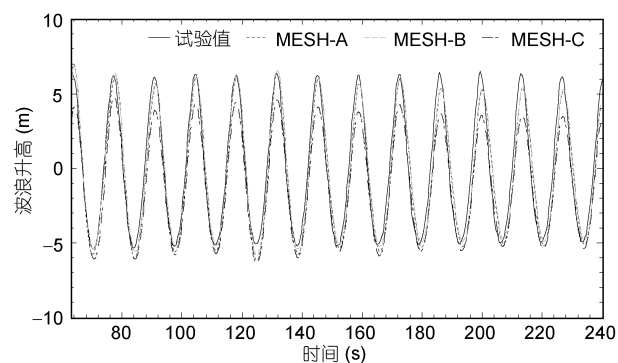


图 5 时间步长取为 $\Delta t = T/1000$

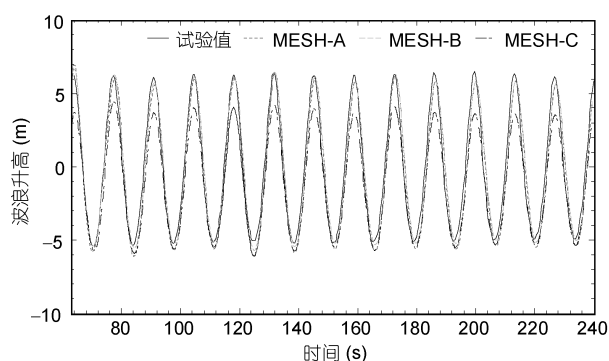


图 6 时间步长取为 $\Delta t = T/1500$

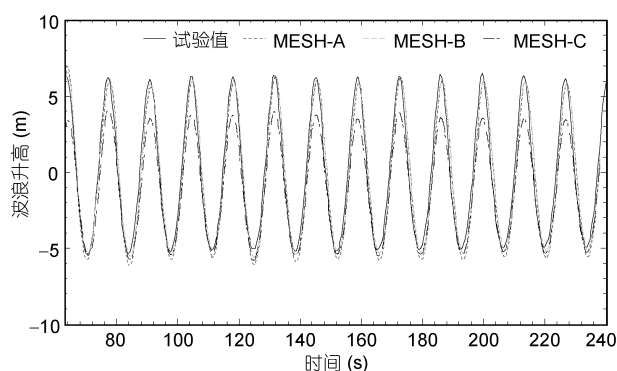


图 7 时间步长取为 $\Delta t = T/2000$

离试验值最大, 较大的数值耗散影响了波浪的振幅, 即使步长取 $\Delta t = T/2000$ 时情况也没有得到改善. 很多精细的网格方案 MESH-A 相比 MESH-B 也未带来更好的精度. 最终我们确定 MESH-B 为最终的网格划分方案, 模拟得到的流场瞬时波形, 见图 8.



图 8 流场瞬时波形图

5 不规则波浪的数值模拟——模拟波谱

5.1 几何模型

采用 GAMBIT 建里计算所需的几何模型, 见图 9. 坐标原点 O 位于水池左端的初始自由液面处, 水池长 40 m, 水深 2 m, 消波区长 6 m, 初始自由液面以上的高度为 0.4 m, 造波板绕 R 点做定轴转动. 在

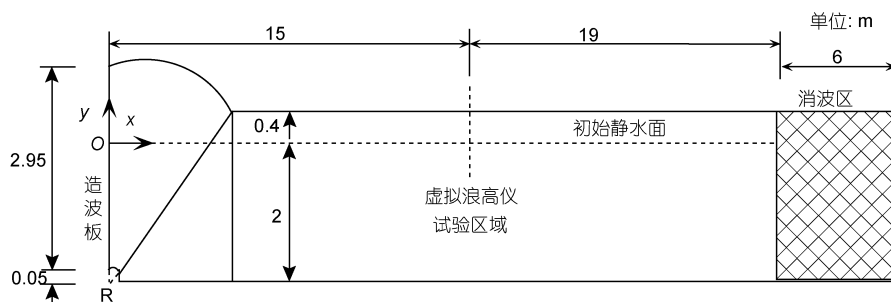


图 9 计算区域几何简图

$x=15$ m 处设置了虚拟浪高仪器以监测浪高时历. 流场网格划分如图 10 所示, 在流场的大部分区域都采用了结构网格, 这样既可以减少网格的数量, 同时可以得到光滑的自由液面, 在自由液面附近加密了网格以提高计算精度, 见图 10, 自由液面附近网格大小为垂向为 0.015 m, 纵向为 0.03 m, 网格总数约为 75000.

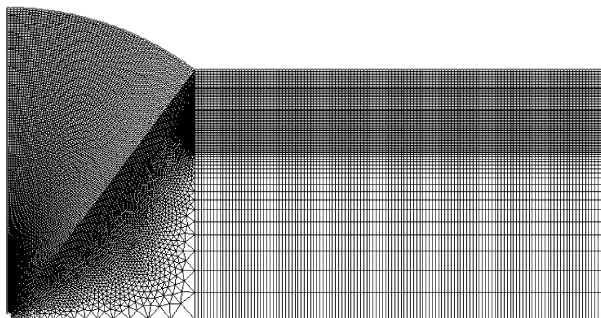


图 10 流场网格划分

5.2 摇板的运动规律

本文模拟的目标波波谱为 Jonswap 谱^[9], 水深为 128 m, 有义波高为 14.3 m, 谱峰周期为 15.3 s, 谱型参数 $\gamma=2.4$, 缩尺比为 64:1, 计算时采用了模型值, 最后将计算结果换算成了实型值.

由波高和波浪周期表示的谱公式为

$$S(\omega) = aH_{1/3}^2 \frac{1}{T_p^4 \omega^5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{1}{T_p \omega} \right)^4 \right] \gamma \exp \left[-\frac{(T_p^2 \omega - 1)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (12)$$

式中 $a = 0.0624 / [0.0230 + 0.336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}]$, ω_p 为谱峰周期对应的波浪圆频率; $\omega \leq \omega_p$ 时 $\sigma = 0.07$, $\omega > \omega_p$ 时 $\sigma = 0.09$.

零阶谱距(谱密度曲线下的面积)为

$$m_0 = \int_0^\infty S(\omega) d\omega = \int_0^\infty \frac{A}{\omega^5} \exp \left(-\frac{B}{\omega^4} \right) d\omega = \frac{A}{4B}. \quad (13)$$

因为 $\zeta_{w/3} = 4(m_0)^{1/2}$, 所以 $B = \frac{4A}{\zeta_{w/3}^2}$.

为了得到不规则波需要对规则波进行波浪叠加^[9], 划分频率区间的方法有等分频率法和等分能量法两种, 本文采用等分能量法. 定义累积谱为

$$E(\omega) = \int_0^\omega S(\omega) d\omega. \quad (14)$$

如按等分能量法分成 M 份, 则分界频率 ω_i 可按式

$$E(\omega_i) = iE(\infty) / M = im_0 / M \quad (15)$$

的解来决定. 对于可以积分的谱, 通过积分可得 $E(\omega)$ 和 $E(\infty)$, 然后将 $E(\omega)$ 和 $E(\infty)$ 代入(15)式得 ω_i . 当谱形无法积分时, 可通过数值积分计算累积谱 $E(\omega)$ 并按等分能量法确定分界频率 ω_i . 把选定的波浪谱等分为 M 份后, 求解得到每一个频率对应的波幅值 $a_i = \sqrt{2s_{\eta\eta}(\omega_i)\Delta\omega_i}$, 式中 $s_{\eta\eta}(\omega_i)$ 为 ω_i 处的波谱值, 当 $i=1$ 时 $\Delta\omega_i = (\omega_{i+1} - \omega_i) / 2$, 当 $i=M$ 时 $\Delta\omega_i = (\omega_i - \omega_{i-1}) / 2$, 当 $i \in (2, 3, \dots, M-1)$ 时 $\Delta\omega_i = (\omega_{i+1} - \omega_{i-1}) / 2$; ω_i 为第 i 个组成波的圆频率, 本文中圆频率的区间为 (0.25 ~ 1.5), 对于极其高频和低频的部分都不予考虑, 然后按等分能量法取将频率区间分成 $M=85$ 份, 分解后得到的组成波的波幅见图 11, 这样对应的重复周期约为 8 min, 相应的数值模拟的波浪时历的时长也必须大于 8 min, 不然所得波浪时历将不能完全反映目标谱的统计特征.

为了给定造波板的运动规律, 需要知道水力传递函数, 即不同周期时板前的波浪振幅 a_0 与造波板

振幅 e 的关系. 本文采用摇板方式进行造波, 因此采用(7)式进行摇板振幅的计算, 并利用图 1 的关系求解摇板的幅角 $\theta_i = \arctan(e/d)$, 各个频率对应的摇板的初相位 ε_i 在 $(0 \sim 2\pi)$ 内随机取值, 见图 12. 最后将各个频率下的摇板运动进行叠加即可得到摇板在任意时刻的角速度信号

$$RV = \sum_{i=1}^M \omega_i \theta_i \cos(\omega_i t + \varepsilon_i). \quad (16)$$

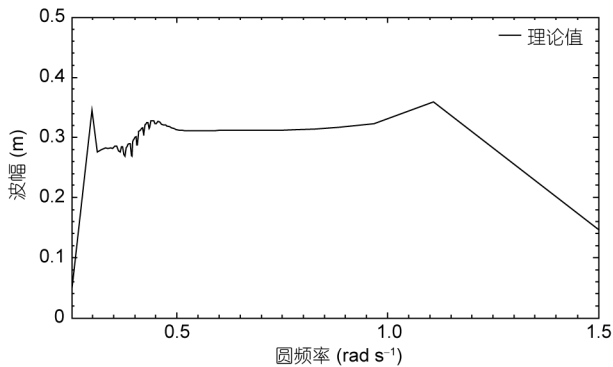


图 11 组成波的波幅

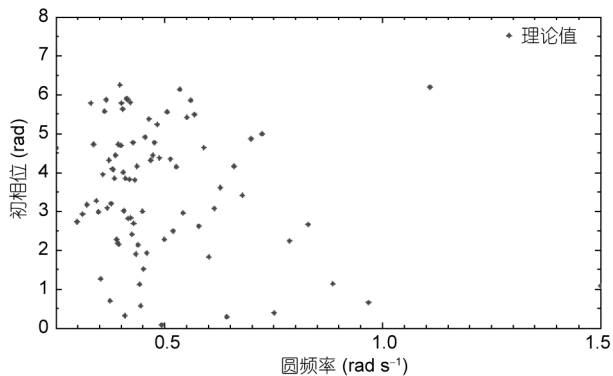


图 12 组成波的随机初相位

5.3 边界条件、初始条件及求解方案

摇板为动边界, 模拟 Jonswap 谱时, 其运动规律见(16)式, 顶部为压力入口边界条件, 其余各边为无滑移的固壁边界条件见图 9, 初始条件和 4.2 节相同, 见(10)式, 求解方案也和 4.2 节相同.

5.4 计算结果与分析

按照前述的原理和计算方法, 对 Jonswap 谱进

行了数值模拟, 然后对所得波浪时历进行谱分析, 最初水池中生成的不规则波波谱不一定是所寻求的目标谱, 若两者差异较大, 就需要按下式进行迭代修正^[10]:

$$S_{\zeta}^{i+1}(\omega) = S_{\zeta}(\omega) + \alpha[S_{\zeta}(\omega) - S_{\zeta}^i(\omega)], \quad (17)$$

式中 $S_{\zeta}^{i+1}(\omega)$ 为修正后的波谱; $S_{\zeta}(\omega)$ 为预定的目标谱; $S_{\zeta}^i(\omega)$ 为水池中测得的实际波谱; α 为修正系数, $\alpha = 0.5 \sim 0.618$, 本文中取 $\alpha = 0.618$. 采用修正后的波谱重新生成造波板运动, 二次造波后将波浪时历的谱分析结果与理论谱进行比较, 经过两次或三次迭代修正后即可得到比较理想的结果. 图 14 为按 Jonswap 谱进行模拟时得到的 $x = 15 \text{ m}$ 处的波浪时历曲线, 对波浪时历进行统计分析可得有义波高的计算值见表 2, 所得结果与目标值吻合较好. 图 13 为计算得到的瞬时波形图. 最后将计算得到的波谱连同理论谱绘于图 15 中, 结果表明, 本文计算所得的波谱与理论谱基本吻合, 模拟时时间步长取为 0.001 s , 总的模拟时长约为 600 个计算机时, 总的波浪时历时长约为 4000 s, 接近于重复周期的长度.

表 2 计算值和理论值的比较

谱类型	有义波高 (m)		谱峰周期(s)	
	目标值	计算值	目标值	计算值
Jonswap 谱	14.33	12.59	15.30	15.01



图 13 $t=2000 \text{ s}$ 时流场的瞬时波形图

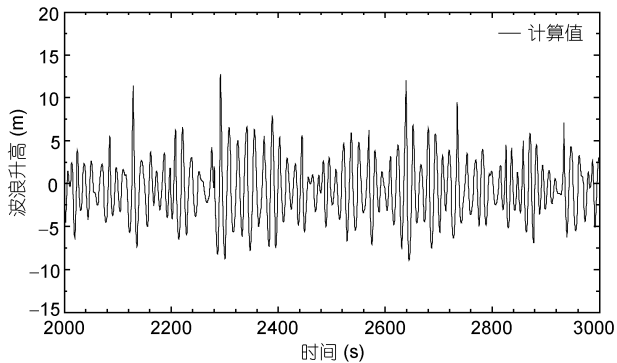
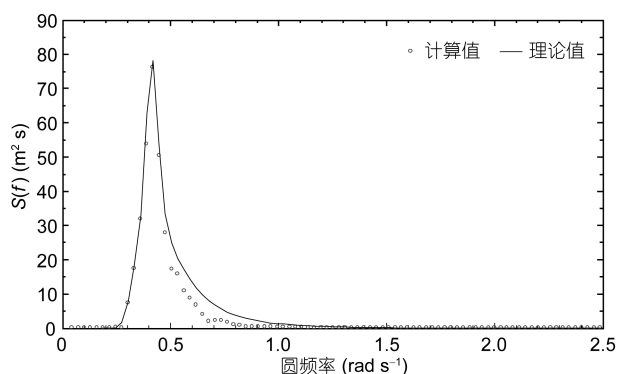


图 14 $x=15 \text{ m}$ 处的波浪时历

图 15 $x=15\text{ m}$ 处的计算波谱与理论谱的比较

6 不规则波浪的数值模拟-模拟波列

6.1 模型试验

为了便于测量分析, 研究的问题简化为二维, 见文献[11]. 试验采用的水槽长 36 m , 宽 0.95 m , 水深 0.65 m , 水槽四壁由可以透视的玻璃制成, 造波板的运动由程序控制. 试验中造波板的信号由两个周期和振幅都不同的正弦波动组合而成. 造波板先按照周期为 1 s 的正弦运动摇动两个周期, 接下来按照周期为 1.5 s 振幅稍大的正弦运动摇动 2.5 个周期, 按照这种运动规律生成了和实验室以及自然界中比较相像的极大波. 试验中水槽里布置了 15 个浪高仪, 用来测量波浪的升高, 考察极大波浪的生成过程, 这些浪高仪分布在距离造波板 4.5 和 11.5 m 的范围内, 以 0.5 m 为间隔.

6.2 几何模型

利用 GAMBIT 建立计算所需几何模型, 见图 16. 坐标原点 O 位于水池左端的初始自由液面处, 水池长 10.5 m , 水深 0.65 m , 消波区长 3 m , 初始自由液面

以上的高度为 0.15 m , 造波板做纯推的直线运动. 在 $x=3.5\text{ m}$ 处设置虚拟浪高仪以监测浪高时历. 流场网格划分如图 17 所示, 由于流场为规则的矩形, 便于采用结构网格进行划分, 这样既可以减少网格的数量, 同时可以得到光滑的自由液面, 划分时在自由液面附近加密了网格以提高计算的精度, 自由液面附近网格大小垂向为 0.01 m , 纵向为 0.02 m , 网格总数约为 45000 .

6.3 推板的运动规律

通常情况下不是具有统计特征的波浪作用, 而是某种特殊的波列对海洋结构物产生主要的破坏作用, 特别是波列中的波群现象会对某些试验结果产生显著的影响, 因此必须模拟波列或被群现象. 如果仅模拟波谱, 即使模拟所得波浪的频谱与目标谱相同, 但波浪时历及其某些统计特征值可以是多种多样的. 因此, 为了模拟波列, 必须同时模拟频谱和相位谱.

本小节采用波浪叠加法考察了单个极大波的数值模拟过程. 首先在物理水池的波浪传播方向上设置了两个浪高仪. 试验中, 距离造波板较近的浪高仪测量得到的波浪时历可以理解成若干个线性小振幅波的叠加, 通过傅里叶级数法求得每个组成波的振幅和初相位, 之后利用水力传递函数找到每个组成波对应的造波板运动规律, 然后采用叠加方法得到最终的造波板运动规律. 以此造波板运动作为输入在数值波浪水池中模拟物理水池中距离造波板较远的浪高仪测量得到的浪高时历. 模拟时采用动网格方法进行造波, VOF 方法捕捉自由液面, 衰减层消波. 结果得到了和实验比较一致的不规则波波列.

任何不规则波波列时历都可以分解成若干个小振幅波的叠加

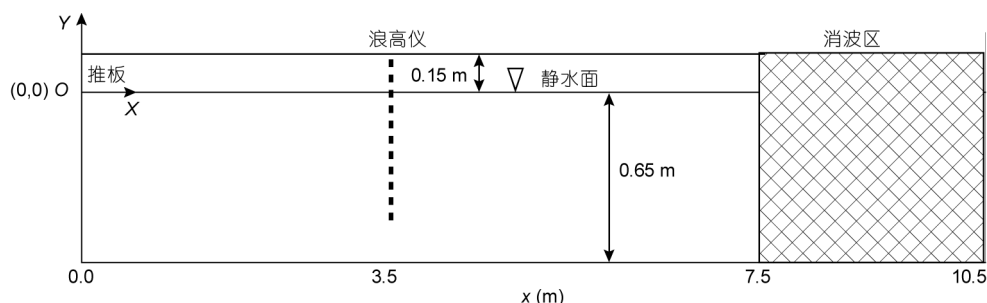


图 16 数值波浪水槽几何简图

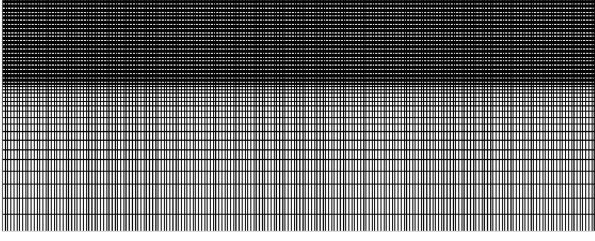


图 17 流场网格划分

$$\eta(t) = \sum_{i=0}^M a_i \cos(\omega_i t + \theta_i). \quad (18)$$

将上式写成下列形式:

$$\begin{aligned} \eta(t) &= \sum_{i=0}^M (a_i \cos \theta_i \cos \omega_i t - a_i \sin \theta_i \sin \omega_i t) \\ &= A_i \cos \omega_i t + B_i \sin \omega_i t, \end{aligned} \quad (19)$$

式中

$$\begin{cases} A_i = a_i \cos \theta_i, \\ B_i = -a_i \sin \theta_i, \end{cases} \quad (20)$$

$$a_i = \sqrt{A_i^2 + B_i^2}, \quad (21)$$

构造函数

$$f(\theta_i) = |A_i - a_i \cos \theta_i| + |B_i + a_i \sin \theta_i| \quad (22)$$

求得 a_i 和 θ_i 后, 代入(18)式即可得波形的解析式. 因此, 问题归结为求 A_i 和 B_i , 这里使用了傅里叶级数法来推导 A_i 和 B_i , 见俞聿修^[12].

$$\begin{cases} A_i = \frac{2}{T} \int_0^T \eta(t) \cos \omega_i t dt = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \eta(t_n) \cos \omega_i t_n, \\ B_i = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \eta(t_n) \sin \omega_i t_n, \end{cases} \quad (23)$$

$i = 0, 1, 2, \dots, M; B_0 = 0,$

式中 $\omega_i = i \frac{2\pi}{N\Delta t}$ (N 为波列中总的时间点的个数, Δt 为时间间隔), 计算中需要满足 $M = N/2$, 否则(23)式将不成立, 本节中 $\Delta t = 0.04$ s, 样本点的个数为 776.

在得到 A_i 和 B_i 后, 可按(21)和(22)式计算各组成波的振幅 a_i 和初相位角 θ_i , 然后代入(18)式可得波列的解析式. 由于函数(22)式是多值函数, 将其解区间限制在 $(0, 2\pi)$ 之间, 为了模拟波列不仅要满足振幅谱一致同时还要满足相位谱一致.

图 18 给出了试验中波浪传播方向上靠近物理造波板处的浪高仪测量得到的波浪时历, 采用上面的

波浪叠加法将波面时历分解成若干个小振幅波的叠加, 所得各个组成波的振幅和初相位角见图 19 和 20, 随后将叠加得到的波面时历与实验值进行比较, 几乎完全一致见图 21.

然后以这一点作为数值模拟中的造波点, 模拟此点下游方向各点处的波浪时历. 本节采用推板方式造波, 因此采用(8)式进行推板振幅的计算, 而后将各个频率下的推板运动进行叠加即可得到推板在任意时刻的线速度:

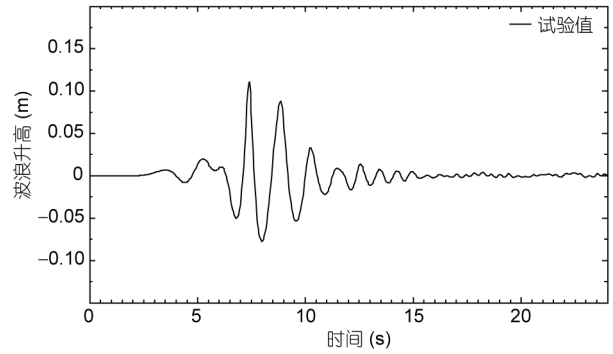


图 18 推板处的波浪时历

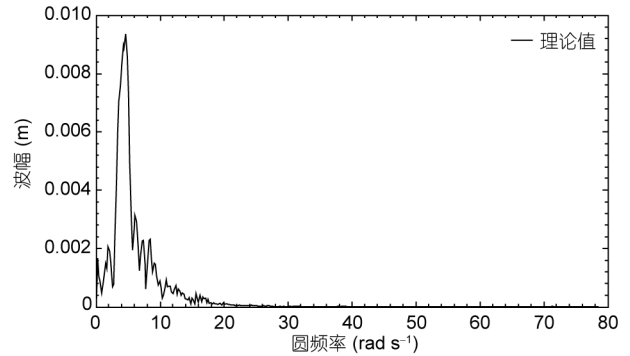


图 19 组成波的波幅

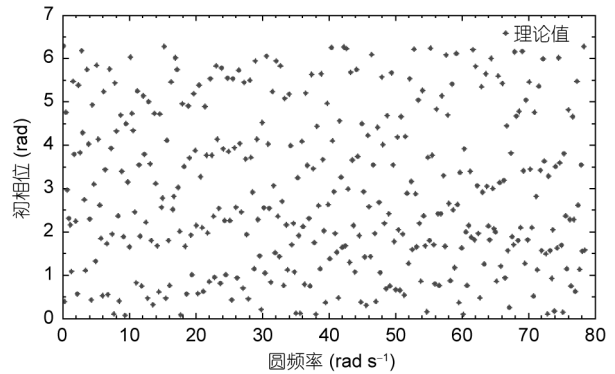


图 20 组成波的初相位角

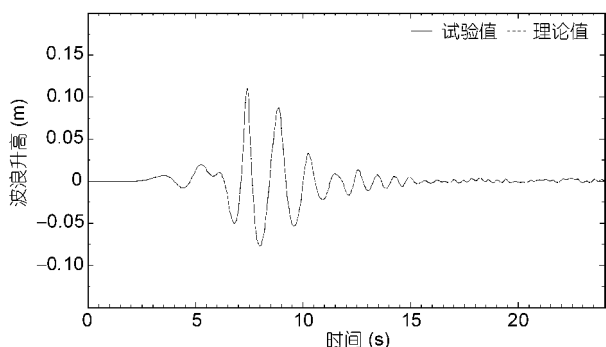


图 21 采用波浪叠加法得到的波浪时历和实验值的比较

$$RV = \sum_{i=0}^M \omega_i e_i \cos(\omega_i t + \theta_i). \quad (24)$$

6.4 边界条件、初始条件及求解方案

推板为动边界, 模拟不规则波波列时, 其运动规律见(24)式, 顶部为压力入口边界条件, 其余各边为无滑移固壁边界条件见图 16, 初始条件和 4.2 节相同, 见(10)式, 求解方案也和 4.2 节相同.

6.5 计算结果与分析

按照前述的原理和计算方法, 对单个极大波的生成过程进行了模拟, 然后将计算得到的波浪时历与实验值进行了比较, 见图 22, 计算值与实验值基本吻合, 极大波波峰值与计算值相当, 波谷处有些许差别. 差别的原因在于模拟中造波点下游方向的水体最初是静止的, 而实验中该点后的水体是运动的, 造波点下游水体初始状态的不同是目标点波浪时历不同的主要原因, 如何解决这个不同引入的误差是下一步研究的关键, 文中还通过可视化计算结果给出了 4 个不同时刻的波形图, 见图 23.

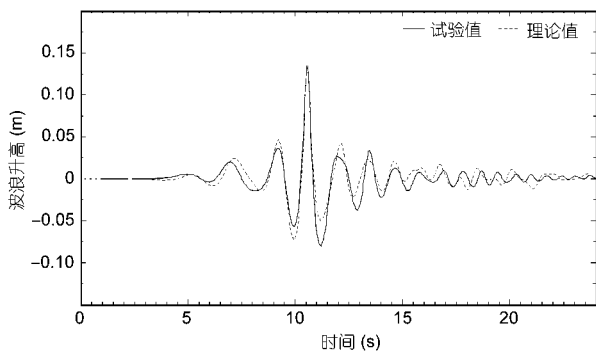
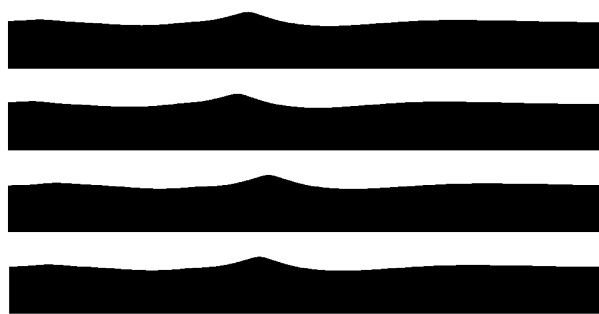
图 22 $x=3.5$ m 处的波浪时历

图 23 流场瞬时波形图

从 $t=10.74$ s 开始相邻两幅图的时间间隔为 0.08 s

7 结论

本文基于 FLUENT 中的用户自定义函数 UDF 功能, 在消波区的动量方程中添加了源项, 使得通过此区域的水质点速逐步衰减, 到水池末端时几近于零, 模拟结果反映出消波区高效的消除了波浪反射, 经过长时间的波浪模拟后, 水池内波形稳定. 造波采用推板或者摇板方式, 造波板的运动规律由势流理论得到的水力传递函数确定.

在对规则波浪进行模拟时考察了不同网格尺度和时间步长对计算结果的影响, 共介绍了 4 个时间步长和 3 种网格划分方案. 时间步长试验的结果表明: 较大的时间步长会带来大误差, 过小的时间步长又会耗费过多的计算资源和时间. 经过比较, 找到了符合精度要求同时又具有较高计算效率的时间步长. 网格试验的结果表明, 精细的网格带来了高精度, 但也对计算资源和计算时间提出更多要求; 粗网格带来的误差又是不能接受的. 通过试验, 找到了合理高效的适合数值波浪模拟的网格划分方案.

文中以等分能量法对 Jonswap 谱进行分解, 而后采用叠加法推导得到了用于不规则波浪模拟的摇板运动规律. 将模拟得到的波浪时历进行谱分析并将计算谱与理论谱进行了比较, 结果比较接近, 但不规则波浪数值模拟-模拟波谱耗时较长, 扩展到三维计算量更是非常巨大, 而实际海况中对海洋结构物造成损害的往往不是整个具有统计特征的波浪时历而是极少几个大波或者波列中的波群.

为了模拟不规则波波列, 首先将波浪传播方向一点的波浪时历理解成若干个线性小振幅波的叠加, 通过傅里叶级数法求得每个组成波的振幅和初相位, 并以此点作为数值模拟中的造波点, 之后利用水力传递函数找到对应于每个组成波的造波板运动规律,

然后采用叠加方法得到了最终的造波板运动规律。模拟得到的目标点的波浪时历与实验中的波浪时历相差不多,但是模拟中没能考虑到水池内水体初始状态的差别,这应该成为下一步研究的重点。

借助于 FLUENT 软件可以提供复杂网格的特性,该数值波浪水池可以为复杂形状的海洋结构物的水动力特性的数值模拟提供高品质的波浪环境,具有广阔的应用前景。

参考文献

- 1 Wang Y X. Numerical wave channel with absorbing wave-maker (in Chinese). *J Hydrodyn*, 1994, 19(2): 205–214 [王永学. 无反射造波数值波浪水槽. 水动力学研究与进展, 1994, 19(2): 205–214]
- 2 Brorsen M. Larsen J. Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method. *Coastal Eng*, 1987, 11: 93–113
- 3 Larsen J, Dancy H. Open boundaries in short wave simulation-a new approach. *Coast Eng*, 1983, 7: 285–297
- 4 Gao X P, Zeng G D, Zhang Y. Wave generation and damping absorber of irregular waves with MAC method (in Chinese). *Acta Oceanologica Sin*, 2002, 24(2): 127–132 [高学平, 曾广东, 张亚. 不规则波浪数值水槽的造波和阻尼消波. 海洋学报, 2002, 24(2): 127–132]
- 5 Zhou Q J, Wang B L, Lan Y M, et al. Numerical simulation of wave overtopping over seawalls (in Chinese). *Chin Q Mech*, 2005, 26(4): 629–633 [周勤俊, 王本龙, 兰雅梅, 等. 海堤越浪的数值模拟. 力学季刊, 2005, 26(4): 629–633]
- 6 Youngs D L. Time-Dependent Multi-Material Flow with Large Fluid Distortion. New York: Proceedings of Numerical Methods for Fluid Dynamics, 1982
- 7 Sun Z C. Theoretical curve of mixed pusher rocker flap wavemaker (in Chinese). *China Harbour Eng*, 1988(4): 30–32 [孙昭晨. 推摇混合式造波机理论曲线. 港口工程, 1988(4): 30–32]
- 8 Liang X F, Yang J M, Li X, et al. Numerical simulation of green water on FPSO (in Chinese). *J Hydrodyn Ser A*, 2007, 22(2): 229–236 [梁修锋, 杨建民, 李欣, 等. FPSO 甲板上浪的数值模拟. 水动力学研究与进展(A 辑), 2007, 22(2): 229–236]
- 9 盛振邦, 刘应中. 船舶原理. 上海: 上海交通大学出版社, 2004. 360–362
- 10 俞湘三, 陈泽梁, 楼连根, 等. 船舶性能试验技术. 上海: 上海交通大学出版社, 1991. 188
- 11 Cox D, Ortega J. Laboratory observation of green water overtopping a fixed deck. *Ocean Eng*, 2002, 29: 1827–1840
- 12 俞聿修. 随机波浪及其工程应用. 大连: 大连理工大学出版社, 2000. 230–232

Numerical wave tank for the application in ocean engineering

LIANG XiuFeng^{1,2}, YANG JianMin^{1*}, LI Jun¹, XIAO LongFei¹ & LI Xin¹

¹ State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200030, China;

² Shanghai Waigaoqiao Shipbuilding Co, Ltd. Shanghai 200137, China

In this paper, a numerical wave tank (NWT) which is capable of generating regular waves, irregular waves based on wave spectrum and predetermined irregular wave train, is presented. This numerical wave tank integrated with dynamic boundary generating waves, dissipation zone dealing with wave reflection and volume of fluid method capturing free surface, was developed based on secondary development on professional CFD software FLUENT. Grid size test and time step test were performed to acquire accurate and economical mesh resolution and time step benchmark.

Simulation of irregular wave was conducted based on Jonswap Spectrum by equally dividing the energy range to get the circular frequency of wave component. Simulated results reveal that calculated spectrum agrees well with theoretical spectrum in terms of statistical characteristics of irregular waves. The deficiency of simulating irregular wave spectrum is the heavy time consumption.

In real sea states, damage incidents on offshore floating structures may not due to the whole time series of waves but due to few extreme waves or wave groups in irregular wave train. So, using CFD tools to precisely simulate irregular wave train is of great help in understanding the local characteristics of flow field when the incidents occur to offshore structures. In this paper, an extreme wave was modeled successfully. The key step in this new method of simulating irregular wave train is to determine the wave-maker motion. Similarly, decomposition was made on the wave elevation at the wave-maker into certain number of small amplitude waves. The wave parameters of each wave component were determined by Fourier Series Expansion. The same as simulating irregular wave spectrum a transfer function derived for piston type paddle from potential theory was used to calculate the wave-maker motion corresponding to each wave component. Superposition was made over all the wave components to get the final wave-maker motion.

numerical wave tank, regular wave, Jonswap spectrum, irregular wave train, dynamic mesh, VOF

PACS: 92.10.hd, 93.85.Ly, 47.11.-j

doi: 10.1360/132010-489