

正交曲线坐标下 Boussinesq 方程的初步研究

Research on Boussinesq Equations in Orthogonal Curvilinear Coordinate System

张素香/ZHANG Su-xiang,李瑞杰/LI Rui-jie,罗 锋/LUO Feng,张 扬/ZHANG Yang

河海大学海洋环境实验室,南京 210098

Laboratory of Ocean Environment, Hehai University, Nanjing 210098, China

[摘要] 从质量守恒方程和 Euler 方程出发,推导出包含底摩擦耗能、波浪破碎效应和亚格湍流效应的改进型 Boussinesq 方程,并对该方程以及边界条件进行了正交曲线转换;建立了正交曲线坐标系下的二维波浪模型并用实验地形对该模型进行了验证,计算结果与实测数据吻合很好,这说明该模型可以较好地模拟波浪传播过程中的浅水变形、折射、绕射和反射等现象。

[关键词] 波浪变形,Boussinesq 方程,非线性,正交曲线坐标

[中图分类号] P753, P731.22

[文献标识码] A

[文章编号] 1000-7857(2006)02-0038-05

Abstract: In this paper, based on the mass conservation equation and Euler's equation, the modified form of Boussinesq equations is derived, which includes the effects of bottom friction, wave breaking and subgrid turbulent mixing. Through transferring the governing equations and boundary condition by orthogonal curvilinear coordinate, a 2D wave model in orthogonal curvilinear coordinate systems is established. The numerical model is tested by computing wave field for several experiment terrain, and agreement between model results and available experimental data is found to be quite reasonable, which demonstrates the model's ability to simulate wave shoaling, refraction, diffraction and reflection etc.

Key Words: wave transformation, Boussinesq equations, nonlinearity, orthogonal curvilinear coordinates.

CLC Numbers: P753, P731.22

Document Code: A

Article ID: 1000-7857(2006)02-0038-05

收稿日期: 2005-11-06

基金项目: 国家自然科学基金重点资助项目(50339010)

作者简介: 张素香,女,江苏省南京市西康路1号河海大学环境海洋实验室,博士生,主要从事物理海洋学、河口海岸动力学研究;

E-mail: zhangsuxiang@hhu.edu.cn

酰式自由基而中断链式反应的,因此共振半酰式自由基的稳定性与抗氧化活性成正相关^[4-5]。黄芩苷的结构式见图5。

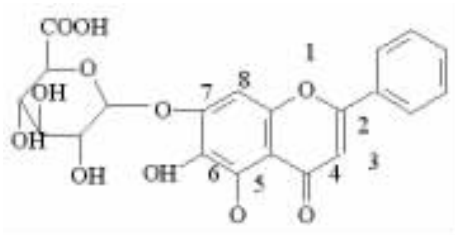


图5 黄芩苷的结构式
Fig.5 Structure of baicalin

该结构式因具有C4位羰基和C5位羟基,在极性溶剂中可析出质子并形成分子内氢键,因此具有一定的抗氧化活性。当金属离子存在时,加速质子离去的的同时与C4羰基和C5羟基的氧配位形成稳定的配合物,从而增强了黄芩苷的抗氧化活性。至于 Mn^{2+} 、 Zn^{2+} 、 Ni^{2+} 与黄芩苷计量比达2:1后抗氧化活性不再有明显增强,

可能是糖苷上的羧基也发生了质子转移并参与了配位反应。

参考文献(References)

- [1] GAO ZHANGHONG, HUANG KAIXUN, YANG XIANGLIANG, et al., Free radical scavenging and antioxidant activations of flavonoids extracted from the radix of *Scutellaria baicalensis* Georgi[J], *Biochimica et Biophysica Acta*, 1999,1 472:643-650.
- [2] YOSHINO, MURAKAMI, KEIKO. Interaction of Iron with polyphenolic compounds: application to antioxidant characterization[J]. *Analytical Biochemistry*, 1998,257:40-44.
- [3] DENG WUGUO, FENG XINGWANG, WU JILAN, Flavonoids function as antioxidants: by scavenging reactive oxygen species or by chelating iron? [J].*Radiation Physics and Chemistry*. 1997, 50:271-276.
- [4] 张红雨. 黄酮类抗氧化剂结构-活性关系的理论解释[J].*中国科学(B辑)*, 1999, 29(1):91-96.
- [5] 王兰芬,孙振令,张红雨. 6种天然抗氧化剂活性的理论评价[J].*山东理工大学学报(自科版)*, 2003, 17(4):13-17.

(责任编辑 王 芷)

1 引言

波浪由深海向海岸传播过程中,由于地形、水流作用等因素的影响,会发生浅水变形、折射、绕射、反射、破碎以及能量耗散等波浪变形现象,对于这些现象的数值模拟,可以采用 Boussinesq 方程进行研究。Boussinesq 方程包含了非线性性和色散性,能够模拟近岸浅水中的各种波浪传播变形,但经典 Boussinesq 方程只具有弱非线性性和弱色散性,仅适用于浅水区域和弱非线性效应情况。因此,文中在前人关于 Boussinesq 方程波浪数学模型研究的基础上,从质量守恒方程和 Euler 方程出发,推导了正交曲线坐标系下的改进型 Boussinesq 方程,进而建立正交曲线坐标系下的二维波浪模型,同经典 Boussinesq 方程相比,改进后的方程明显改善了方程的色散性能和非线性性能,拓宽了方程的适用范围,提高了模型对复杂地形的适用性。

2 正交曲线坐标系下 Boussinesq 波浪数学模型基本方程的建立

2.1 直角坐标系下改进型 Boussinesq 方程

考虑三维波动场,流体无粘性和不可压,运动无旋,将各个无因次物理量代入质量守恒方程和 Euler 方程,得到直角坐标系下包括波流相互作用效应的方程式:

$$\left. \begin{aligned} \mu^2(u_x+u_y)+w_z &= 0 \\ \mu^2 u_t + \varepsilon \mu^2 u u_x + \nu u_y + \varepsilon w u_z + \mu^2 p_x &= 0 \\ \mu^2 v_t + \varepsilon \mu^2 v v_x + \nu v_y + \varepsilon w v_z + \mu^2 p_y &= 0 \\ \varepsilon w_t + \varepsilon w u_x + \varepsilon^2 v w_y + \frac{\varepsilon^2}{\mu^2} w w_z + \varepsilon p_z + I &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中, $\mu = h_0/l$ 和 $\varepsilon = a_0/h_0$ 是研究 Boussinesq 方程中使用的 2 个重要无因次参数, μ 用于衡量水波的色散程度, ε 用于衡量水波运动的非线性程度。在 Boussinesq 方程研究中,通常假定 $0(\varepsilon) = 0$ (μ^2) < 1 。

边界条件:底边界条件、自由水面的动力学和运动学条件分别为

$$w = \mu^2 \zeta_t + \varepsilon \mu^2 u \zeta_x + \varepsilon \mu^2 v \zeta_y, \quad z = -h \quad (2)$$

$$p = 0, \quad z = -\varepsilon \zeta \quad (3)$$

$$w = -\mu^2 u h_x - \mu^2 v h_y, \quad z = -\varepsilon \zeta \quad (4)$$

沿水深对式(1)中的前 3 个式子积分并利用边界条件将三维问题变为二维问题:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} v dz + \zeta_t &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} u dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} u^2 dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} u v dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} p dz - p|_{z=-h} &= h_x = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} v dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} v u dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} v^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} p dz - p|_{z=-h} &= h_y = 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

对式(4)沿水深积分并结合边界条件式可得压强 p 的表达式:

$$p = \zeta - \frac{z}{\varepsilon} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} w dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} u w dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\varepsilon \zeta} v w dz - \frac{\varepsilon}{\mu^2} w^2 \quad (6)$$

利用水深缓变、垂向速度沿水深线性分布、运动无旋等条件,将式(6)积分化简得到:

$$p = \zeta - \frac{z}{\varepsilon} + \mu^2 z \nabla \cdot (h u_{\alpha}) \mu^2 \frac{z^2}{2} \nabla \cdot u_{\alpha} + o(\varepsilon^2, \varepsilon \mu^2, \mu^4) \quad (7)$$

用某一水深层的水平速度矢量代替底面水平速度,则速度场和压强场变为:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_{\alpha} + \mu^2 \left(\frac{h^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right) \nabla (\nabla \cdot u_{\alpha}) - \mu^2 (h+z) \nabla [\nabla \cdot (h u_{\alpha})] + o(\mu^4) \\ w &= -\mu^2 \nabla \cdot (h u_{\alpha}) + \mu^2 z \nabla \cdot u_{\alpha} + o(\mu^4) \\ p &= \zeta - \frac{z}{\varepsilon} + \mu^2 z \nabla \cdot (h u_{\alpha}) + \mu^2 \frac{z^2}{2} \nabla \cdot u_{\alpha} + o(\mu^2, \mu^4) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

将式(8)代入到连续方程和运动方程式(5)中,积分化简,保留精度到 $o(\varepsilon)$ 和 $o(\mu^2)$,可以得到 Nwogu^[1]非线性 Boussinesq 方程:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_t + \nabla \cdot [(h+\eta)u_{\alpha}] + \nabla \cdot \left\{ \left(\frac{z_{\alpha}^2}{2} - \frac{h^2}{2} \right) h \nabla (\nabla \cdot u_{\alpha}) + \left(z_{\alpha} + \frac{h}{2} \right) h \nabla [\nabla \cdot (h u_{\alpha})] \right\} &= 0 \\ u_{\alpha t} + (u_{\alpha} \cdot \nabla) u_{\alpha} + g \nabla \zeta + z_{\alpha} \left\{ \frac{z_{\alpha}}{2} \nabla \cdot u_{\alpha} + \nabla \cdot [(h u_{\alpha})] \right\} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式(9)描述了不发生破碎的波浪在光滑、不可渗底面上的传播,在实际应用中,还必须考虑一些影响因素,例如摩擦、波浪破碎等因素的影响,同时为满足数值计算的要求还必须对控制方程进行一些拓展,以使其能够处理造波、消波边界、动边界以及数值过滤等问题^[2,3]。

$$\left. \begin{aligned} \zeta_t + \frac{1}{b} [(\wedge u)_{\alpha} + (\wedge v)_{\beta}] + \nabla \cdot \left\{ \left(\frac{z_{\alpha}^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) h \nabla (\nabla \cdot u_{\alpha}) + \left(z_{\alpha} + \frac{h}{2} \right) h \nabla [\nabla \cdot (h u_{\alpha})] \right\} + f(x, y, t) &= 0 \\ u_{\alpha t} + u_{\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x} + \nu_{\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial y} + g \zeta_x + \frac{z_{\alpha}^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u_{\alpha}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_{\alpha}}{\partial x \partial y} \right) + z_{\alpha} \left(\frac{\partial^2 (h u_{\alpha})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (h v_{\alpha})}{\partial x \partial y} \right) + F_b + F_{br} + F_{bs} &= 0 \\ \nu_{\alpha t} + u_{\alpha} \frac{\partial \nu_{\alpha}}{\partial x} + \nu_{\alpha} \frac{\partial \nu_{\alpha}}{\partial y} + g \zeta_y + \frac{z_{\alpha}^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u_{\alpha}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v_{\alpha}}{\partial y^2} \right) + z_{\alpha} \left(\frac{\partial^2 (h u_{\alpha})}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 (h v_{\alpha})}{\partial y^2} \right) + G_b + G_{br} + G_{bs} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

在考虑底摩擦作用^[4]、考虑波浪破碎作用^[5]、数值造波^[6]、亚格湍流混合效应^[7]、动边界^[8,9]以及消波边界处理^[10,11]后,将方程进行拓展,拓展后的 Boussinesq 方程为:

2.2 正交曲线坐标系下的基本方程

从上面得到的直角坐标系下的控制方程组(10)出发,向正交曲线坐标系转换,具体推导过程在此不再详述,连续方程和动量方程在正交曲线坐标系下表达式为:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_t + \frac{1}{J} \left(\frac{\partial(d\sqrt{\alpha} \tilde{u})}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial(d\sqrt{\gamma} \tilde{v})}{\partial \eta} \right) + a_1 h^3 \frac{1}{J} \left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \frac{\partial A}{\partial \eta} \right) \right) + a_1 \left(\frac{1}{\gamma} \frac{\partial A}{\partial \varepsilon} \frac{\partial h^3}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial A}{\partial \eta} \frac{\partial h^3}{\partial \eta} \right) + a_2 h^2 \frac{1}{J} \left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \frac{\partial B}{\partial \varepsilon} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\sqrt{\frac{\gamma}{\alpha}} \frac{\partial B}{\partial \eta} \right) \right) + a_2 \left(\frac{1}{\gamma} \frac{\partial B}{\partial \varepsilon} \frac{\partial h^2}{\partial \varepsilon} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial B}{\partial \eta} \frac{\partial h^2}{\partial \eta} \right) &= 0 \\ \tilde{u}_t + \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \tilde{u} \tilde{u}_{\varepsilon} - \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \tilde{v} \tilde{u}_{\eta} - \frac{1}{J} \frac{\partial \sqrt{\alpha}}{\partial \varepsilon} \tilde{v}^2 + \frac{1}{J} \frac{\partial \sqrt{\gamma}}{\partial \eta} \tilde{u} \tilde{v} + \frac{g}{\sqrt{\gamma}} \zeta_x + \frac{\sqrt{\alpha}}{J} a_3 h^2 C_{\varepsilon} + \frac{\sqrt{\alpha}}{J} a_3 h D_{\varepsilon} + \tilde{F}_b + \tilde{F}_{br} + \tilde{F}_{bs} + \tilde{F}_{sp} &= 0 \\ \tilde{v}_t + \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \tilde{u} \tilde{v}_{\varepsilon} - \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \tilde{v} \tilde{v}_{\eta} - \frac{1}{J} \frac{\partial \sqrt{\gamma}}{\partial \varepsilon} \tilde{u}^2 + \frac{1}{J} \frac{\partial \sqrt{\alpha}}{\partial \eta} \tilde{u} \tilde{v} + \frac{g}{\sqrt{\alpha}} \zeta_y + \frac{\sqrt{\gamma}}{J} a_3 h^2 C_{\eta} + \frac{\sqrt{\gamma}}{J} a_3 h D_{\eta} + \tilde{G}_b + \tilde{G}_{br} + \tilde{G}_{bs} + \tilde{G}_{sp} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

其中:

$$\begin{aligned}\tilde{F} &= -\left(\frac{1}{\sqrt{\gamma}}\tilde{u}\tilde{u}_\varepsilon + \frac{1}{\sqrt{\alpha}}\tilde{v}\tilde{u}_\eta + \frac{g}{\sqrt{\gamma}}\zeta_\varepsilon\right) \\ \tilde{G} &= -\left(\frac{1}{\sqrt{\gamma}}\tilde{u}\tilde{u}_\varepsilon + \frac{1}{\sqrt{\alpha}}\tilde{v}\tilde{u}_\eta + \frac{g}{\sqrt{\gamma}}\zeta_\eta\right) \\ \tilde{F}_{ad} &= \frac{1}{J}\frac{\partial\sqrt{\alpha}}{\partial\varepsilon}\tilde{v}^2 - \frac{1}{J}\frac{\partial\sqrt{\gamma}}{\partial\eta}\tilde{u}\tilde{v} \\ \tilde{G}_1 &= \frac{\sqrt{\gamma}}{J}h(a_3h\frac{\partial}{\partial\eta}(\frac{1}{J}\frac{\partial\sqrt{\alpha}}{\partial\varepsilon}\tilde{u}) + a_4\frac{\partial}{\partial\eta})(\frac{1}{J}\frac{\partial(h\sqrt{\alpha}\tilde{u})}{\partial\varepsilon}) \\ \tilde{F}_1 &= \frac{\sqrt{\alpha}}{J}h(a_3h\frac{\partial}{\partial\varepsilon}(\frac{1}{J}\frac{\partial(\sqrt{\gamma}\tilde{v})}{\partial\eta}) + a_4\frac{\partial}{\partial\varepsilon})(\frac{1}{J}\frac{\partial(h\sqrt{\gamma}\tilde{v})}{\partial\eta}) \\ \tilde{G}_{ad} &= \frac{1}{J}\frac{\partial\sqrt{\gamma}}{\partial\varepsilon}\tilde{u}^2 - \frac{1}{J}\frac{\partial\sqrt{\alpha}}{\partial\eta}\tilde{u}\tilde{v}\end{aligned}\quad (11)$$

上式组成了正交曲线坐标系下 Boussinesq 波浪数学模型的基本方程,该方程具有如下特点:将三维波动问题简化为二维问题,使问题得以简化,方程中以流速和水位描述水体变化,运动保持质量和动量守恒,可以反映波浪折射、绕射、反射以及变浅等各种变形。同经典 Boussinesq 方程比较,有效地改进了 Boussinesq 方程的色散性能和变浅作用性能。另外,方程考虑了底部摩擦、波浪破碎和亚格湍流混合等因素的影响并加入了造波源函数,可以模拟波浪破碎过程并解决规则波、不规则波造波问题。

3 算例及计算结果分析

为了考察本文模型的适用性及其精度并检验模型的可行性

和准确性,本文在 Mase^[12] & Kirby^[6](1996)试验地形对模型进行了验证,接着对波浪破碎进行了模拟。

3.1 波浪在 Chawla^[6]等(1996)浅滩地形上的传播

本文为了研究波浪经过不规则地形或绕岛传播时所发生一系列过程(如变浅、折射、能量耗散和绕射),将数值计算结果同 Chawla 和 Kirby(1996)在同一地形的物理实验研究结果进行了对比,地形概况和断面分布如图 1 所示。

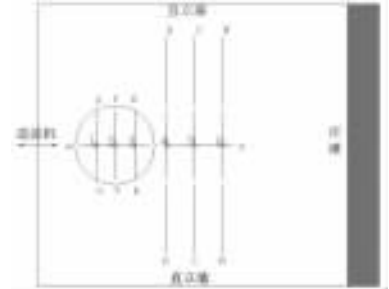


图 1 地形概况和实测断面布置图

Fig. 1 Topography and layout of measured transection

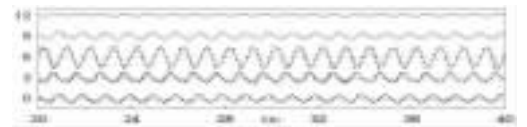
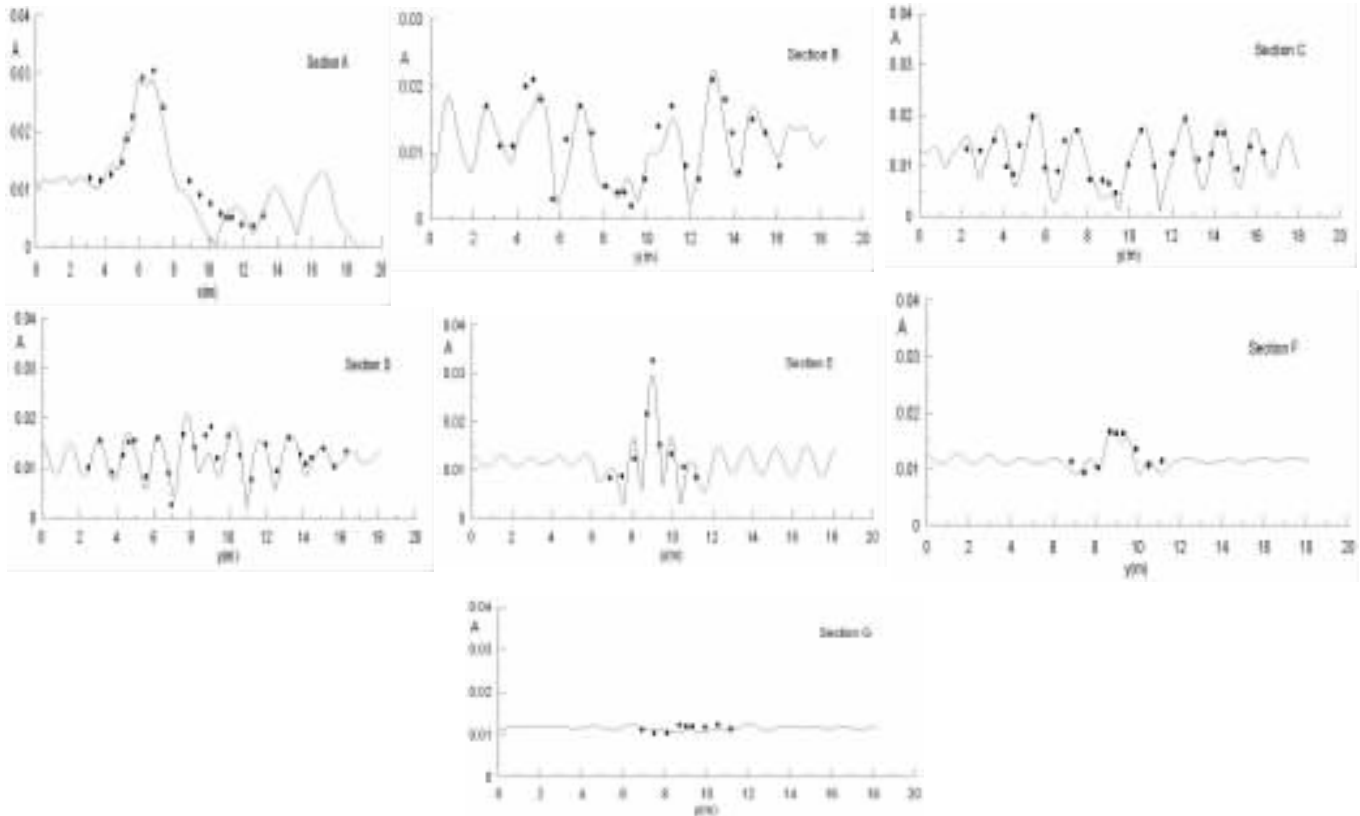


图 2 各测点波面位移时间过程

Fig. 2 Displacement of wave profile of measured point



“●●●”表示试验值 “—”表示数值计算结果

图 3 各断面计算波高与实测波高对比图

Fig. 3 Comparison of computation results of wave height with measurements on test transection

在计算中,共设置了6个点用来记录输出波面位移的时间变化过程,这6个点的位置依次为A-A断面与G-G、F-F、E-E、D-D、C-C和B-B断面的交点,编号依次为测点1~6,图2中画出了测点1~5的波面位移随时间变化过程(从下到上依次为测点1~5)。由于在物理实验中Mase^[13]等仅采集了测点1~3的波面时间过程,图2也只能对测点1、2和3进行验证,从图中可以看出,数值计算结果不仅波高、波相与实测值非常一致,波形所表现出的不对称性也同实测数据非常吻合。

图3为各断面计算波高与实测波高对比图。在断面A,从模拟结果可以看出,模型很好地反映了波浪的变浅和能量聚集,浅滩过后波高的衰减现象也得到了明显的体现。由于浅滩稍微偏离计算域中心位置,所以波高分布沿 η 向也应出现不对称现象。从图中还可以看出,随着断面远离入射边界,沿 y 向不对称表现得越明显。这是由于离入射边界越远,波浪在侧边界直立墙处发生的反射作用越明显。从断面B~G看,计算结果准确地模拟了波高、波高变化形状以及波高分布沿 y 向不对称。

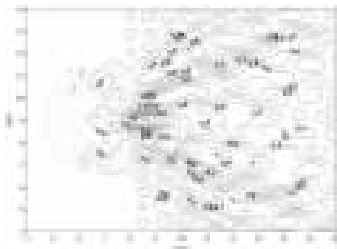


图4 模型计算波高比值线图

Fig. 4 Equivalence line of computation wave height ratio

图4为计算相对波高(计算波高除以入射波高)等值线分布图。图中,虚线为圆形浅滩地形。从该图中可以明显看出波浪传播至浅滩的折射、绕射效应,波浪在浅滩中心后方不远处能量聚集,随着波浪远离浅滩又出现能量衰减现象。

3.2 对波浪破碎的模拟

对波浪在传播过程中发生破碎变形的模拟是波浪数学模型

中难度较大、要求很高的一种。本文仍采用Chawla和Kirby^[6]关于波浪破碎变形的物理模型实验对本文模型进行验证,地形概况和断面分布如图1所示。

图5为各典型断面相对波高计算值与实测值的对比。从断面A来看,本文模型很好地模拟了波浪在圆形浅滩上传播所发生的能量聚集和消散,计算结果与实验值吻合很好。需注意的是,无论是计算结果还是实测波高的最大值都不是在浅滩中心处($x=7$ m),而是在 $x=8$ m处,波高达到最大值,这是波浪遇浅滩发生绕射聚集的结果。在浅滩正上方断面F,计算结果与实测值也基本一致。在断面E,模型准确地模拟了波能在斜坡浅滩上的聚集。而在能量的衰减区域(断面B、C、D),数值计算结果也同实测值较为一致。总的来说,数值计算的结果表明:本文模型能够准确地模拟波浪破碎问题。

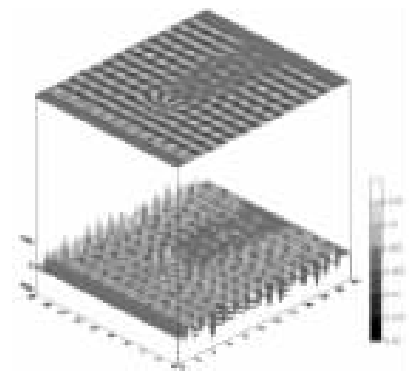
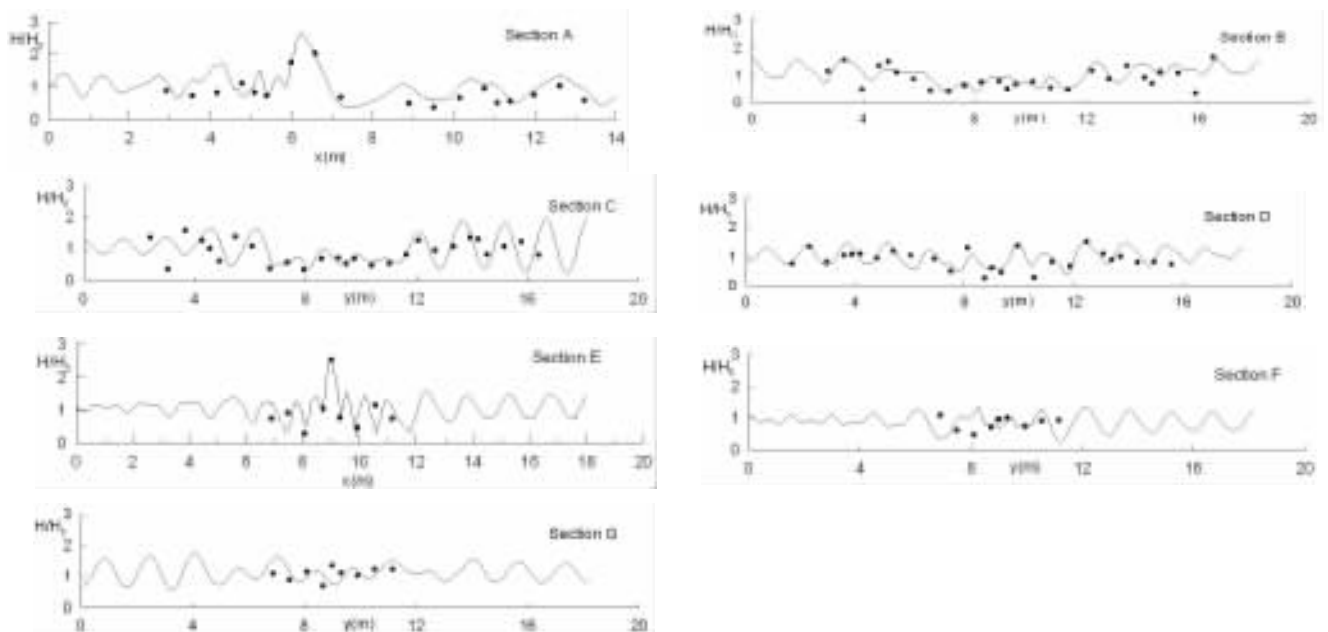


图6 波浪场达到稳定后的水位波动图

Fig. 6 Water level after wave field approaching stabilization

图6为波浪场达到稳定后的波面位移图。该图嵌套了二维和三维视觉效果,从图中可以直观地看到波浪发生变浅、折射、绕射以及能量聚集和能量衰减等现象而形成的波面分布图。三维效果图中, z 向为波面位移,二维图中,颜色从黑到白代表 ζ 从 -0.02 m变化到 0.15 m。



“●●●”表示试验值 “—”表示数值计算结果

图5 各断面相对波高计算值与实测值对比图

Fig. 5 Comparison of relative wave height on transection

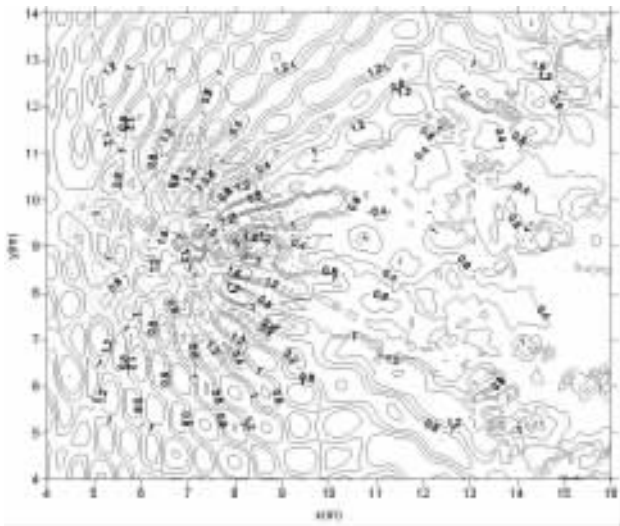


图 7 相对波高等值线图

Fig. 7 Equivalence line of relative wave height

图 7 为计算相对波高等值线分布图,虚线表示圆形浅滩地形。与图 4 相比,尽管对于同一地形,波浪分布图却相差很大,说明波浪发生破碎对波浪场产生很大影响。

4 结语

从连续方程和 Euler 方程出发,建立了包含底摩擦耗能、波浪破碎效应和数值造波的改进型 Boussinesq 方程,同时,方程中引入阻尼项能够有效地处理消波边界问题。利用逆变张量法,通过坐标变换,推导出正交曲线坐标系下的 Boussinesq 型方程。该方程可以用于地形复杂、边界弯曲且一般矩形网格剖分误差较大的情况。采用边界拟合坐标法生成贴体曲线网格,使模型可以应用于不规则地形的模拟。在数值计算过程中,采用了数值过滤技术,有效地去除了由于非线性效应的相互作用而产生一些小波长谐波,防止由于极小波长谐波的产生引起计算的不稳定,同时

也保证了数值计算结果的准确性。利用经典实验地形对本文模型进行了验证,模拟计算了各实验地形典型断面的波高、典型测点处波面位移的时间过程、波浪场稳定后波面在计算域内的分布波高等,并与实验值及其它模式数值计算结果进行了比较,计算结果与实测值吻合很好。

参考文献 (References)

- [1] NWOGU O. An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation [J]. Waterway Port Coastal and Ocean Engineering, 1993, 119(6): 618-638.
- [2] 李瑞杰,LEE Dong-young, 诸裕良. 非线性弥散关系及其对波浪变形的影响[J]. 海洋工程,2001,19(4): 46-51.
- [3] 孙琪,孙效功,李瑞杰. 窄缝法在河口区悬沙输运数值计算中的应用[J]. 海洋与湖沼,2001,32(3): 296-301.
- [4] ISRAELI M, ORSZAG S A. Approximation of radiation boundary conditions[J]. Computational Physics, 1981, 41(31): 115-135.
- [5] 邹志利. 高阶 Boussinesq 水波方程的改进 [J]. 中国科学 (E 辑), 1999, 29(1): 87-96.
- [6] CHAWLA A, KIRBY J T. Wave transformation over a submerged shoal[D]. Delaware: University of Delaware,1996.
- [7] MADSEN P A, MURRAY R, SORESENSEN O R. A new form of Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics[J]. Coast Engrg, 1991,15(21): 371-388.
- [8] WITTING J M. A unified model for the evolution of nonlinear water waves[J]. Comp Phys,1984,56: 203-236.
- [9] LARSEN J, DANCY H. Open boundaries in short wave simulations - a new approach [J]. Coast. Engrg, 1983, 7(25): 285-297.
- [10] 邹志利. 适合复杂地形的高阶 Boussinesq 水波方程[J].海洋学报, 2001, 123(1): 109-119.
- [11] YOON S B, LIU P L. Interaction of currents and weakly nonlinear water waves in shallow water[J]. Fluid Mech, 1989, 205: (42): 397-419.
- [12] MASE H, KIRBY J T. Hybrid frequency-domain KdV equation for random wave transformation [C]. Proc 23rd Int Conf Coast Engrg, ASCE, New York, 1992.

(责任编辑 王 芷)

·图片科技新闻·

中美日科学家发现新粒子

2005 年 1 月 6 日,北京谱仪国际合作组在北京中科院高能物理研究所和美国夏威夷大学同时宣布,由中、美、日等国 100 多位科学家组成的北京谱仪国际合作组在北京正负电子对撞机上进行的北京谱仪实验观测到一个新粒子。

据负责该项实验工作的金山研究员介绍,这个新粒子是在分析 J 粒子衰变到一个光子和三个介子的过程中被发现的,它的质量值约为 18.35 亿电子伏特,寿命非常短,仅为约 10^{-23} s,暂命名为 X1835(因为这个新粒子的基本结构仍未确定,故称之为 X;其质量值为 18.35 亿电子伏特,故命名为“X1835”粒子)。

物理学家对“X1835”粒子的基本结构进行了各种猜测和广泛争论,有人认为它可能与两年前北京谱仪实验观测到的一个可能的粒子是同一个粒子,还有人则认为“X1835”粒子可能是胶子球或常规介子等。金山研究员表示,目前的实验数据还不足以对这些理论解释和猜测做出最

终判断,最终确定“X1835”粒子的基本结构还需要更大量的数据,并进行深入的实验和理论研究工作。

“X1835”粒子之所以引起广泛关注,不仅在于它是实验上观测到的一个新粒子,更因为它可能是在高能物理实验中寻找了几十年但迄今尚未确认的一个新型粒子。科学家们声称,通过对“X1835”粒子基本结构的深入研究,将有可能在新型粒子研究领域取得突破性进展,从而促进粒子物理基本理论的发展,继而加深人类对自然界的根本认识。

中、美、日科学家的这一发现结果,已在国际著名杂志《物理评论快报》上发表,引起了国际高能物理界的高度重视。在 2005 年 7 月 1 日于瑞典举行的国际规模最大的高能物理大会上,大会主席评价该发现的研究报告说:“这是 2005 年最重要的成果”。

附图为世界上几座著名的粒子加速器装置图片。

(本刊记者 苏 青)

