第37卷 第2期
2016年2月

太 阳 能 学 报
ACTA ENERGIAE SOLARIS SINICA

Vol. 37, No. 2
Feb., 2016

文章编号:0254-0096(2016)02-0516-06

边界配点法在二维线性水波问题中的应用

曹雪玲[1~3]，游亚戈[1,2]，盛松伟[1,2]，张亚群[1~3]

（1. 中国科学院广州能源研究所，广州 510640；2. 中国科学院可再生能源与天然气水合物重点实验室，广州 510640；
3. 中国科学院大学，北京 100049）

摘 要：采用特征函数展开法和边界配点法相组合的方法求解二维线性水波问题，计算模型不再局限在矩形物体，而是有限等深域、无限区域内部分淹没的楔形固定障碍物，分析其存在对原波浪速度势在遇障碍物前后区域内的变化影响。边界配点法具有概念简单、易编程、适用于不规则区域和任意几何形状边界的优势，可有效避免复杂的计算和编程，更易广泛应用在各海洋工程问题中。

关键词：边界配点法；特征函数展开法；波浪传播；障碍物；自由液面

中图分类号：O353.2 **文献标识码**：A

0 引 言

研究自由液面上障碍物的存在对波浪传播的影响是海洋工程中最为普遍的问题。很多学者针对这一问题展开研究，给出很多计算方法，包含解析法和数值法[1~5]。目前用于解决水波问题的解析方法，计算过程较复杂，并仅能解决某一指定边界条件的波浪问题，如矩形浮子问题[6~8]、圆柱形浮子问题[9]。数值方法使用较多的如有限元法、有限差分法、边界元法等，为解决二维水波问题，近年来较普遍使用的是特征函数展开法与边界元法相结合的方法。例如，若整个求解域为等深域，域内无任何物体，存在一个不可渗透的侧边界，等深域内采用特征函数展开法求得满足控制方程、底部边界条件以及自由液面边界条件的解析解，侧边界上采用边界元法对边界积分[4]。这样仅计算域的边界被离散，降低了整个问题的计算维度，结果较有限元法数值解精确。基于该法仅可用在采用分离变量法的域内，故二维计算模型仅局限在矩形物体。且在求解过程中尤其对边界积分时，采用格林函数法，编辑计算异常复杂，其复杂性来源于其表达式及解形式的奇异性。这对在海洋工程中实际问题的应用带来困难。

本文采用特征函数展开法和边界配点法来求解二维线性水波问题。选用边界配点法，源于该方法适用于不规则区域和任意边界，易编程性以及其概念简单的特点。该方法无需在整个求解域内离散，降低了计算维度，提高了计算精度，是一种应用于连续介质问题的有效方法。文中该方法应用控制微分方程、底部边界条件及自由液面边界条件的解析解，并在物面边界上严格控制边界条件，故有较高的计算精度。边界配点法已成功应用在解决板壳等问题中[10,11]。先前该方法应用在各类弹性问题及热传导问题中[12]，Reichel 等[13]已将其成功用于解决水波问题。为避免复杂的编程和计算，本文采用特征函数展开法和边界配点法联合求解。因流体是连续的，特征函数展开法可应用于整个求解域内，障碍物边界处采用边界配点法控制边界条件。在得到满足控制方程、底部边界条件及自由液面边界条件的解析解后，在障碍物边界上配置数点控制其相应边界条件，该问题的数值解便可得到。该方法在边界上的配点位置以及该方法的可行性将会在本文中加以讨论。

1 数学模型

考虑一个固定于水面的楔形障碍物，障碍物的

收稿日期：2014-02-21
基金项目：海洋可再生能源专项资金(GHME2010GC01；GHME2011BL06)；国家自然科学基金青年科学基金(51109201)
通信作者：游亚戈(1956—)，男，硕士、研究员、博士生导师，主要从事波浪能转换方面的研究。youyg@ms.giec.ac.cn

几何形状以及整个系统的坐标如图1。计算水域为有限的等深域，坐标原点设在楔形障碍物尖角在水平线的垂足上，z 轴铅垂布置，正方向向上，x 水平布置，正方向指向波浪传播方向。这里假设整个障碍物在 y 方向无限大，故整个问题为二维线性水波计算。域的深度为 h，障碍物的吃水深度为 d，楔形障碍物边界函数表示为 $f(x)$，入射波方向如图1示，由区域Ⅰ经过障碍物传播到区域Ⅱ（这里区域Ⅰ与区域Ⅱ由障碍物尖角铅垂线划分，图中虚线划分）。

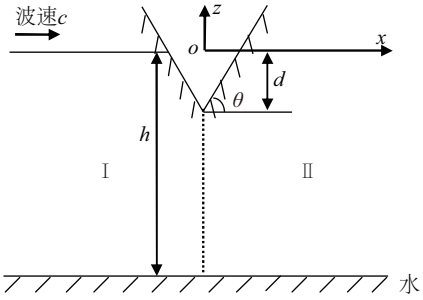


图1　物理模型

Fig. 1　Physical model

假设流体为无黏性的不可压缩理想流体，流体运动为无旋，小振幅波动。速度势函数 $\Phi(x,z,t)$ 定义为 $v=\nabla\Phi(x,z,t)$，对于简单波动，各点均以固定频率 ω 做简谐运动，所以速度势函数 $\Phi(x,z,t)$ 可分解为关于时间 t 的简谐形式，如式(1)所示。

$$\Phi(x,z,t)=\mathrm{Re}\{\phi(x,z)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}\} \tag{1}$$

式中，$\phi(x,z)$ ——独立于时间 t 的复速度势。整个系统的速度势需分别满足求解域内的控制方程以及自由液面边界条件、底部边界条件和障碍物物面边界条件为：

$$\nabla^2\phi=0 \tag{2}$$

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}-\frac{\omega^2}{g}\phi\right)\Big|_{z=0}=0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_{z=-h}=0 \tag{4}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}\Big|_{z=f(x)}=0 \tag{5}$$

式中，g ——重力加速度。

式(3)为常压状态下波的运动学和动力学条件线性化而成的自由液面边界条件。在一个不可压缩、不可移动的刚性固定障碍物边界上，为简便起见，障碍物物面边界设为：

$$f(x)=\begin{cases}-x\tan\theta-d & x<0\\ x\tan\theta-d & x>0\end{cases} \tag{6}$$

式(5)可写为：

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}=\begin{cases}\dfrac{\partial\phi}{\partial x}\sin\theta+\dfrac{\partial\phi}{\partial z}\cos\theta & z=-x\tan\theta-d,x<0 \quad (7)\\ -\dfrac{\partial\phi}{\partial x}\sin\theta+\dfrac{\partial\phi}{\partial z}\cos\theta & z=x\tan\theta-d,x>0 \quad (8)\end{cases}$$

在无穷远处速度势还需满足边界条件：

$$\lim_{x\to\pm\infty}\left|\phi(x,z)\right|<+\infty \quad z\in[-h,0] \tag{9}$$

2　速度势数值计算

为寻找一种可广泛应用到二维水波问题中的数值方法，考虑求得等深域内满足控制方程、自由液面边界条件以及底部边界条件的速度势函数 $\phi(x,z)$，采用特征函数展开法。将求解水域分为两个求解子域，区域Ⅰ和区域Ⅱ，如图1所示。其复速度势 $\phi(x,z)$ 也分别表示为 $\phi_{\mathrm{R}_1}(x,z)$ 和 $\phi_{\mathrm{R}_2}(x,z)$，即区域Ⅰ和区域Ⅱ对应的复速度势。

2.1　速度势表达式

在等深域内，满足了自由液面边界条件式(3)和底部边界条件式(4)的速度势 $\phi(x,z)$ 的表达式已给出，如式(10)[4]。

$$\phi=A\{\cosh[k_0(z+h)]\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0x}+a_0\cosh[k_0(z+h)]\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_0x}\}+\sum_{j=1}^{+\infty}a_j\cos[k_j(z+h)]\mathrm{e}^{k_jx}+\sum_{j=1}^{+\infty}b_j\cos[k_j(z+h)]\mathrm{e}^{-k_jx} \tag{10}$$

式中，$a_0,a_j,b_j(j=1,2,\cdots,n)$ ——复常数。

k_0 和 $k_j(j=1,2,\cdots,n)$ 分别满足：

$$\omega^2/g=k_0\tanh(k_0h) \tag{11}$$

$$\omega^2/g=-k_j\tan(k_jh) \tag{12}$$

常数 A 设为：

$$A=\frac{1}{\cosh(k_0h)} \tag{13}$$

在区域Ⅰ，考虑无穷远处边界条件式(9)，则 $b_j=0(j=1,2,\cdots,\infty)$，速度势函数可写为：

$$\phi_{R_1}(x,z)=(\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0x}+a_0\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_0x})\frac{\cosh(k_0(z+h))}{\cosh(k_0h)}+\sum_{j=1}^{+\infty}a_j\mathrm{e}^{k_jx}\cos(k_j(z+h)) \tag{14}$$

在区域Ⅱ，考虑无穷远处边界条件式(9)，则 $a_j=0(j=1,2,\cdots,\infty)$，速度势函数可写为：

$$\phi_{\mathrm{R}_2}(x,z)=b_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0x}\cosh[k_0(z+h)]+\sum_{j=1}^{+\infty}b_j\mathrm{e}^{-k_jx}\cos[k_j(z+h)] \tag{15}$$

式中，b_0 ——复常数。

式(14)和式(15)分别为区域Ⅰ和区域Ⅱ内满足底部边界条件和自由液面边界条件的解析解,也是后面计算的基础表达式。表达式中包含无穷系列函数,满足了除障碍物物面边界条件以外所有边界条件。函数式中无限多个待定常数可通过物面边界条件以及 $x=0$ 处压强和法向速度的连续性边界条件来确定。

2.2 待定常数的确定

为得到速度势 $\phi_{R_1}(x,z)$ 和 $\phi_{R_2}(x,z)$ 的数值解,其解析解式(14)和式(15)可近似表示为:

$$\phi_{R_1}(x,z)\approx(e^{ik_0x}+a_0e^{-ik_0x})\frac{\cosh(k_0(z+h))}{\cosh(k_0h)}+\sum_{j=1}^{N_1}a_je^{k_jx}\cos(k_j(z+h))=\phi_{R_1}'(x,z) \tag{16}$$

$$\phi_{R_2}(x,z)\approx b_0e^{ik_0x}\cosh[k_0(z+h)]+\sum_{j=1}^{N_2}b_je^{-k_jx}\cos[k_j(z+h)]=\phi_{R_2}'(x,z) \tag{17}$$

式中,$\phi_{R_1}'(x,z),\phi_{R_2}'(x,z)$——对应子区域内的复速度势的数值解,取解析解无限系列中的前 N_1,N_2 项。为确定这数值解的 N_1+N_2+2 个待定常数 $a_0,a_1,\cdots,a_{N_1}$,$b_0,b_1,\cdots,b_{N_2}$,具体求解需经两个步骤。

2.2.1 连续性条件确定部分待定常数

在 $x=0$ 处的连续性边界条件包含:法向速度连续条件和压强的连续条件,可通过下面连续性条件确定部分待定常数。

1) $x=0$ 处法向速度的连续性:

$$\frac{\partial\phi_{R_1}}{\partial x}=\frac{\partial\phi_{R_2}}{\partial x}\quad x=0,-h<z<-d \tag{18}$$

2) $x=0$ 处压强的连续性得出:

$$\phi_{R_1}=\phi_{R_2}\quad x=0,-h<z<-d) \tag{19}$$

将式(18)、式(19)连续性边界条件两侧分别乘以其对应区域内的特征函数,并在 $x=0$ 的相应 z 区间上积分,得到相应的速度势方程为:

$$\int_{-h}^{-d}\frac{\partial\phi_{R_1}}{\partial x}\Big|_{x=0}\cos(k_i(z+h))dz=\int_{-h}^{-d}\frac{\partial\phi_{R_2}}{\partial x}\Big|_{x=0}\cos(k_i(z+h))dz \tag{20}$$

$$\int_{-h}^{-d}\phi_{R_1}\Big|_{x=0}\cos(k_i(z+h))dz=\int_{-h}^{-d}\phi_{R_2}\Big|_{x=0}\cos(k_i(z+h))dz \tag{21}$$

将速度势数值解 $\phi_{R_1}'(x,z),\phi_{R_2}'(x,z)$ 表达式(16)、式(17)代入式(20)、式(21),在区域Ⅰ内取前 $M_1(M_1<N_1)$ 项 $(i'=1,2,\cdots,M_1)$,区域Ⅱ内取前 $M_2(M_2<N_2)$ 项 $(i'=1,2,\cdots,M_2)$,这样形成 M_1+M_2 个线性方程,相应数量的待定常数也可得到,即 $(a_1,\cdots,a_{M_1};b_1,\cdots,b_{M_2})$ 可被其他待定常数所表示。这样速度势表达式便满足了除障碍物物面边界条件之外的所有条件。接下来便是利用边界配点法求解剩余待定常数。

2.2.2 边界配点法确定待定常数

为求得剩余待定常数,速度势函数需满足障碍物物面边界条件,在障碍物两侧边界上配置相应的点(如图2),使其满足物面边界条件式(5),在区域Ⅰ内,配点 $(x_0,z_0),(x_1,z_1),\cdots,(x_{N_1-M_1},z_{N_1-M_1})$,区域Ⅱ内,配点 $(x_0',z_0'),(x_1',z_1'),\cdots,(x_{N_2-M_2}',z_{N_2-M_2}')$,即边界上共配置 $N_1+N_2-M_1-M_2+2$ 个点使其满足边界条件来确定待定参数。分析整个物面边界上的法向速度,为使其最大误差最小化,边界上的配点需要进行调整,并非均等分布。

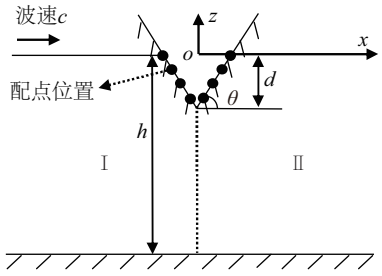


图2 障碍物边界上的配点

Fig. 2 Collocation points on barrier boundary

将上述区域Ⅰ内的点代入式(16)并使其满足边界条件式(7),则相应的方程可化为:

$$\left(\frac{\partial\phi_{R_1}'}{\partial x}\sin\theta+\frac{\partial\phi_{R_1}'}{\partial z}\cos\theta\right)\Bigg|_{(x_m,z_m)}=0 \tag{22}$$

$$m=0,\cdots,N_1-M_1$$

然后将区域Ⅱ内的点代入式(17),并使其满足边界条件式(8),相应的方程可写为:

$$\left(-\frac{\partial\phi_{R_2}'}{\partial x}\sin\theta+\frac{\partial\phi_{R_2}'}{\partial z}\cos\theta\right)\Bigg|_{(x_m',z_m')}=0 \tag{23}$$

$$m'=0,\cdots,N_2-M_2$$

联立求解式(22)和式(23),组成 $N_1+N_2-M_1-M_2+2$ 个线性方程,则剩余待定常数便可得到。所得表达式满足二维控制方程,自由液面及底部边界条件,但在障碍物边界上仅在所配点上满足,故必会引来误差。

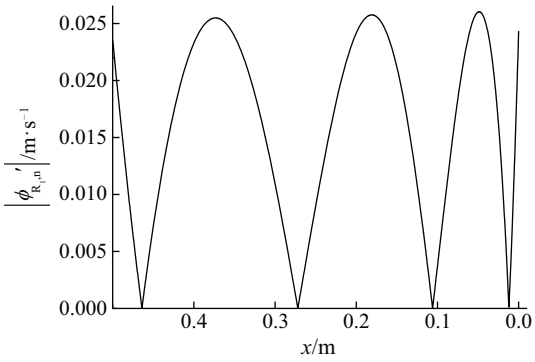
3　数值结果及分析

3.1　数值结果

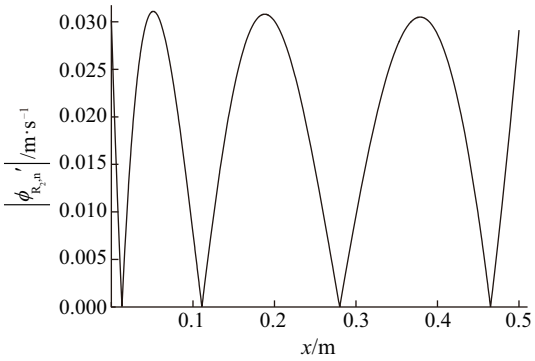
设置 h=10 m,ω=1.25 rad/s, $\tan\theta=4$,障碍物边界为：

$$F(x)=\begin{cases}-4x-d & x<0\\ 4x-d & x>0\end{cases} \tag{24}$$

首先，设置障碍物吃水深度 $d=2$，这里为方便计算，配点数量设为 $N_1=N_2=11$，$M_1=M_2=8$；j 取值 1~11，i' 取值 1~8，故需在障碍物物面边界上配置 8 个点，使其满足其边界条件式(5)，构成 8 个线性方程，求待定常数，确定速度势函数的值。配点位置的选择直接影响到误差的大小，为得到更精确的值，相应区间内的配点位置需要调整。区域Ⅰ内的物面边界上，需配置 4 个点满足式(22)组成相应数量的线性方程；区域Ⅱ内的物面边界上，配置 4 个点满足式(23)组成另外 4 个线性方程；8 个待定常数值便可得到。速度势表达式也便求得。也可得到了障碍物面边界上法向速度 $\left|\phi_{R_1,n}'\right|$ 和 $\left|\phi_{R_2,n}'\right|$ 与其精确值零值的偏离值，即绝对误差。图 3 所示为配点调整后障碍物边界上的法向速度。



a. 区域Ⅰ



b. 区域Ⅱ

图3　障碍物边界上的法向速度(d=2，x 轴投影)

Fig. 3　The normal velocity on barrier boundary(d=2, projection to the x axis)

从图 3 可看出，区域Ⅰ内，最大绝对误差(法向速度与零值的偏离)不超过 0.025；区域Ⅱ内，不超过 0.030，精度较高。使用该方法，便可得到该二维水波问题的解。液面处的速度势函数如图 4 所示。由图 4 中曲线可看出在水波从区域Ⅰ内向区域Ⅱ内传播过程中，幅值有所降低，是因为障碍物的存在阻挡了部分波浪传播。图 4 中自由液面上楔形障碍物处不存在速度势，但由于其尺寸对水域尺寸而言甚小，故图 4 中并不明显。

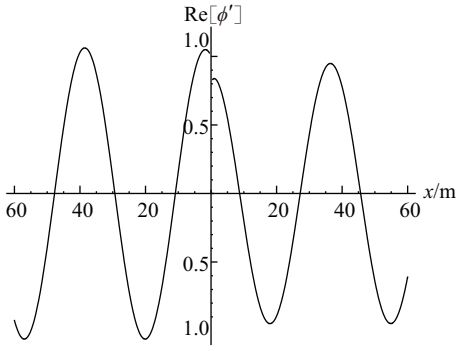
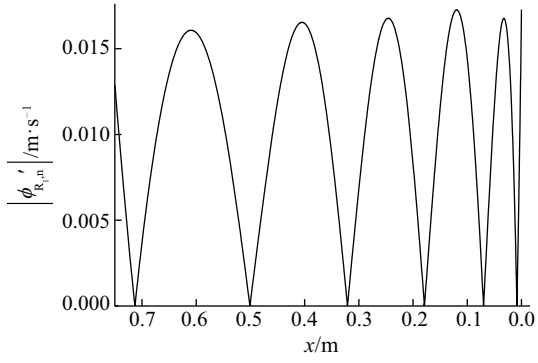


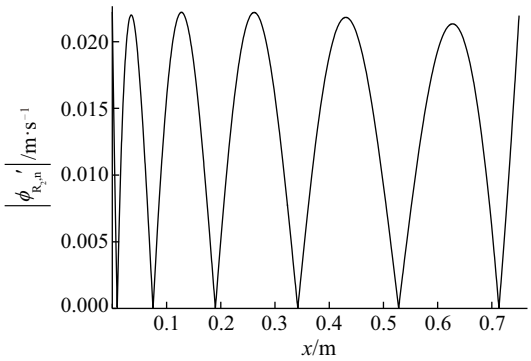
图4　自由液面 $z=0$ 处的速度势(d=2)

Fig. 4　The velocity potential on free surface $z=0$ (d=2)

若重设吃水深度 $d=3$，这里为方便计算，配点设置数量为 $N_1=N_2=13$，$M_1=M_2=8$，j 值 1~13，i' 值 1~8，故需在障碍物边界上配置 12 个点使其满足物面边界条件式(5)。区域Ⅰ内，配置 6 个点满足式(7)组成 6 个线性方程；区域Ⅱ内同样配置 6 个点以满足式(8)组成另外 6 个线性方程，故 12 个剩余待定参数便可轻易得到，则法向速度 $\left|\phi_{R_1,n}'\right|$ 和 $\left|\phi_{R_2,n}'\right|$ 与其精确值零值的偏离，即绝对误差随之得到。图 5 所示为物面边界上调整配点后的法向速度的绝对误差。



a. 区域Ⅰ



b. 区域Ⅱ

图5 障碍物边界上的法向速度(d=3, x轴投影)

Fig. 5 The normal velocity on barrier boundary (d=3, projection to the x axis)

从图5可见,区域Ⅰ内,最大绝对误差不超过0.017;区域Ⅱ内不超过0.022,数值解较精确。液面处的速度势如图6所示。由图6可看出水波从区域Ⅰ向区域Ⅱ传播过程中,由于障碍物的存在,使区域Ⅱ内幅值变小,区域Ⅰ内幅值变大(障碍物造成的反射波引起)。区域Ⅱ内障碍物近处的幅值较后面的小。对于图6与图4,障碍物吃水越深,对波的阻拦也越大,区域Ⅰ内的反射波变大,区域Ⅱ内越过障碍物的波动变小。

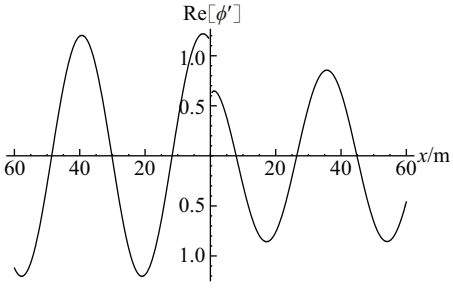


图6 自由液面$z=0$处的速度势(d=3)

Fig. 6 The velocity potential on free surface z=0(d=3)

3.2 可行性验证

为验证该方法的可行性,将分别讨论绝对误差和相对误差。物面边界上,法向速度相比于其理论值$\phi_n=0$,绝对误差$\varepsilon_a=|\phi_n'-\phi_n|=|\phi_n'|$已由图3~图5表示。

对于速度势的法向速度,其解析解为:

$$\phi_n=\phi_{I,n}+\phi_{R,n}=0 \tag{25}$$

式中,$\phi_{I,n}$——入射波引起的法向速度部分;$\phi_{R,n}$——反射波引起的法向速度部分。

数值解为:

$$\phi_n'=\phi_{I,n}+\phi_{R,n}' \tag{26}$$

式中,ϕ_n'——法向速度势的数值解;$\phi_{R,n}'$——反射波引起的法向速度势数值解。

由式(25)和式(26)可知,误差取决于$\phi_{R,n}'$,而$\phi_{I,n}$可通过已知条件得到。

由式(25)得到:

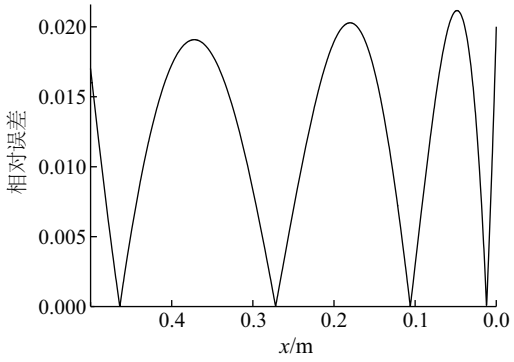
$$\phi_{R,n}=-\phi_{I,n} \tag{27}$$

物面边界上的相对误差可由式(28)计算得到:

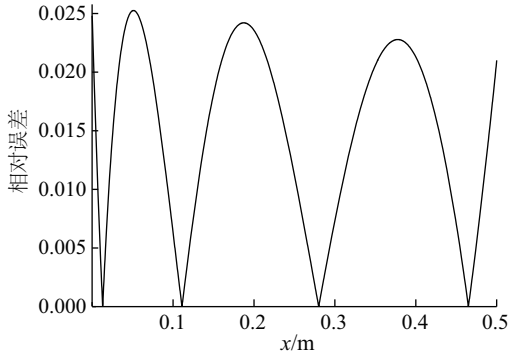
$$\varepsilon_r=\frac{\left|\phi_{R,n}'-\phi_{R,n}\right|}{\left|\phi_{I,n}\right|+1}=\frac{\left|\phi_n'\right|}{\left|\phi_{I,n}\right|+1} \tag{28}$$

式中,ε_r——物面边界上的相对误差。

图7、图8所示为该障碍物分别在吃水深度$d=2$以及$d=3$状态下的相对误差。从图7中可看出,当吃水深度$d=2$时,相对误差在区域Ⅰ内均不超过0.020,区域Ⅱ内均不超过0.025;当吃水深度$d=3$时,相对误差在区域Ⅰ内均不超过0.014,区域Ⅱ内均不超过0.017,也证明了该方法的可行性。



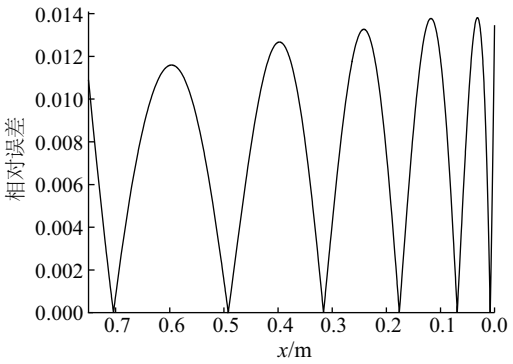
a. 区域Ⅰ



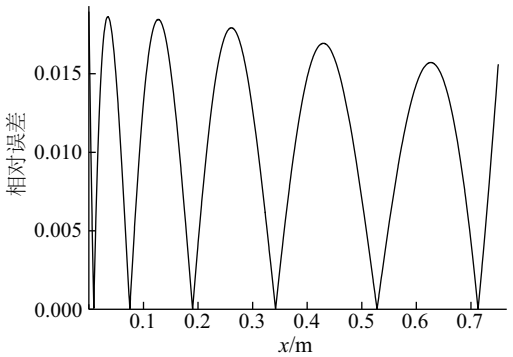
b. 区域Ⅱ

图7 障碍物边界上相对误差(d=2)

Fig. 7 The relative error on barrier boundary(d=2)



a. 区域Ⅰ



b. 区域Ⅱ

图8　障碍物边界上相对误差(d=3)

Fig. 8　The relative error on barrier boundary(d=3)

4 结　论

边界配点法和特征函数展开法相结合的方法在该二维水波问题中的应用,证明了结果的收敛性和该方法的可行性。该法的应用使计算编程不再繁冗复杂,更易应用在各类海洋工程问题中。在整个计算过程中,边界上配点位置的选择是该法应用的关键和难点所在。只要配点数量合适,且位置的选择使所满足的边界条件最大误差趋于最小,数值解便可得到。展示了边界配点法在该类二维线性水波问题中的计算理论基础及其应用,鉴于该方法适用于不规则区域和任意边界条件的特点,亦可应用在其他复杂边界的水波问题中,应用前景广泛。

[参考文献]

[1]　文圣常. 倾斜水底上波浪的传播与破碎(第一部分)[J]. 山东海洋学院学报, 1964, 1: 13—30.

[1]　Wen Shengchang. Transformation and breaking of waves on sloping beaches(Part 1)[J]. Journal of Shandong College of Oceanology, 1964, 1: 13—30.

[2]　文圣常. 倾斜水底上波浪的传播与破碎(第二部分)[J]. 山东海洋学院学报, 1964, 1: 31—50.

[2]　Wen Shengchang. Transformation and breaking of waves on sloping beaches(Part 2)[J]. Journal of Shandong College of Oceanology, 1964, 1:31—50.

[3]　Stokes G G. On the theory of oscillatory waves[J]. The Transaction of the Cambridge Philosophical Society, 1947, (8): 441—473.

[4]　Alliney Stefano. A numerical study of water waves on sloping beaches[J]. Applied Mathematical Modelling, 1981, 5(5): 321—328.

[5]　Aimi A, Diligenti M, Guardasoni C. On the energetic Galerkin boundary element method applied to interior wave propagation problems[J]. Journal of Computational and Applied Mathematics, 2011, 235(7): 1746—1754.

[6]　Wu Chong, Watanabe Eiichi, Utsunomiya Tomoaki. An eigenfunction-matching method for analyzing the wave-induced responses of an elastic floating plate[J]. Applied Ocean Research, 1995, 17(5): 301—310.

[7]　Zheng Y H, You Y G, Shen Y M. On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy[J]. Ocean Engineering, 2004, 31(8-9): 1063—1082.

[8]　Wang Wensheng, You Yage, Zhang Yunqiu, et al. Analytical method of radiation by a wave energy device with dual rectangular floating bodies[J]. Acta Oceanologica Sinica, 2010, 29(3): 1—10.

[9]　吴必军. 浮式圆柱波能装置水动力学计算及能量稳定控制研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2005.

[9]　Wu Bijun. Calculation of hydrodynamic forces on floating cylinder wave energy conversion devices and energy steady control[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2005.

[10]　Hutchinson J R. Analysis of plates and shells by boundary collocation[M]. Berlin: Springer, Boundary Element Analysis of Plates and Shells, 1991, 341—368.

[11]　Zheng Xiaoping, Huang Quanzhang, Wang Bin. An adaptive boundary collocation method for plate bending problems[J]. Tsinghua Science and Technology, 2007, 12(5): 567—571.

[12]　Ramachandran P A, Gunjal P R. Comparison of boundary collocation methods for singular and non-singular axisymmetric heat transfer problems[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2009, 33(5): 704—716.

[13]　Reichel L, Chapman P. Edge waves by boundary

collocation[J]. Journal of Computational and Applied Mathematics, 1986, 15(1): 59—73.

BOUNDARY COLLOCATION METHOD FOR TWO DIMENSIONAL LINEAR WAVE PROBLEM

Cao Xueling[1-3], You Yage[1,2], Sheng Songwei[1,2], Zhang Yaqun[1-3]

(1. *Institute of Energy Conversion*, *Chinese Academy of Sciences*, *Guangzhou* 510640, *China*;
2. *Key Laboratory of Renewable Energy and Gas Hydrate*, *Chinese Academy of Sciences*, *Guangzhou* 510640, *China*;
3. *University of Chinese Academy of Sciences*, *Beijing* 100049, *China*)

Abstract: Boundary Collocation Method (BCM) based on Eigenfunction Expansion Method (EEM) was developed as a new numerical method for two-dimensional linear theory of water waves. The model was not restricted to rectangular objects, but a partly-submerged triangle obstacle in an infinite domain with finite water depth. The effect of the model on velocity potential of original wave in the subregions was analyzed. The BCM possesses several advantages, such as conceptual simplicity, ease programming, being suitable for irregular domains and arbitrary boundary conditions so that can effectively avoid complex calculation and programming. It can be widely used in ocean engineering.

Keywords: boundary collocation method; eigenfunction expansion method; wave propagation; obstacle; free surface