

海面下伸式狭缝挡板引起的规则 波反射及透射*

黄振华¹, 刘春嵘²

(1. 南洋理工大学 土木与环境学院, 639798, 新加坡;

2. 湖南大学 力学与航空航天学院, 长沙 410082)

(周哲玮推荐)

摘要: 采用本征值展开的方法发展了一种准线性理论, 对规则表面波与海面下伸式狭缝挡板的相互作用进行了理论分析和实验研究. 狭缝挡板引起的能量耗散首先采用了二次摩擦因子来模化, 然后引入了一个随深度变化且依赖于波高的等效线性耗散系数对狭缝挡板处的匹配条件进行线性化处理. 理论和实验的比较表明: 应用提出的方法对反射和透射系数随波高变化的预测结果是令人满意的.

关键词: 表面波; 波反射; 近海结构; 防波堤; 狭缝挡板

中图分类号: O353.2; P753 **文献标识码:** A

引言

由薄的、刚性的狭缝挡板制成的防波堤的优点是能允许港口内外的海水进行交换, 同时这种防波堤也因能经济有效地防止港口遭受波浪影响而受到人们的青睐(见 Isaacson 等^[1]). 因此, 深入认识各种形式的狭缝挡板对波浪的散射是工程设计人员所关注的. 关于波浪与贯穿海面至海底的穿孔/狭缝挡板相互作用方面的研究已有不少. 为了对波浪与狭缝挡板相互作用进行理论研究, 我们必须给出狭缝挡板处压力和水平速度的匹配条件. Mei 等^[2]采用非线性的匹配条件进行了数值分析, 研究了狭缝挡板对基波散射所产生的高阶谐波成分的影响(另见 Mei^[3]). Liu 和 Abbaspour^[4]利用边元法重新考察了波与穿孔/狭缝结构的相互作用问题. Fugazza 和 Natale^[5]研究了规则波与一系列狭缝挡板的相互作用. 对贯穿海面至海床的多孔结构, Madsen^[6]和 Yu^[7]采用了平面波近似, 得到如下反射系数 R 和透射系数 T 的简单表达式:

$$R = \left| \frac{2G}{1+2G} \right|, \quad T = \left| \frac{1}{1+2G} \right|, \quad (1)$$

其中, $G = \varepsilon/(f+i)$ 是复数形式的多孔壁面影响参数, f 是当多孔结构空隙率为 ε 时的线性耗散系数. 在 G 的定义中, $i = \sqrt{-1}$. Madsen 根据 Lorentz 等效功原则确定了用碎石堆成的矩形防波堤的 f 值. 而 Yu 则假定: 对于薄的多孔挡板 f 为常数.

* 收稿日期: 2006-07-04; 修订日期: 2007-08-10

基金项目: 香港研究资助局资助项目(DAG03/04, EG39; DAG04/05, EG32)

作者简介: 黄振华, 助理教授(联系人, E-mail: zhuang@ntu.edu.sg).

对于海面下伸式狭缝挡板, Isaacson 等^[1]基于特征函数展开的方法和线性能量耗散假设, 发展了一个线性理论, 并把理论结果和自己的实验进行了比较. 随后, Isaacson 等^[8]又将他们的理论推广到由双层挡板所引起的波的散射研究中. Lee, Chwang^[9]和 Sahoo 等^[10]用和 Isaacson 等^[1]类似的方法, 研究了部分淹没的可渗透挡板的规则波反射和透射.

Hayashi^[11]通过实验研究了各种紧密排列的桩柱组成的防波堤中规则波的反射和透射(单层或双层). 其实验主要关注的是狭缝挡板空隙率的影响. 基于 Fredholm 第一类积分方程, Hayashi 提出了一种准线性理论来描述垂直放置的狭缝结构引起的水波散射. 在其模型中, 摩擦力用曳力系数和附加质量系数来模化. Zhu 和 Chwang^[12]在挡板处采用了非线性的匹配条件, 模拟了狭缝狭缝挡板防波堤与规则波的相互作用, 并对全部淹没和部分淹没的防波堤进行了研究. 最近, Huang^[13]及 Huang 和 Ghidaoui^[14]研究了潮汐流对规则波在竖立于海床上的狭缝挡板防波堤附近散射的影响.

狭缝挡板附近的流动很复杂, 波的能量耗散是非线性的. 采用一个不依赖于波高的常数作为耗散系数对能量耗散过程进行线性化太过于简单. 而有关波高对海面下伸式狭缝挡板引起的水波反射和透射影响方面的实验数据则十分缺乏; 有关波高对狭缝挡板引起的水波散射影响方面的理论工作也鲜见报导. 仔细研究由狭缝挡板导致的能量损失对进一步探索不规则波与单或双层挡板的相互作用十分重要. 本文目的是从理论和实验两方面研究海面下伸式狭缝挡板引起的水波散射, 主要关注点是在水波的非线性能量耗散模型上.

特征函数展开的方法比 Hayashi^[11]采用的积分方程方法要简单得多. 本文的第 1 部分给出了一种基于特征函数展开的准线性理论, 在这个理论中水波的能量耗散采用二次摩擦因子来模化. 为了验证理论的正确性, 我们进行了相关实验. 本文的第 2 部分介绍了实验设备及工况, 第 3 部分给出了结果和相关讨论, 第 4 部分列出了本文主要的结论.

1 数学模型

令 x 轴指向波传播的方向, x 方向上的水平速度用 u 表示. z 轴的指向为竖直向上且原点设在静水面处. 在此坐标系中, 底部位于 $z = -h$ 处, 自由液面位移用 $\eta(x, t)$ 表示. 空隙率为 ε 的单层狭缝挡板从海面下延伸至静水平面下 d 处, 如图 1 所示.

考虑规则波向单层狭缝挡板入射的情形, 在区域 j 处水面的位移可用下式描述:

$$\eta = \operatorname{Re}(A_j e^{-i k x} e^{i \omega t}), \quad j = 1, 2, \quad (2)$$

这里, ω 为波的角频率, k 为波数. Re 表示取实部的运算, A_j 表示波的复数振幅. 当波沿 x 轴正向传播时 $\gamma = 1$; 当波沿 x 轴负向传播时 $\gamma = -1$.

根据式(2)给出的水面位移的表达式, 水质点速度的水平分量和波的动压可表示为(波面坡度的零阶近似):

$$u_j = \operatorname{Re} \left[\gamma A_j \omega \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)} e^{-i k x} e^{i \omega t} \right], \quad p_j = \rho \operatorname{Re} \left[A_j \frac{\omega^2}{k} \frac{\cosh(k(h+z))}{\sinh(kh)} e^{-i k x} e^{i \omega t} \right], \quad (3)$$

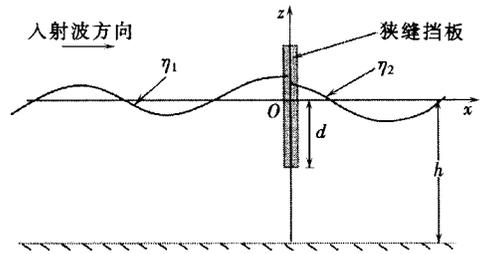


图 1 下伸式狭缝挡板示意图

其中, ρ 为水的密度, t 为时间. 波数 k 由线性色散关系决定:

$$\omega^2 = gk \tanh(kh), \quad (4)$$

其中, g 是重力加速度. 对规则波的解和线性色散关系的叙述, 可参见 Dingemans^[15].

式(3)给出的水波解只适用于远离狭缝挡板的区域. 在狭缝挡板附近可采用适当的匹配条件进行渐进匹配.

1.1 挡板处的匹配条件

根据质量守恒, 在挡板两边的水平速度应该匹配. 例如, 在狭缝挡板处 ($x = 0$) 满足:

$$u_1 = u_2, \quad -h \leq z \leq 0, x = 0, \quad (5)$$

参见 Mei^[3]. 由于采用了流体的无粘假设及远离狭缝挡板流动的无旋假设, 垂直方向上速度的匹配条件是不能采用的. 采用 Mei^[3] 的方法, 狭缝挡板下方的动压连续条件可写为:

$$p_1 - p_2 = 0, \quad -h \leq z \leq -d, x = 0, \quad (6)$$

水流通过狭缝挡板时会引起能量的损耗, 导致穿过挡板的动压 p 的改变. 根据 Mei^[3] 的描述, 动压改变量可描述如下:

$$p_1 - p_2 = \rho \left[\frac{\alpha}{2} |u_2| u_2 + l \frac{\partial u_2}{\partial t} \right], \quad -d \leq z \leq 0, x = 0, \quad (7)$$

其中, α 为考虑挡板情况下经验的二阶摩擦因子, l 为水流通过挡板时所产生的射流长度(见 Huang 和 Ghidaoui^[14]). Mei 等^[2] 采用匹配条件, 式(7), 研究了长波和穿孔壁面的相互作用.

Fugazza 和 Nartale^[5] 也曾用此条件研究了中等深度的水波和一系列穿孔壁面的相互作用. 式(7)右边出现的非线性项将产生平均流动和高阶谐波. 由于波与波之间相互作用产生的平均流动很弱, 可以忽略不计. Mei 等^[2] 发现高阶谐波成份对一阶谐波散射的影响不大, 也可以忽略. 对基波成份而言, 等式(7)右边的非线性项可以线性化为如下形式(见 Mei^[3] 对长波和 $d = h$ 情况的描述):

$$p_1 - p_2 = \rho \left[\beta(z, u_2) \sqrt{gh} u_2 + l \frac{\partial u_2}{\partial t} \right], \quad -d \leq z \leq 0, x = 0, \quad (8)$$

引入 \sqrt{gh} 的目的是使系数 $\beta(z, u_2)$ 无量纲化. $\beta(z, u_2)$ 可由下式确定:

$$\int_0^{T_w} \frac{\alpha}{2} |u_2| u_2^2 dt = \beta(z, u_2) \int_0^{T_w} \sqrt{gh} u_2^2 dt, \quad -d \leq z \leq 0, x = 0, \quad (9)$$

其中, T_w 是波的周期(见 Mei^[3]).

现在, 有必要把式(8)和 Isaacson 等^[1] 用到的匹配条件作一比较. 根据速度速度势的定义, 水平速度和动压可表示为:

$$u = \operatorname{Re} \left[\frac{\partial \phi}{\partial x} e^{i\omega t} \right], \quad p = \rho \operatorname{Re} \left[i\omega \phi e^{i\omega t} \right], \quad (10)$$

这样, 式(8)中的动力学匹配条件可写为如下形式:

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = iG'(z, u_2)(\phi_1 - \phi_2), \quad G'(z, u_2) = \frac{\omega}{\beta(z, u_2) \sqrt{gh} + i\omega}, \quad -d \leq z \leq 0, x = 0, \quad (11)$$

Isaacson 等^[1] 假定 G' 在 z 方向上是一个常数, 并且独立于波高. 他利用多孔壁面影响的复参数 (Yu^[7] 用到此概念) 来估计常数 G' .

$$G = bG' = \frac{\varepsilon}{f + i}, \quad (12)$$

其中, f 是线性耗散系数^①, 最初是 Sollitt 和 Cross^[17] 用来描述水波在空隙率为 ε 的多孔介质中传播用的. Yu^[7] 和 Isaacso 等^[1] 建议, 对于薄的多孔壁面和狭缝挡板, 常数 $f = 2$. 注意, 从式 (11) 和式 (12), 可以推导出射流长度 $l = b/\varepsilon$ (参见 Huang^[16]). 本文将用到此射流长度的表达式.

1.2 反射和透射系数

Fugazza 和 Natale^[5] 指出, 当 $d = h$ 时, 采用线性匹配条件只能得到衰减模式的平凡解. 因此, Fugazza 和 Natale^[5] 的理论实质上是平面波近似. 对于海面下伸式狭缝挡板的情况, 为了同时满足匹配条件 (6) 和匹配条件 (8), 衰减模式必须包含在解中.

根据式 (3), 位于狭缝挡板前后区域的水平速度分别写为:

$$u_1 = \operatorname{Re} \left(\omega A \phi_0(z) e^{-ik_0 x} e^{i\omega t} \right) - \operatorname{Re} \left(\omega A \sum_{m=0}^{\infty} R_m \phi_m(z) e^{-ik_m x} e^{i\omega t} \right), \quad (13)$$

$$u_2 = \operatorname{Re} \left(\omega A \sum_{m=0}^{\infty} T_m \phi_m(z) e^{-ik_m x} e^{i\omega t} \right), \quad (14)$$

其中, R_m 和 T_m 分别是 m 阶模式的反射和透射系数. 入射波的波高为 $H = 2|A|$, A 为入射波的复数振幅.

在式 (13) 和式 (14) 中, 函数 $\phi_m(z)$ 定义为:

$$\phi_m(z) = \frac{\cosh(k_m(h+z))}{\sinh(k_m h)}, \quad m = 0, 1, \dots, \infty, \quad (15)$$

波数 k_m 由下列色散关系决定:

$$\frac{\omega^2 h}{g} = k_m h \tanh(k_m h), \quad m = 0, 1, \dots, \infty, \quad (16)$$

对每一个 m 值, 上面的色散方程都存在两个根, 在这两个根中, k_0 为正实根, $k_m = -ik_m$, 当 $m \geq 1$ 时, $k_m > 0$ (参见 Mei^[3] 或 Dingemans^[15]).

同样, 根据式 (3), 位于狭缝挡板前后区域的动压分别为:

$$p_1 = \rho \operatorname{Re} \left(A \frac{\omega^2}{k_0} \phi_0(z) e^{-ik_0 x} e^{i\omega t} \right) + \rho \operatorname{Re} \left(A \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\omega^2}{k_m} R_m \phi_m(z) e^{ik_m x} e^{i\omega t} \right), \quad (17)$$

$$p_2 = \rho \operatorname{Re} \left(A \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\omega^2}{k_m} T_m \phi_m(z) e^{-ik_m x} e^{i\omega t} \right). \quad (18)$$

把表达式 (13) 至式 (18) 带入方程 (5)、方程 (6) 和方程 (8), 我们可以得到如下关于反射系数 R_m 和透射系数 T_m 的表达式:

$$\phi_0(z) - \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m(z) R_m = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m(z) T_m, \quad (19)$$

$$\frac{\phi_0(z)}{k_0} + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\phi_m(z)}{k_m} R_m = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\phi_m(z)}{k_m} T_m + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\delta(z)}{G'(z, u_2)} T_m \phi_m(z), \quad (20)$$

其中, 函数 $\delta(z)$ 定义为:

$$\begin{cases} \delta(z) = 1, & -d \leq z \leq 0, \\ \delta(z) = 0, & -h \leq z \leq d, \end{cases} \quad (21)$$

注意, 方程 (15) 定义的函数 $\phi_m(z)$ 形成了一系列相互正交的函数. 为了求出 R_m 和 T_m , 方程

① 如果时间因子是 $\exp(-i\omega t)$, G 的表达式应该是 $G = \varepsilon/(f - i)$.

(19) 和方程(20) 两边同乘以式(15) 定义的函数 $\phi_n(z)$, $n = 0, 1, \dots, \infty$, 然后两边从 $z = -h$ 到 0 积分, 这样可以得到如下关于 R_m 和 T_m 的线性代数方程:

$$k_0 \Lambda_{0n} - \sum_{m=0}^{\infty} k_m \Lambda_{nm} R_m = \sum_{m=0}^{\infty} k_m \Lambda_{nm} T_m, \quad (22)$$

$$\Lambda_{0n} + \sum_{m=0}^{\infty} \Lambda_{nm} R_m = \sum_{m=0}^{\infty} (\Lambda_{nm} + \Gamma_{nm}) T_m, \quad (23)$$

其中, $m = 0, 1, \dots, \infty$; $n = 0, 1, \dots, \infty$, 且

$$\Lambda_{nm} = k_m^{-1} \int_{-h}^0 \phi_n(z) \phi_m(z) dz; \quad \Gamma_{nm} = \int_{-h}^0 \frac{\delta(z)}{G(z, u)} \phi_n(z) \phi_m(z) dz, \quad (24)$$

在实际数值计算中, 只能考虑有限个衰减模式. 数值实验发现, 当衰减模式超过 10 个, 反射和透射系数分别收敛于常数. 因此, 在本文中研究中, 只考虑 10 个衰减模式, 如 $n = 0, 1, \dots, N$ 和 $m = 0, 1, \dots, N$; $N = 10$.

由于等效耗散系数 $\beta(z, u)$ 由(9) 式决定, 其值依赖于水质点的速度 u_2 . 因此, 本文的理论为准线性理论. 为了求得方程(22) 和方程(23) 中的 R_m 和 T_m , 必须编制迭代程序. 对大多数进行波模式(基本模式), 反射系数 R 和透射系数 T 分别为 $|R_0|$ 和 $|T_0|$.

2 实验描述

实验是在香港科技大学水力学实验室的波流水槽中进行的. 水槽总长 15 m, 宽 0.3 m, 深 0.5 m, 其中玻璃部分长 12.5 m. 水槽的一端安装有能产生不规则波的造波机, 另一端装有多孔介质形式的消波器, 其反射系数约为 5%. 插入水面下的铝制的狭缝挡板装在距离消波器 5 m 处. 每根栅条的厚度 $b = 0.006$ m, 宽度为 0.02 m. 挡板的空隙率为 0.2. 所有实验中, 水深控制在 $h = 0.2$ m. 狭缝挡板装置见图 2.

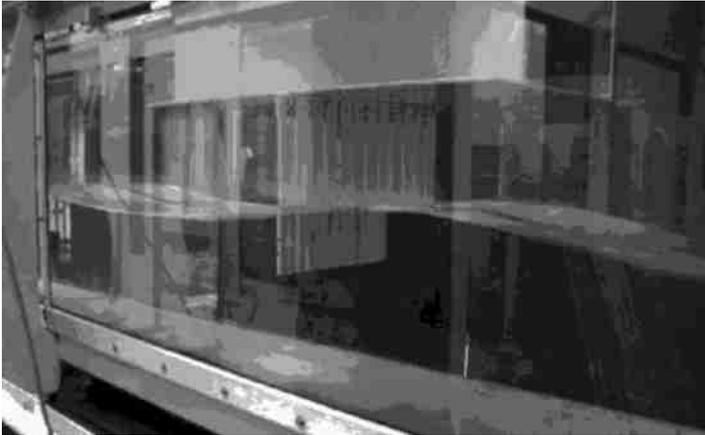


图 2 试验所用下伸式狭缝挡板(入射波由右至左)

瞬时的表面位移可采用 3 台分辨率为 0.1 mm 电阻式的波高仪来测量. 2 台位于狭缝挡板前方 2 m 处, 第 3 台位于挡板后方 2 m 处. 在至少 2 min 的时间内, 3 个地方的表面位移被记录下来. 2 次实验之间的间隔时间至少在 5 min 以上以保证水能静止下来. 入射波和反射波可采用 Goda 和 Suzuki^[18] 提出的两点方法来分离.

让波周期 $T_w = 0.8$ s 保持不变, 波高在 0.02 m ~ 0.06 m 范围内变化, 本文分别研究了 d/h

= 1/3 和 $d/h = 2/3$ 时波高对散射波的影响; 控制波高 $H = 0.06\text{ m}$, 在 3 个不同的波周期 $T_w = 0.8\text{ s}$ 、 $T_w = 1.1\text{ s}$ 、 $T_w = 1.3\text{ s}$ 情况下, 研究了 $d/h = 2/3$ 时反射和透射系数随波周期的变化. 对不同下伸深度的狭缝挡板, 实验用到的目标波参数列于表 1 中. 实验中, 每次测试重复 3 次. 文中给出的反射和透射系数是 3 次测试的平均值. 数据分析表明, 测得的水波周期和波高非常接近于表 1 列出的数据.

表 1 试验所用目标波参数

波参数	波/ 试验编号							
	A ₁	A ₂	A ₃	A ₄	A ₅	B ₁	B ₂	B ₃
T/s	1	1	1	1	1	0.8	1.1	1.3
H/m	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.06	0.06	0.06

3 结果和讨论

3.1 与其它模型的比较

首先, 将本文模型预测的结果与 Isaacson 等^[1]假定多孔介质壁影响系数 G 为常数时的结果进行了比较. 图 3 给出了两者反射和透射系数随 kd 变化规律的比较.

图 3 中用到的参数如下: 水深 $h = 0.45\text{ m}$, 栅条厚度 $b = 0.013\text{ m}$, 狭缝挡板空隙率 $\varepsilon = 0.05$, $d/h = 0.5$. 多孔介质壁影响系数 G 为 $f = 2$ 时对应的值.

图 3 中的数据点来自 Isaacson 等^[1]中的图 7. 如图所示, 本文的模型结果将与 Isaacson 等^[1]的结果完全重合当两者都采用常数 G 时. 对于狭缝挡板完全淹没的情况, 本文也与式(1)作了比较. 当 $d = h$ 时, 如果 G 为常数, 两者也能重合在一起(这里没有给出).

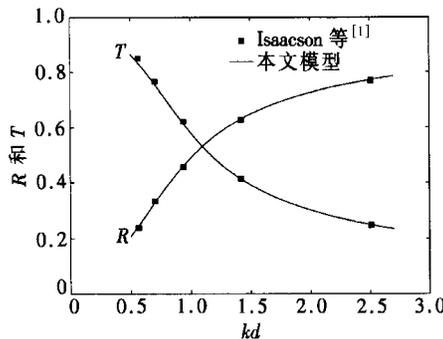


图 3 与 Isaacson 等^[1]的结果比较 (常数多孔壁面影响的复参数 G 由 $f = 2$ 确定)

3.2 与实验的比较

图 4 为反射和透射系数随相对波高 H/h 的变化, 其中, $h = 0.2\text{ m}$, $d/h = 2/3$, $T_w = 0.8\text{ s}$. 图中分别给出了本文模型结果和 Isaacson 等^[1]的结果与实验结果的比较. Isaacson 等^[1]用到的常数线性耗散系数 $f = 2$; 当二阶摩擦因子 $\alpha = 16$ 时, 发现本文模型得到的 R 和 T 和实验值符合得最好. 因此, 在本文的所有计算中, α 都取为 16.

从图 4 可以看出, 反射系数 R 随波高的增大而增大, 而透射系数 T 随波高的增大而减小. 通过本文模型得到的 R 和 T 值与实验符合得较好. 由于采用了常数线性耗散系数 f (独立于波高), 通过 Isaacson 等^[1]模型得到的 R 和 T 不能捕捉到两者随波高的变化. 当 $f = 2$ 时, 对于 H/h 较大的情况, Isaacson 等^[1]模型的结果与实验值的差异较大. 如果 f 取其它值, 对与不同的 H/h , Isaacson 等^[1]模型的结果和实验也会产生较大的差异.

图 5 给出了另一组 R 和 T 的模型值和实验值的比较, 其中 $d/h = 1/3$. 类似于 $d/h = 2/3$ 时的情况, 反射系数 R 随波高的增大而增大, 而透射系数 T 随波高的增大而减小. 比较图 4 和图 5 可以发现, 反射系数随 d/h 的减小而减小; 透射系数随 d/h 的减小而增大. 这一点是显而易见的, 因为 $d = 0$ 时不存在能量耗散和反射.

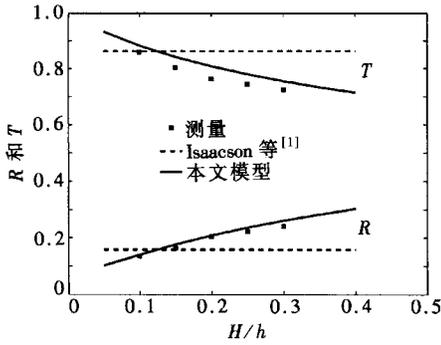


图4 预测与测量的反射和透射系数
作为相对波高 (H/h) 的函数
($d/h = 2/3$)

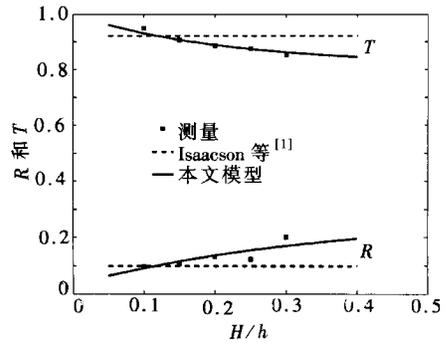


图5 预测与测量的反射和透射系数
作为相对波高 (H/h) 的函数
($d/h = 1/3$)

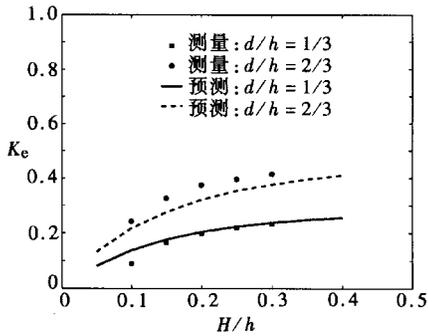


图6 预测与测量的能量耗散系数作为相对
波高 (H/h) 的函数 ($d/h = 1/3$ 和
 $d/h = 2/3$)

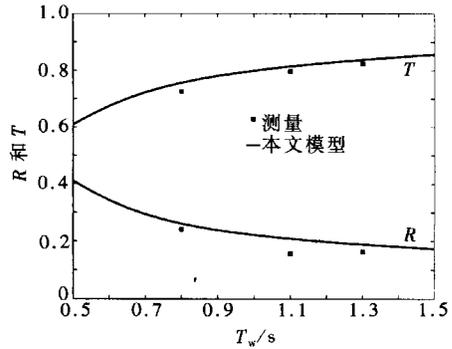


图7 预测与测量的反射和透射系数
作为波周期的函数 ($d/h = 2/3$
和 $H = 0.06$ m)

按照 Madsen^[6]的观点, 能量耗散可以用一个能量耗散系数来描述, 定义如下:

$$K_e = 1 - T^2 - R^2, \quad (25)$$

$K_e = 0$, 表示不存在由于挡板产生的能量耗散(如 $\alpha = 0$). 图6给出了模型预测的和实验得到的 K_e 值随相对波高 H/h 的变化. 图中数据可根据图4和图5得到. 如图所示, 能量耗散随波高 H/h 和相对挡板长度 d/h 的增大而增大. 本文模型很好地预测了这一特征(多孔介质壁影响系数 G 为常数, 将导致 K_e 值为不依赖于波高的常数).

对固定的波高 $H = 0.06$ m, 实验研究了反射和透射系数随波周期的变化规律. 图(7)给出了其实验值和模型预测值($\alpha = 16$)的比较结果. R 和 T 随波高的变化规律与实验符合得很好.

4 结 论

本文分别从理论和实验角度研究了海面下伸式狭缝挡板一的规则波散射. 本文模型预测的水动力系数 (R , T 和 K_e) 能很好地与实验符合. 同时也发现, 波的散射和能量耗散受波高的影响较大, 表明了狭缝挡板存在的情况下, 模型应该采用常数的二阶摩擦因子 α 来表征能量损失, 而不是常数的线性耗散系数 f . 在近海水域中, 波流是同时存在的. 通常, 潮汐流的

速度与波浪中水质点的速度具有相同的量级,两者之间存在复杂的相互作用.流动对海面下伸式狭缝挡板引起的散射波的影响正在研究,以后将会报导.

致谢 作者感谢香港科技大学水利学实验室的技术员,感谢他们在实验中的帮助.

[参 考 文 献]

- [1] Isaacson M, Premasiri S, Yang G. Wave interaction with vertical slotted barrier[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 1998, **124**(3): 118-126.
- [2] Mei C C, Liu P L-F, Ippen A T. Quadratic head loss and scattering of long waves[J]. *Journal of Waterway, Harbour and Coastal Engineering Division*, 1974, **99**: 209-229.
- [3] Mei C C. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves* [M]. *Advanced Series on Ocean Engineering Volume 1*. Singapore: World Scientific, 1989.
- [4] Liu P L-F, Abbaspour M. Wave scattering by a rigid thin barrier[J]. *Journal of waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 1982, **108**(4): 479-491.
- [5] Fugazza M, Natale L. Hydraulic design of perforated breakwaters[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 1992, **118**(1): 1-15.
- [6] Madsen O S. Wave transmission through porous structures[J]. *Journal of Waterway, Harbors, and Coastal Engineering Division*, 1974, **100**(3): 169-188.
- [7] Yu X. Diffraction of water waves by porous breakwaters[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 1995, **121**(6): 275-282.
- [8] Isaacson M, Baldwin J, Premasiri S, et al. Wave interactions with double slotted barriers[J]. *Applied Ocean Research*, 1999, **21**: 81-91.
- [9] Lee M M, Chwang A T. Scattering and radiation of water waves by permeable barriers[J]. *Physics of Fluids*, 2000, **12**(1): 54-65.
- [10] Sahoo T, Chan A T, Chwang A T. Scattering of oblique surface waves by permeable barriers[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 2001, **126**(4): 196-205.
- [11] Hayashi T, Kano T, Shirai M. Hydraulic research on closely-spaced pile breakwaters[A]. In: *Proceedings of 10th Coastal Engineering Conference* [C]. Vol II. Tokyo, Japan: 1966, 873-884.
- [12] Zhu S, Chwang A T. Investigation on the reflection behaviour of a slotted seawall[J]. *Coastal Engineering*, 2001, **43**: 93-104.
- [13] Huang Z. An experimental study of wave scattering by a vertical slotted barrier in the presence of a current[J]. *Ocean Engineering*, 2006, **34**(5/6): 717-723.
- [14] Huang Z, Ghidaoui M S. A model for the scattering of long waves by slotted breakwaters in the presence of currents[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2007, **23**: 1-9.
- [15] Dingemans M. *Water Wave Propagation over Uneven Bottoms: Part 1-Linear Wave Propagation* [M]. *Advanced Series on Ocean Engineering Volume 13*. Singapore: World Scientific, 2000.
- [16] Huang Z. A method to study interactions between narrow-banded random waves and multi-chamber perforated structures[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2006, **22**: 285-192.
- [17] Sollitt C K, Cross R H. Wave transmission through permeable breakwaters[A]. In: *Proceedings of the 13th Conference On Coastal Engineering* [C]. ASCE, Vancouver, Canada, 1972, 1827-1846.
- [18] Goda Y, Suzuki Y. Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments[A]. In: *Proceedings of 15th Conference on Coastal Engineering* [C]. ASCE, Reston, VA, USA, 1976, 828-845.

Reflection and Transmission of Regular Waves at a Surface-Pitching Slotted Barrier

HUANG Zhen-hua¹, LIU Chun-rong²

(1. School of Civil and Environmental Engineering, Nanyang Technological
University, 639798, Singapore;

2. College of Mechanics and Aerospace, Hunan University, Changsha 410082, P.R. China)

Abstract: The interactions between regular surface waves and a surface-pitching slotted barrier are investigated both analytically and experimentally. A quasi-linear theory was developed using the eigenfunction expansion method. The energy dissipation within the barriers was modeled by a quadratic friction factor, and an equivalent linear dissipation coefficient, which is depth-varying, wave-height dependent, was introduced to linearize the matching condition at the surface-pitching barrier. By comparison the theoretical results with laboratory experiments, it is shown that the present method can satisfactorily predict the variation of the reflection and transmission coefficients with wave height.

Key words: surface wave; wave reflection; coastal structure; breakwater; slotted barrier