

多孔岸壁港池之波能消散現象

蘇 青 和

港灣技術研究所數學模式組研究員

歐 善 惠

國立成功大學水利及海洋工程研究所教授兼所長

章 梓 雄

香港大學機械工程學系教授兼主任

Dissipation of Wave Energy in Porous-Wall Harbors

Ching-Ho Su

Institute of Harbor & Marine Technology
Wuchi, Taiwan 43501, R.O.C.

Shan-Hwei Ou

Department of Hydraulics and Ocean Engineering
National Cheng Kung University
Tainan, Taiwan 70101, R.O.C

and

Allen T. Chwang

Department of Mechanical Engineering
University of Hong Kong
7-17, Haking Wong Building Pokfulam Road Hong Kong

目 錄

符號說明	I
圖說明	V
摘 要	VI
ABSTRACT	VII
一、前 言	1
二、理論分析	4
三、數值方法	12
四、多孔岸壁港池之波能消散	18
五、結 論	21
六、參考文獻	22
誌 謝	24
附 圖	25

符 號 說 明

a_o	入射波振幅
a_{ij}	係數矩陣[A]之元素
A	入射波波函數 f_o 振幅
A_o	反射波波函數 f_r 振幅
[A]	$(N-M) \times (N-M)$ 係數矩陣
b	多孔板特性常數
b_o	常數
B_o	消波室波函數 f_z 振幅
C	無因次波浪參數 $C = \sqrt{\tanh(k_o h) / k_o h}$
C_r	反射係數
d	消波室寬度
f	波函數 (wave function)
f_o	入射波波函數
f_r	反射波波函數
f_s	散射波波函數
f_t	入射波與反射波波函數之和
$f_1(x)$	多孔岸壁前水域波函數
$f_1(\bar{x})$	外海區波函數
$f_z(x)$	消波室內水域波函數
$f_z(\bar{x})$	港內區波函數
$\{F^t\}$	入射波與反射波波函數和之 $M \times 1$ 向量
$\{F^1\}$	外海邊界上波函數之 $M \times 1$ 向量
$\{F^2\}$	港內邊界上波函數之 $N \times 1$ 向量, $\{F^2\} = \begin{Bmatrix} F_o^2 \\ F_x^2 \end{Bmatrix}$

f_i^1	向量 $\{F^1\}$ 之元素, $i=1,2,\dots,M$
f_i^2	向量 $\{F^2\}$ 之元素, $i=1,2,\dots,N$
f_i^t	向量 $\{F^t\}$ 之元素, $i=1,2,\dots,M$
g	重力常數
$g_{i,j}^1$	係數矩陣 $[G^1]$ 之元素, $i,j = 1,2,\dots,N$
$g_{i,j}^2$	係數矩陣 $[G^2]$ 之元素, $i,j = 1,2,\dots,M$
G_o	多孔影響參數 $G_o = \frac{\rho b \sigma}{\mu k_o}$
$[G^1]$	$N \times N$ 係數矩陣
$[G^2]$	$M \times M$ 係數矩陣 $[G^2] = [G_o^2 \ G_x^2]$
h	水深
h_p	消波室高度
$h_{i,j}^1$	矩陣 $[H^1]$ 之元素, $i,j=1,2,\dots,M$
$h_{i,j}^2$	矩陣 $[H^2]$ 之元素, $i,j=1,2,\dots,N$
$[H^1]$	$M \times M$ 係數矩陣
$[H^2]$	$N \times N$ 係數矩陣, $[H^2] = [H_o^2 \ H_x^2]$
$H_o^{(1)}(k_o r)$	第一類第零階漢克函數
i	$\sqrt{-1}$
$[I]$	單位矩陣 ($N \times N$)
k_o	波數 (wave number)
l	矩形港池縱深
L	波長 (wave length)
M	港外區邊界節點數
N	港內區邊界節點數
n	垂直邊界向外之單位向量
n_1	港外區邊界向外之單位向量

n_z	港內區邊界向外之單位向量
P_1	多孔岸壁前水域波壓
P_2	消波室內水域波壓
$\{P^1\}$	外海邊界上波函數法線分量 $M \times 1$ 向量
$\{P^2\}$	港內邊界上波函數法線分量 $N \times 1$ 向量, $\{P^2\} = \begin{Bmatrix} P_o^z \\ P_x^z \end{Bmatrix}$
R	擴大率
Re	多孔雷諾數 $Re = \frac{\rho b \sqrt{gh}}{\mu}$
T	週期(Period)
$\bar{x}_o, \bar{x}$	平面點 $(x_o, y_o), (x, y)$
$\bar{x}_i$	第 i 個節點 (x_i, y_i)
$\bar{x}_j$	第 j 個元素之中點 (x_j, y_j)
U	通過多孔板之流速
W	矩形港池寬度
Φ	流速勢函數(velocity potential)
Φ_o	入射波流速勢
Φ_1	多孔岸壁前水域流速勢
Φ_2	消波室內水域流速勢
α	阻尼係數(impedance coefficient)
α_1	自由水面型態多孔岸壁阻尼係數
α_2	剛性水面型態多孔岸壁阻尼係數
β	邊界之內角
δ_{ij}	克郎克函數(Kronecker delta function)
η	水位變化
η_o	入射波水位變化

η_1	多孔岸壁前水位變化
η_2	消波室內水位變化
θ	入射波角度
μ	水動力滯性係數(dynamic viscosity)
ρ	水密度
σ	週頻率(radian frequency) $\sigma = 2\pi/T$
∂B_1	外海區邊界
∂B_2	港內區邊界

圖 目 錄

圖 1	多孔岸壁設計示意圖	25
圖 2	剛性水面型態多孔岸壁反射係數 C_r 與多孔影響參數 G_0 相關 曲線圖	26
圖 3	自由水面型態多孔岸壁在不同 G_0 值反射係數 C_r 與無因次消 波室寬度 $k_0 d$ 相關曲線圖	26
圖 4	自由水面型態多孔岸壁在不同 R 值($d/h=0.1$)反射係數 C_r 與 無因次消波室寬度 $k_0 d$ 相關曲線圖	27
圖 5	不規則形狀港池平面示意圖	28
圖 6	港池邊界元素分割示意圖	28
圖 7	矩形港池平面圖	29
圖 8	不透水直立壁港池及剛性水面型態多孔岸壁港池底端 A點 處擴大率 R 與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖	30
圖 9	不透水直立壁港池及剛性水面型態多孔岸壁港池中央 B點 處擴大率 R 與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖	30
圖 10	剛性水面型態多孔岸壁港池底端 A點在第一共振點處 $k_0 l=$ 1.32 處擴大率 R 與多孔影響參數 G_0 相關曲線圖	31
圖 11	不透水直立壁港池及自由水面型態多孔岸壁港池底端 A點 處擴大率 R 與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖	32
圖 12	不透水直立壁港池及自由水面型態多孔岸壁港池中央 B點 處擴大率 R 與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖	32

摘 要

本文探討以自由水面型態多孔岸壁及剛性水面型態多孔岸壁設計之港池，在不同週期波浪作用下之波能消散特性。在引用邊界元素法原理，分析比較自由水面型態多孔岸壁與不透水直立壁，剛性水面型態多孔岸壁之矩形港池共振特性。當描述多孔岸壁特性之多孔影響參數 G_0 增大時，剛性水面型態多孔岸壁港池共振點之擴大率遠較不透水直立壁港池快速的減小，波能明顯的消散， G_0 值改變時共振週期改變並不明顯。而自由水面型態多孔岸壁港池，我們卻發現隨多孔影響參數之增大，共振點之擴大率並非絕對成遞減狀態，可能減小或增大，與消波室寬度有關，而在不同的多孔影響參數其共振週期改變則甚明顯。

ABSTRACT

Dissipations of wave energy in a free-surface porous-wall harbor and a rigid-lid porous-wall harbor are investigated. By using the boundary element method wave oscillations inside rectangular harbors are calculated. Numerical results of free-surface porous-wall harbor or rigid-lid porous-wall harbors are compared with those of impermeable harbors. The porous-effect parameter G_0 is an important parameter to describe the characteristics of a porous-wall. For rigid-lid porous-wall harbors, it is found that as G_0 increases the amplification factor decreases apparently. For different values of G_0 the resonance frequency is nearly unchanged. But for the free-surface porous-wall harbors, the amplification factor depends both on G_0 and the width of chamber of porous-wall, and the resonance frequency change with different values of G_0 .

一、前言

港池共振現象為港口對某特定週期的波浪，產生數倍的水位變化，因此對港口船隻或貨物裝卸可能造成危險或不便。我們引用多孔岸壁設計之新觀念，希望這種新設計港池，能藉了解其共振週期及波能消散變化，提供一種降低港池共振現象或改變其共振週期之可行性途徑，而達到增加港池穩定度之目標。

Chwang(1983)探討薄均勻多孔板水平振動產生之重力自由波特性，多孔板滿足達西定律 (Darcy's law)，即通過多孔板之流速與薄板兩側壓力差成正比關係。Chwang and Li(1983)應用 Chwang(1983)線性多孔板造波機理論，解析於半無限長水槽末端之活塞式多孔板造波機所產生之小振幅波特性，並提出波浪捕捉 (wave-trapping)現象。Chwang and Dong(1984)進一步探討波浪捕捉現象，在考慮上述多孔板放置於半無限長水槽近末端處，發現在多孔板與槽端不透水直立壁間之距離等於四分之一波長加上半波長倍數時，板前反射係數最小，此研究顯示多孔板及直立壁形成之消波室具有消波特性。

Chwang、Ou and Su(1989)推廣消波室之消波功能，提出近似封閉式消波室之多孔岸壁 (porous-wall) 觀念，假設消波室為靜水區 (動壓力視為零)，他們解析垂直入射波作用下，探討剛性水面型態多孔岸壁之波浪反射特性。

蘇、章和歐(1991)進一步探討多孔岸壁在斜向波浪作用之反射及波壓特性，引用斜向多孔影響參數，更週延描述不同方向波浪作用下，剛性水面及自由水面兩種不同型態多孔岸壁之能量消散情形。

Lee(1969), Chwang, Ou and Su(1990), 及Chen and Mei(1974), Tsay and Liu(1986)等學者曾分別引用邊界元素法(boundary element method)、有限元素法 (finite element method)或混合元素法 (hybrid element method),探討不透水直立壁港池共振問題, 他們的計算方法並可應用在不規則形狀或地形緩慢變化港池, 其數值計算結果在與 Ippen and Goda (1963), Lee(1969) 等試驗結果比較, 皆得到合理之印證。蘇、蔡及歐(1991)針對 Lee(1969)及 Tsay and Liu (1986)分別使用邊界元素法及有限元素法(混合元素法)計算同一矩形共振港池問題, 卻發現他們之間計算結果有明顯的差異, 並且針對Lee (1969)之數值計算造成之誤差提出適當的說明, 本文在引用邊界元素法計算過程將做簡略的說明。

Chen(1986)及Tsay, Zhu and Liu (1989)將港池邊界部分反射及海底摩擦等能量消散之效應, 加入港池波場計算, 使其波場之計算模式含蓋範圍更週延。

Chwang、Ou and Su(1990)引用剛性水面型態多孔岸壁之新觀念於港池內壁, 分析比較多孔岸壁和一般不透水直立壁設計之矩形港池與圓形港池, 因波浪引起之共振現象改變情形, 在計算不同多孔影響參數 G_0 之共振曲線, 他們發現共振點發生位置(共振週期)不因 G_0 值不同而有所改變, 但 G_0 值之增加, 共振點之擴大率快速的減小。顯示剛性水面型態多孔岸壁設計之港池減振效果甚佳。

歐、林、林等(1990)探討水深變化及剛性水面型態多孔岸壁港池之共振現象, 其模式將水深變化因素納入考慮其實用範圍更廣泛。

本文將探討自由水面型態多孔岸壁港池，因波浪引起的共振及能量消散情形，並進一步與不透水直立壁港池及剛性水面型態多孔岸壁港池比較其能量消散型態之差異。下節我們將先介紹多孔岸壁在斷面水槽之波能消散及其邊界條件之表示式。

二、理論分析

(一) 多孔岸壁之波能消散

考慮垂直型多孔岸壁(vertical porous-wall)位於半無限長等水深斷面水槽末端，如圖1所示。h為水深，正x軸為入射波進行之方向，z=0為靜水面，軸向上為正。多孔岸壁為由零厚度多孔板(porous-plate)，不透水直立壁(水平距離d)及上下不透水平行壁(垂直距離 h_p)組成近似封閉消波室。因平均水面高低不同，在消波室內分別有高水位時之剛性水面(如圖1-a)及低平均水位之自由水面(如圖1-b)二種不同之邊界效應。在正向波浪作用下，低平均水位時，即自由水面型態多孔岸壁前波浪反射係數 C_r (壁前反射波振幅與入射波振幅比值)，根據蘇、章及歐(1991)可表示為

$$C_r = \frac{\{[G_o^2 + \tan^2(k_o d)(1 - G_o^2)]^2 + 4 \tan^2(k_o d) G_o^4\}^{1/2}}{G_o^2 + \tan^2(k_o d)(1 + G_o^2)} \dots\dots(1)$$

式中 k_o 為波數(wave number), $k_o = 2\pi/L$, L為波長(wave length)

d 多孔岸壁消波室之寬度

G_o 為多孔影響參數(porous-effect parameter), (Chwang, 1983), 定義為

$$G_o = \frac{\rho b \sigma}{\mu k_o} \dots\dots\dots(2)$$

σ 為週頻率(radian frequency), ρ 為水密度

μ 為水動力滯性係數(dynamic viscosity)

b 為多孔板特性常數，單位為長度

G_o 也可定義為

$$G_o = R_e \cdot C \dots\dots\dots(3)$$

$$\text{式中 } R_e = \frac{\rho b \sqrt{gh}}{\mu} \dots\dots\dots (4)$$

稱無因次多孔板雷諾數 (dimensionless porous-plate Reynolds number) 與波浪條件無關。

$$C = \sqrt{\tanh(k_o h) / k_o h} \dots\dots\dots (5)$$

稱無因次波浪參數 (dimensionless wave parameter), 或可表示為

$$C = \left[\frac{\tanh[(k_o d) / (d/h)] d/h}{k_o d} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (6)$$

d/h 及 $k_o d$ 分別為消波室寬度 d 相對於水深 h 或相對於波長 L 之無因次量。

高平均水時, 消波室內充滿水為剛性水面, Chwang, Ou and Su (1989) 在假設消波室內動水壓為零的條件下, 在正向波浪作用下, 求得多孔岸壁前之反射係數 C_r 為

$$C_r = \left| \frac{1 - G_o}{1 + G_o} \right| \dots\dots\dots (7)$$

(7) 式中顯示反射係數與消波室寬度無關。

剛性水面之多孔岸壁反射係數 C_r 與多孔影響參數 G_o 之相關曲線如圖2, 在 $G_o=1$ 時反射波完全消散, 理論上顯示適當的選取多孔材料係數 b , 對某個特定的波浪 k_o 有完全消波之效果。自由水面型態之多孔岸壁在不同 G_o 值反射係數 C_r 與無因次消波室寬度 $k_o d$ 之相關曲線 (如圖3)。顯示消波室寬度為 $1/4$ 波長 ($k_o d = \pi/2$) 加上 $1/2$ 波長的整數倍時, 反射波完全消散。而在不同多孔雷諾數 R 值 ($d/h=0.1$) 反射係數 C_r 與無因次消波室寬度 $k_o d$ 之相關曲線如附圖4。圖3與圖4分別給定多孔影響參數 G_o 值或多孔雷諾數 R_e 值而探討反射係數 C_r 與無因次消波室寬度 $k_o d$ 之關係, 因 R_e 與波浪特性無關, 而 G_o 與波浪特性有關, 二者所表現的相

關曲線顯然有差異存在。消波室寬度 $k_0 d$ 較大時,反射係數值 C_r 隨 R_0 值增大反應較 $k_0 d$ 值較小時緩和(圖4);但反射係數 C_r 隨 G_0 值增大其反應程度與消波室寬度 $k_0 d$ 大小顯然無關(圖3)。

針對多孔板之流體運動, 假設滿足線性達西定律, 即通過板之垂直速度 U 與板兩側之壓力差成正比關係(Chwang, 1983)

$$U = \frac{b}{\mu} (P_1 - P_2), \text{ 在 } x = 0 \dots\dots\dots(8)$$

式中, P_1 , P_2 分別為壁前($x \leq 0$)及消波室($x \geq 0$)之波壓, 根據線性伯努力方程式(Bernoulli equation)波壓可表示為

$$P_i = -\rho \frac{\partial \Phi_i}{\partial t}, \quad i = 1, 2 \dots\dots\dots(9)$$

而 Φ_1 , Φ_2 分別為壁前及消波室之流速勢(velocity potential), 根據勢能流理論, 通過多孔板之流速 U 可表示為

$$U = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}, \text{ 在 } x=0 \dots\dots\dots(10)$$

將(9)式及(10)式代入(8)式可得

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{b\rho}{\mu} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \right) \dots\dots\dots(11)$$

根據蘇、章及歐(1991)解析自由水面型態之多孔岸壁受正向入射波 $\Phi_0 = f_0(x, z) \exp(i\sigma t)$ 作用, 式中波函數 $f_0(x, z)$ 表示為

$$f_0(x, y) = A \cosh[k_0(z+h)] \exp(-ik_0 x) \dots\dots\dots(12)$$

式中 A 為常數

則壁前($x \leq 0$)流速勢 Φ_1 及消波室之流速勢 Φ_2 可表示為

關曲線顯然有差異存在。消波室寬度 $k_0 d$ 較大時,反射係數值 C_r 隨 R_0 值增大反應較 $k_0 d$ 值較小時緩和(圖4);但反射係數 C_r 隨 G_0 值增大其反應程度與消波室寬度 $k_0 d$ 大小顯然無關(圖3)。

針對多孔板之流體運動,假設滿足線性達西定律,即通過板之垂直速度 U 與板兩側之壓力差成正比關係(Chwang, 1983)

$$U = \frac{b}{\mu} (P_1 - P_2), \text{ 在 } x = 0 \dots\dots\dots(8)$$

式中, P_1 , P_2 分別為壁前($x \leq 0$)及消波室($x \geq 0$)之波壓,根據線性伯努力方程式(Bernoulli equation)波壓可表示為

$$P_i = -\rho \frac{\partial \Phi_i}{\partial t}, \quad i = 1, 2 \dots\dots\dots(9)$$

而 Φ_1 , Φ_2 分別為壁前及消波室之流速勢(velocity potential),根據勢能流理論,通過多孔板之流速 U 可表示為

$$U = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}, \text{ 在 } x=0 \dots\dots\dots(10)$$

將(9)式及(10)式代入(8)式可得

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{b\rho}{\mu} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \right) \dots\dots\dots(11)$$

根據蘇、章及歐(1991)解析自由水面型態之多孔岸壁受正向入射波 $\Phi_0 = f_0(x, z) \exp(i\sigma t)$ 作用,式中波函數 $f_0(x, z)$ 表示為

$$f_0(x, y) = A \cosh[k_0(z+h)] \exp(-ik_0 x) \dots\dots\dots(12)$$

式中 A 為常數

則壁前($x \leq 0$)流速勢 Φ_1 及消波室之流速勢 Φ_2 可表示為

$$\alpha_z = ik_0 \frac{1 - C_r}{1 + C_r}, \quad 0 \leq C_r \leq 1 \dots \dots \dots (16)$$

本文將探討以自由水面型態及剛性水面型態多孔岸壁設計之港池共振及波能消散情形。

(二)基本方程式和邊界條件

考慮以多孔岸壁設計之不規則形狀港池，如附圖5，假設海岸線平直兩邊延x軸無限延伸，y軸向外海為正，原點在港口中心點，外海海域及港區假設皆為等水深 h 。假設流體為無黏性，不可壓縮及非旋性流，因此存在流速勢(velocity potential) Φ 滿足下列拉普拉氏方程式(Laplace equation)

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \dots \dots \dots (17)$$

假設入射波之波向線與正x軸成 θ 角度進行(如圖5)，其波形複數表示式為

$$\eta_0(x, y, t) = f_0(x, y) \exp(i\sigma t) \dots \dots \dots (18a)$$

式中 $f_0(x, y)$ 為入射波波函數，可表示為

$$f_0(x, y) = a_0 \exp(-k_0 x \cos \theta - k_0 y \sin \theta) \dots \dots \dots (18b)$$

其中 a_0 為振幅

根據線性波浪理論自由表面運動邊界條件及動力邊界條件分別如下

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \text{ 在 } z=0 \dots \dots \dots (19)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} - g\eta = 0, \text{ 在 } z=0 \dots \dots \dots (20)$$

式中 $\eta(x, y, t)$ 為水面波形， g 為重力常數

(19)式及(20)式可合併爲

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad \text{在 } z=0 \dots\dots\dots(21)$$

在等水深不透水海底則滿足

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad \text{在 } z=-h \dots\dots\dots(22)$$

根據線性波理論，外海海域及港區之波形皆可表示爲

$$\eta(x,y,t) = f(x,y)\exp(i\sigma t) \dots\dots\dots(23)$$

式中 $f(x,y)$ 爲波函數 (Wave function)。

滿足方程式(17)，自由表面邊界條件(21)，海底不透水邊界條件(22)，及波形(23)式之一般解 Φ 可表示爲

$$\Phi(x,y,z,t) = \frac{g}{i\sigma} \frac{\cosh[k_0(h_0+z)]}{\cosh(k_0h)} f(x,y)\exp(i\sigma t) \dots\dots\dots(24)$$

式中波函數 $f(x,y)$ 滿足下列荷姆茲方程式(Helmholtz equation)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + k_0^2 f = 0 \dots\dots\dots(25)$$

且波數 k_0 滿足分散關係式(dispersion relation)

$$\sigma^2 = gk_0 \tanh(k_0h) \dots\dots\dots(26)$$

波浪在外海無窮遠處，應滿足下列輻射條件(radiation condition)

$$\lim_{k_0 r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial f_s}{\partial n} - ik_0 f_s \right) = 0 \dots\dots\dots(27)$$

式中 f_s 爲散射波(scattering wave)

爲方便滿足幅射邊界條件，一般解析時常將計算區域分爲外海區(區域I)及港內區(區域II)，並以港口爲介面(如附圖5)，我們將以 f_1 及 f_2 分別表示外海區及港內區之波函數。假設外海海岸線爲不透水直立壁，則滿足

$$\frac{\partial f_1}{\partial n} = 0, \quad \text{在 } \overline{AC} \text{ 及 } \overline{BD} \dots\dots\dots (28)$$

在線性波假設，海岸線爲不透水直立壁平直且無限延伸，因此我們可將外海區域分爲入射波 f_0 ，反射波 f_r 及散射波 f_s 三種線性波之組成， $f_1 = f_0 + f_r + f_s$ ，其中散射波 f_s 滿足幅射條件(27)式，入射波函數表示爲(18b)，而反射波波函數 f_r 表示爲

$$f_r(x, y) = a_0 \exp(k_0 x \cos \theta + k_0 y \sin \theta) \dots\dots\dots (29)$$

假設港池以多孔岸壁設計爲內壁，則其邊界上應滿足多孔邊界條件

$$\frac{\partial f_2}{\partial n} = \alpha f_2 \dots\dots\dots (30)$$

式中 α 爲阻尼係數，在自由水面型態之多孔岸壁定義如(14)式，在剛性水面型態之多孔岸壁則定義如(15)式。

在外海區與港內區之介面港口處應滿足水位連續及速度連續條件

$$f_1 = f_2, \quad \text{在 } \overline{AB} \dots\dots\dots (31a)$$

$$\text{且 } \frac{\partial f_1}{\partial n_1} = - \frac{\partial f_2}{\partial n_2}, \quad \text{在 } \overline{AB} \dots\dots\dots (31b)$$

式中 $\bar{n}_1$ 及 $\bar{n}_2$ 分別表示區域I及區域II在界面向外法線方向之單位向量， $\bar{n}_1 = -\bar{n}_2$ 。

荷姆茲方程式(25)之Weber解在區域I散射波 f_s 及區域II波函數 f_z 分別可表示為下列積分方程(Baker and Copson, 1950):

$$f_s(\bar{x}) = b_0 \int_{\partial B_1} \left[f_s(\bar{x}_0) \frac{\partial}{\partial n_1} H_0^{(1)}(k_0 r) - H_0^{(1)}(k_0 r) \frac{\partial f_s}{\partial n_1}(\bar{x}_0) \right] dS$$

.....(32a)

$$f_z(\bar{x}) = b_0 \int_{\partial B_2} \left[f_z(\bar{x}_0) \frac{\partial}{\partial n_2} H_0^{(1)}(k_0 r) - H_0^{(1)}(k_0 r) \frac{\partial f_z}{\partial n_2}(\bar{x}_0) \right] dS$$

.....(33b)

式中 ∂B_1 及 ∂B_2 分別為外海區之無限長海岸線及港內區之封閉邊界

$$b_0 = -\frac{i}{4}, \text{ 當 } \bar{x} \text{ 在區域內部}$$

$$= -\frac{i}{2}, \text{ 當 } \bar{x} \text{ 在平滑區域邊界上}$$

$$= -\frac{i\pi}{2\beta}, \text{ 當 } \bar{x} \text{ 在內角為 } \beta \text{ 之邊界點上}$$

$H_0^{(1)}$ 為第一類零階漢克函數(first kind zero order Hankel function)

$$r = |\bar{x}_0 - \bar{x}|, \bar{x}_0 \text{ 為邊界上之點, } \bar{x} \text{ 為區域上之點}$$

積分方程式(32)式對不規則形狀之港池不易求得完整解析解, 下節我們將利用邊界元素法求解波場。

三、數值方法

我們將引用邊界元素法做數值方法之計算,將港內區域 II 邊界 ∂B_2 , 切割為 N 個線段, N 個結點(附圖 6), 每個線段代表一個元素, 基於我們將引用常數元素的條件, 一個線段上每個點之 f_z 及 $\frac{\partial f_z}{\partial n}$ 值皆為定值, 而以線段中點值代表元素值。而結點 $i=1 \dots N$, 一般以逆時鐘方向編排 (如附圖 6), 區域 II 之積分方程式 (32b) 可表示為

$$f_z(\bar{x}_i) = b_0 \sum_{j=1}^N \left\{ f_z(\bar{x}_j) \int_{\Gamma_j} \frac{\partial}{\partial n_z} [H_0^{(1)}(k_0 r_1)] dS_j - \frac{\partial}{\partial n_z} f_z(\bar{x}_j) \int_{\Gamma_j} H_0^{(1)}(k_0 r_1) dS_j \right\} \dots \dots \dots (33)$$

式中 $\bar{x}_i$ 為區域 II 或邊界 ∂B_2 之點 $i=1, 2, 3, \dots$

$\bar{x}_j$ 為邊界上第 j 個元素 Γ_j 之中點, $j=1, 2, \dots, N$

$r_1 = |\bar{x}_i - \bar{x}_0|$, $\bar{x}_0$ 為元素 Γ_j 上任一點

Lee(1969), Chwang, Ou and Su(1990)在元素分離化過程, 常數

元素上 f_z , $\frac{\partial f_z}{\partial n}$, $H_0^{(1)}$, $\frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial n}$, 各物理量皆假設為定數, 蘇、蔡及

歐(1991)則發現常數元素上 f_z 及 $\frac{\partial f_z}{\partial n}$ 假設常數為合理, 但常數元素上

$H_0^{(1)}$, $\frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial n}$ 假設為常數, 則在共振點之數值計算結果會產生甚大

的誤差, 我們將引用高斯積分法, 直接計算 (33) 式在元素上之積分值

。假設 $\bar{x}_i$ 為邊界上結點， $i=1,2,\dots,N$ ，則(33)式可化為下列矩陣方程式

$$\{F^2\} = [\bar{H}^2]\{F^2\} - [G^2][P^2] \dots\dots\dots(34)$$

式中 $[\bar{H}^2]$ ， $[G^2]$ 皆為 $N \times N$ 矩陣，其矩陣元素 $\bar{h}^2_{ij}$ ， g^2_{ij} 分別定義為

$$\bar{h}^2_{ij} = b_o \int_{\Gamma_j} \frac{\partial}{\partial n_z} [H_o^{(1)}(kr_i)] dS_j \dots\dots\dots(35a)$$

$$g^2_{ij} = b_o \int_{\Gamma_j} H_o^{(1)}(kr_i) dS_j \dots\dots\dots(35b)$$

$\{F^2\}$ 及 $\{P^2\}$ 為 $N \times 1$ 向量，其向量元素 f_i^2 ， p_j^2 分別定義為

$$f_i^2 = f_z(\bar{x}_i) \dots\dots\dots(36a)$$

$$p_j^2 = \frac{\partial f_z}{\partial n_z}(\bar{x}_j) \dots\dots\dots(36b)$$

$\bar{x}_i$ 為 ∂B_2 元素上之結點 $i=1,2,3,\dots,N$

$\bar{x}_j$ 為第 J 個元素之中點， $j=1,2,3,\dots,N$

又矩陣方程式(34)可改寫為

$$[H^2]\{F^2\} = [G^2]\{P^2\} \dots\dots\dots(37a)$$

$$\text{式中矩陣 } [H^2] = [\bar{H}^2] - [I] \dots\dots\dots(37b)$$

$$\text{或 } h_{ij}^2 = \bar{h}_{ij}^2 - \delta_{ij}, i, j=1,2,3,\dots,N \dots\dots\dots(37c)$$

$$\begin{aligned} \text{式中 } \delta_{ij} &= 1, \quad i = j \\ &= 0, \quad i \neq j \dots\dots\dots(37d) \end{aligned}$$

對區域 I 之邊界 ∂B_1 而言，即 X 軸上之平直海岸線，邊界上 n_1 之方向與正 Y 軸相同，當 $\bar{x}$ 為 X 軸上之點，則 r 方向與 X 軸平行，且與 n_1 (Y 軸) 垂

直，因此滿足 $\frac{\partial r}{\partial n_1} = 0$ ，所以

$$\frac{\partial}{\partial n_1} [H_o^{(1)}(k_o r)] = \frac{\partial}{\partial r} [H_o^{(1)}(k_o r)] \frac{\partial r}{\partial n_1} = 0 \dots\dots\dots(38)$$

式中 $r = |\bar{x} - \bar{x}_0|$, $\bar{x}$, $\bar{x}_0$ 皆為 X 軸上任意點

我們假設海岸線為不透水直立壁因此滿足

$$\frac{\partial f_1(x)}{\partial n_1} = \frac{\partial f_1(x)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} [f_s(x) + f_o(x) + f_r(x)] = 0, \text{ 當 } \bar{x} \text{ 在 } \overline{AC} \text{ 或 } \overline{BD} \dots (39)$$

由 f_o 表示式(18)式及 f_r 表示式(29)式顯然滿足

$$\frac{\partial}{\partial y} [f_o(x) + f_r(x)] = 0, \text{ 當 } \bar{x} \text{ 在 } \overline{AC} \text{ 或 } \overline{BD} \dots (40)$$

因此

$$\frac{\partial f_s(\bar{x})}{\partial n_1} = 0, \text{ 當 } \bar{x} \text{ 在 } \overline{AC} \text{ 或 } \overline{BC} \dots (41)$$

將(18)式及(41)式代入區域 I 之積分方程式(32a)可化簡為

$$f_s(\bar{x}) = -b_o \int_{\overline{AB}} H_o^{(1)}(k_o r) \frac{\partial}{\partial n_1} f_s(\bar{x}_o) ds \dots (42)$$

同理利用邊界元素分離化原理，將港口 $\overline{AB}$ 切割為 M 個元素，並對應區域 II 相鄰邊界之結點， $i=1, 2, \dots, M$ ， $M < N$ 。則積分方程(42)可化為下列矩陣方程式

$$f_s(\bar{x}_i) = -b_o \sum_{j=1}^M \frac{\partial f}{\partial n_1}(\bar{x}_j) \int_{\Gamma_j} H_o^{(1)}(k_o r_i) dS_j \dots (43)$$

式中 $\bar{x}_i$ 為區域 I 或邊界 $\overline{AB}$ 上任一點， $\bar{x}_j$ 為第 j 個元素之中點。

假設 $\bar{x}_i$ 為邊界 $\overline{AB}$ 上任一結點，則(43)式可表示為下列矩陣方程式

$$\{F^1\} = -[G^1]\{P^1\} \dots (44)$$

式中 $[G^1]$ 為 $M \times M$ 矩陣，其元素 g^1_{ij} 定義如下

$$g^1_{ij} = b_o \int_{\Gamma_j} H_o^{(1)}(k_o r_i) dS_j \dots (45a)$$

其中 $r_i = |\bar{x}_i - \bar{x}_0|$, $\bar{x}_0$ 為表示第 j 個元素 Γ_j 上之任一點

$$i, j=1, 2, \dots, M$$

$\{F^1\}$ 及 $\{P^1\}$ 為 $M \times 1$ 向量, 其元素 f_i^1 , P_j^1 分別定義為

$$f_i^1 = f_s(\bar{x}_i) \dots\dots\dots (45b)$$

$$P_j^1 = \frac{\partial f_s}{\partial n_i}(\bar{x}_j) \dots\dots\dots (45c)$$

$\bar{x}_i$ 為 $\overline{AB}$ 上之結點 $i=1, 2, \dots, M$

$\bar{x}_j$ 為 $\overline{AB}$ 上第 j 個元素之中心點 $j=1, 2, \dots, M$

根據港內與外海二區界面連續條件 (31a) 及 (31b) 分別可表示為

$$f_j^2 = f_j^t + f_j^1 \dots\dots\dots (46a)$$

$$P_j^2 = -P_j^1 \dots\dots\dots (46b)$$

$$j = 1, 2, \dots, M$$

式中 $f_j^t = f_o(\bar{x}_j) + f_r(\bar{x}_j)$, $j=1, 2, \dots, m$

f_o 及 f_r 分別為入射波及反射波之波函數

$\bar{x}_j$ 為港口 $\overline{AB}$ 上第 j 個元素中點

或以矩陣表示式

$$\{F_x^2\} = \{F^t\} + \{F^1\} \dots\dots\dots (47a)$$

$$\{P_x^2\} = -\{P^1\} \dots\dots\dots (47b)$$

式中 $\{F_x^2\}$ 及 $\{P_x^2\}$ 下標為 x , 表示由區域 II 邊界在港口介面處 $\overline{AB}$ 之點形成 $M \times 1$ 向量, 因此可定義:

$$[G^2] = [G_o^2 \ G_x^2] \dots\dots\dots (48a)$$

$$[H^2] = [H_o^2 \ H_x^2] \dots\dots\dots (48b)$$

$$\{P^2\} = \begin{Bmatrix} P_o^2 \\ P_x^2 \end{Bmatrix} \dots\dots\dots (48c)$$

$$\{F^z\} = \begin{Bmatrix} F_o^z \\ F_x^z \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(48d)$$

式中 $[G_o^z]$, $[H_o^z]$, $\{F_o^z\}$ 及 $\{P_o^z\}$ 下標為 0, 表示在區域 II 邊界除港口 $\overline{AB}$ 處點以外所形成 $N \times (N-M)$ 矩陣或 $(N-M) \times 1$ 向量。

將(48)式代入(37)式可改寫為

$$[H^z, H_x^z] \begin{Bmatrix} F_o^z \\ F_x^z \end{Bmatrix} = [G_o^z, G_x^z] \begin{Bmatrix} P_o^z \\ P_x^z \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(49)$$

將介面關係數(47)式利用(44)式可改寫為

$$\{F_x^z\} = \{F_o^z\} + [G^1] \{P_x^z\} \dots\dots\dots(50)$$

(49)式與(50)式可合併為

$$\begin{bmatrix} H_o^z & H_x^z & G_o^z & G_x^z \\ 0 & I & 0 & G^1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_o^z \\ F_x^z \\ -P_o^z \\ -P_x^z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ F^t \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(51)$$

假設港池以多孔岸壁設計做為港池內壁, 則應滿足下列關係式

$$\{P_o^z\} = [A] \{F_o^z\} \dots\dots\dots(52)$$

式中矩陣 $[A]$ 之元素 a_{ij} 定義為

$$a_{ij} = \alpha^j, \quad i = j$$

$$a_{ij} = 0, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, 2 \dots N-M$$

α^j 為第 j 個元素上之阻尼係數定義如(14)式或(15)式

將(52)式代入(51)可得

$$\begin{bmatrix} \bar{H}_o^z & H_x^z & G_x^z \\ 0 & I & G^1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_o^z \\ F_x^z \\ -P_x^z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ F^t \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(53)$$

$$\text{式中 } [\bar{H}_o^z] = [H_o^z] - [G_o^z] [A] \dots\dots\dots(54)$$

矩陣方程式(52)計有 $N+M$ 個方程式，而港內邊界上波函數 $f_z(x_j)$ 有 N 個未知量及港口處 $\frac{\partial f_s}{\partial n}(x_j)$ M 個未知量，可利用高斯消去法求解。而港內任一點之波函數 $f_z(\bar{x})$ 可由表示式(33)求得，同理外海任一點之波函數 $f_1(\bar{x})$ 可由表示式(43)求得。港池擴大率 R 我們定義為港內任意點 $\bar{x}$ 之振幅對港口處之入射波與反射波和之振幅(假設港口為封閉)的比值，表示如下：

$$R(\bar{x}) = \frac{|f_z(\bar{x})|}{|f_o(\bar{x}_o) + f_r(\bar{x}_o)|} \dots\dots\dots (55)$$

$\bar{x}$ 港內任一點。

$\bar{x}_o$ 為港口 $\overline{AB}$ 中點。

四、多孔岸壁港池能量消散

考慮縱深 $l=12.25$ 英吋，寬 $W=2.48$ 英吋，等水深 $h=10.128$ 英吋全開口矩形港池（示意圖如圖7），假設外海之海岸線為不透水直立壁，向 x 軸兩側平直延伸，港池內壁則有不透水直立壁，剛性水面型態多孔岸壁及自由水面型態多孔岸壁等三種設計。我們將探討從外海遠處垂直海岸線入射之不同週期波浪作用下，不同型態港壁設計之港池共振曲線變化，以了解二種多孔岸壁港池之波能消散變化及差異。

我們將取矩形港池底端中點 A 及港池中央 B 點二點（如附圖7）做為共振曲線變化之觀測點。圖8 為不透水直立壁港池與幾種不同多孔影響參數 G_o 之剛性水面型態多孔岸壁港池在港池底部 A 點處擴大率 R 與無因次波數 $k_o l$ 之相關曲線，在第一共振點 $k_o l=1.32$ 處，不透水直立壁港池，相當於 $G_o=0$ ($C_r=1$) 擴大率 R 為 8.0 ，根據 Lee (1969) 之模型試驗值約為 6.3 。而 $G_o=0.01$ ($C_r=0.98$) 之剛性水面多岸壁港池其擴大率減為 5.1 ，當 $G_o=0.03$ ($C_r=0.90$)，第一共振點位置些微左移在 $k_o l=1.28$ ，擴大率再減為 2.9 ，而當 G_o 值再增大為 $G_o=0.30$ ($C_r=0.70$) 共振點已不存在，擴大率之值小於 1 ，而在 $G_o=1$ 時擴大率已甚小，波能幾乎已完全消散。其次在第二共振點 $k_o l=4.19$ 處，不透水直立壁港池 ($G_o=0$, $C_r=1$)，擴大率 R 值為 2.80 ，Lee (1969) 之試驗值約為 2.3 。而 G_o 值增大為 $G_o=0.01$ ($C_r=0.98$) 時剛性水面多孔岸壁港池之擴大率減為 2.32 ，但在 $G_o=0.03$ ($C_r=0.90$) 時第二共振點並無偏移現象，擴大率減為 1.71 ，同樣 $G_o=0.30$ ($C_r=0.70$) 時共振點不存在，而在 $G_o=1.0$ 時波能幾乎完全消散。

圖9 則為不透水直立壁港池與幾種不同多孔影響參數 G_o 剛性水面多孔岸壁港池在港池中央 B 點處擴大率 R 與無因次波數 $k_o l$ 之相關曲線，

同樣與第一共振點位置相同，落在 $k_0 l = 1.32$ 處，不透水直壁港 $G_0 = 0$ ($C_r = 1$) 擴大率為 6.38，而 $G_0 = 0.01$ ($C_r = 0.98$) 時剛性水面多孔岸壁港池第一共振點些微左移在 $k_0 l = 1.30$ ，擴大率為 4.03，當 $G_0 = 0.03$ ($C_r = 0.90$) 第一共振點又左移些在 $k_0 l = 1.25$ ，擴大率減為 2.34，同樣 $G_0 = 0.3$ ($C_r = 0.70$) 共振點不存在，擴大率小於 1，而當 $G_0 = 1$ 時波能幾乎完全消散。港池中央 B 點之第二共振點因擴大率之值又較底部 A 點第二共振點之處之值為小，因此隨 G_0 之增加擴大率迅速的減小。當 $k_0 l = 3.2$ 時，不透水直立壁港池中央為靜水位節點處，但隨 G_0 值之增大，節點現象消失愈明顯，而在較 G_0 大值時，節點效應完全消失。

從以上分析顯示隨 G_0 之些微增加，共振點之擴大率快速的減小，但共振點隨 G_0 之增大，雖然有小些的左移，但並不很明顯。圖 10 為在港池底部 A 點第一共振點處 $k_0 l = 1.32$ ，擴大率 R 與 G_0 值相關曲線圖，圖中曲線顯示隨 G_0 值之增大， R 值很快速的減小。

我們將進一步再探討自由表面型態多孔岸壁港池之波能消散現象。圖 11 為不透水直立壁港池與幾種不同多孔影響參數 G_0 ($k_0 d = 0.01$) 之自由水面多孔岸壁港池在底部 A 點處擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 之相關曲線圖。圖中顯示在 $G_0 = 0.01$ ($C_r = 0.99$)，共振點些微右移在 $k_0 l = 1.35$ ，擴大率為 5.13，但 G_0 值增大為 $G_0 = 0.05$ ($C_r = 0.996$)，共振點明顯向右移落在 $k_0 l = 1.50$ ，擴大率減小為 3.48，而當 G_0 值再增大 $G_0 = 0.30$ ($C_r = 0.9993$)，共振點位置又右移在 $k_0 l = 1.60$ ，擴大率反而增大為 5.77，當 $G_0 = 1.0$ ($C_r = 0.9998$)，共振點位置不再右移，但擴大率繼續增大為 7.05。第二共振點處 $k_0 l = 4.19$ 隨 G_0 值之改變也有類似之現象，只是其擴大率較小，變化較不顯著。從圖 8 與圖 11 比較剛性水面多孔岸壁港池及自由水面多孔岸壁港池顯示，二者之波能消散現象不同。前者隨 G_0 值之增大，共振點之擴大率快速減小，共振點位置改變不明顯。但後者隨 G_0 之增大，擴大率減小或增大，共振點之移動現象則甚為明顯。

阻尼係數 α 在剛性水面多孔岸壁為純虛數，在自由水面多孔岸壁為包括實部及虛部之複數，因此前者僅改變擴大率之大小值，但不改變共振點位置，但後者不但影響擴大率之值，而且改變其位置。在 G_0 值小於1之範圍內，即小孔隙之多孔板，剛性水面多孔岸壁隨 G_0 值增大反射係數 C_r 快速減小(如圖3)，在 $G_0=1$ 時完全消散，但自由水面多孔岸壁隨 G_0 值之增大，反射係數 C_r 之變化與消波室寬度 $k_0 d$ 有關(如圖4)，對大多數點而言，隨 G_0 值之增大 C_r 值仍然減小。而在我們討論的條件 $k_0 d=0.01$ ，隨 b_0 之增大， C_r 值卻增大，而且擴大率有減小或增大之現象，顯示反射係數大小，與共振點之擴大率大小並沒有成正比關係。

而關於自由水面多孔岸壁港池中央 B 點處之共振點變化，共振點位置移動之現象更明顯(圖12)，節點位置之改變也甚為顯著，由 $k_0 l=3.2$ 處左移至 $k_0 l=1.9$ ，再次顯示自由水面多孔岸壁港池共振點位置之大幅度變化，而擴大率之改變較不規則，如第二共振點處之擴大率反而有增大的現象。

五、結 論

探討自由水面型態多孔岸壁及剛性水面多孔岸壁港池之波能消散特性。因消波室高度相對於平均水深高低不同有剛性水面型態及自由水面型態兩種不同特性之多孔岸壁。多孔影響參數 G_0 為描述多孔岸壁特性之重要參數。當 $G_0=1$ ，即多孔板特徵速度與波速相等時，剛性水面多孔岸壁受正向波作用之波能完全消散，即反射波完全消失。而此時自由水面型態多孔岸壁之波能消散為最大值，又因其波能消散與多孔岸壁之消波室寬度有關，而在消波室寬度為 $1/4$ 波長時，波能完全消散，反射波完全消失。

在引用上式二種多孔岸壁設計於港池內壁，並與不透水直立壁港池比較其在波浪作用下之共振曲線變化情形。我們發現剛性水面型態多孔岸壁港池在各共振點之擴大率隨 G_0 值之增大，遠較不透水直立壁港池之擴大率為小，而且隨 G_0 之些微增大，擴大率迅速的減小，但共振點發生之位置改變並不明顯。而在 $G_0=1$ 時，剛性水面型態多孔岸壁港池之波能幾乎已完全消散，共振現象完全消失。

自由水面型態多孔岸壁港池，隨 G_0 之增大，各共振點之擴大率並非隨 G_0 之增大而遞減，而與消波室之寬度有密切關係。在與不透水直立壁港池比較結果發現， G_0 值之改變，不但改變共振點之擴大率值，而且明顯的改變共振點發生之位置。

基本上適當的選取 G_0 值，對剛性多孔岸壁港池或自由水面多孔岸壁港池皆可降低共振點之擴大率值，而後者更可以改變共振點發生之位置。

六、參考文獻

1. Baker, B. B. and Copson, E. T., "The mathematical theory of Huygen's principle", Oxford University Press, London, (1950).
2. Chwang, A.T., "A porous-wavemaker theory ", J. Fluid Mech. , Vol.132, 395-406 , (1983).
3. Chwang, A.T. and Li, W., "A piston-type porous wave-maker theory", J. Eng. Math., Vol.17, 301-313 , (1983).
4. Chwang, A.T. and Dong, Z., "Wave-trapping due to a porous plate", Proc.15th ONR Sym. on Naval Hydrodynamics Hamburg , Germany, 407-417, (1984).
5. Chwang, A.T., Ou, S.H. and Su, C.H., "Dissipation of wave energy by a porous wall ", CKHORT-89-005 , Dept. of Hydraulics and Ocean Eng., National Cheng Kung Univ. Taiwan, R.O.C. , (1989).
6. Chwang , A.T., Ou, S.H. and Su, C.H. , Wave oscillations inside porous-wall harbors , Proc. of 5th Conference on Hydraulic Eng. , Taiwan, R.O.C. 853-868 , (1990,).
7. Chen, H. S. and Mei, C. C. , "Oscillations and wave forces in an offshore harbor", Ralph M. Parsons Laboratory, Report No. 190, M.I.T. , (1974).
8. Chen, H. S. , " Effects of bottom friction and boundary absorption on water wave scattering", Appl. Ocean Research , Vol 8, 99-104 , (1986).

9. Ippen, A. T. and Goda, Y., "wave induced oscillations in harbors : The solution for a rectangular harbor connected to the open-sea" , Report No.59, Hydrodynamics Laboratory , M.I.T. ,(1963).
10. Lee, J. J., "Wave-induced oscillations in harbours of arbitrary shape ," Report KH-R-20, W. M. Keck laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, (1969).
11. Tsay, T. K. and Liu P. L. F. , "A finite element model for wave refraction and diffraction " , Appl. Ocean Research, 1986, vol. 5, 30-37 ,(1986).
12. Tsay, T., K. ,Zhu , W. and Liu P. L-F. , "A finite element model for wave Refraction , diffraction, reflection and dissipation", Applied Ocean Research, Vol.11, No1. , 33-38 ,(1989).
13. 歐善惠, 林西川, 林火旺, 蘇青和, "不等水深多孔岸壁港池之共振模式 ", 中華民國第十二屆海洋工程研討會論文集 , 74-94 , (1990) 。
14. 蘇青和, 章梓雄, 歐善惠, " 多孔岸壁受斜向波浪作用之反射及波壓特性 ", 力學期刊, 中華民國力學學會, (已接受), (1991)。
15. 蘇青和, 蔡丁貴, 歐善惠 , "數值方法及輻射邊界在港池共振應用之探討 ", 中華民國第十三屆海洋工程研討會論文集, 23-37 , (1991) 。

誌謝

本計畫承國家科學委員會補助，計畫編號：NSC78-0410-E124-01，謹此誌謝，承數學模式組同仁陳毓清小姐之論文繕打，併於此致謝。

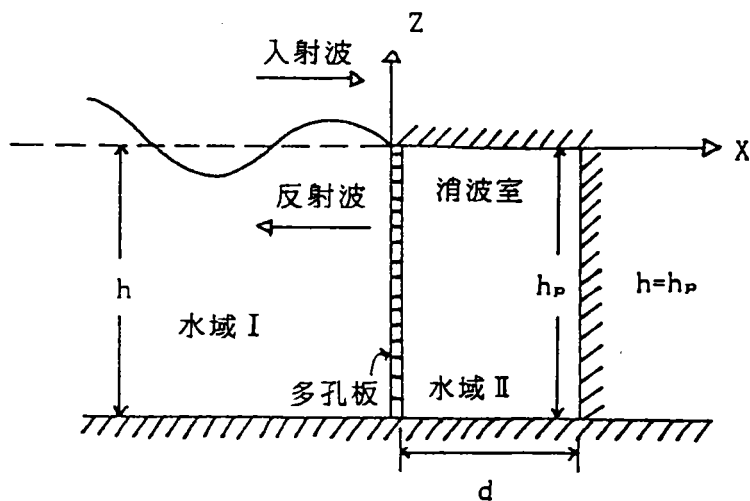


圖 1-a 高平均水位多孔岸壁受波浪作用示意圖

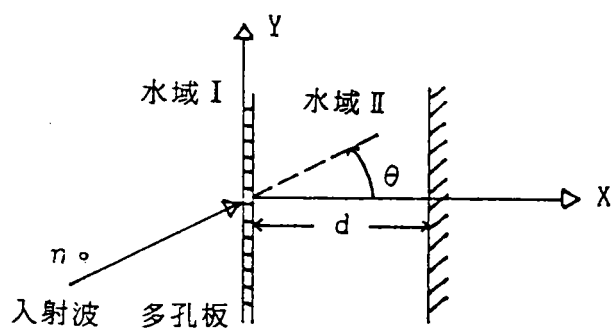


圖 1-b 俯視多孔岸壁示意圖

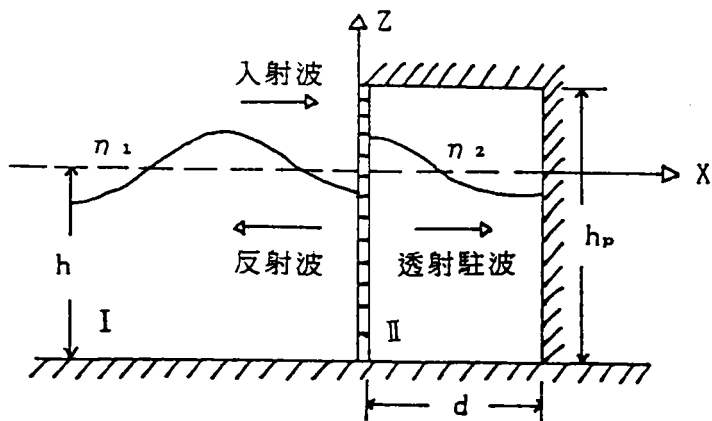


圖 1-c 低平均水位多孔岸壁受波浪作用示意圖

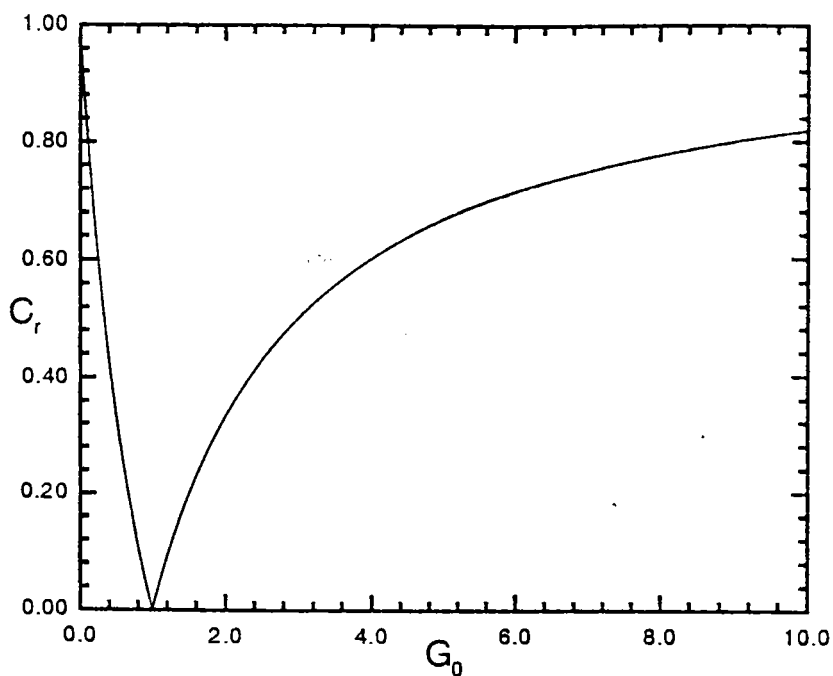


圖 2 刚性水面型態多孔岸壁反射係數 C_r 與多孔影響
參數 G_0 相關曲線圖

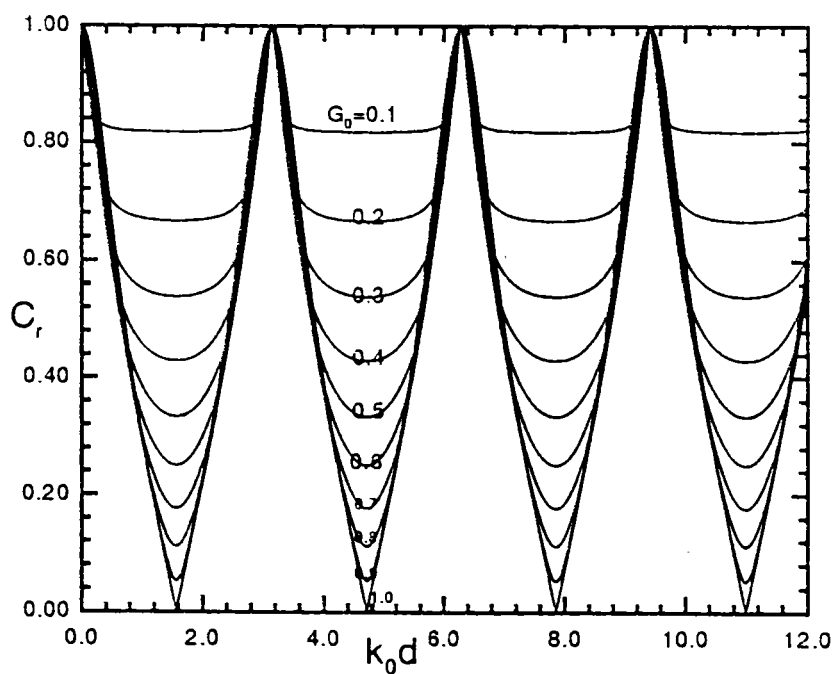


圖 3 自由水面型態多孔岸壁在不同 G_0 值反射係數 C_r 與
無因次消波室寬度 $k_0 d$ 相關曲線圖

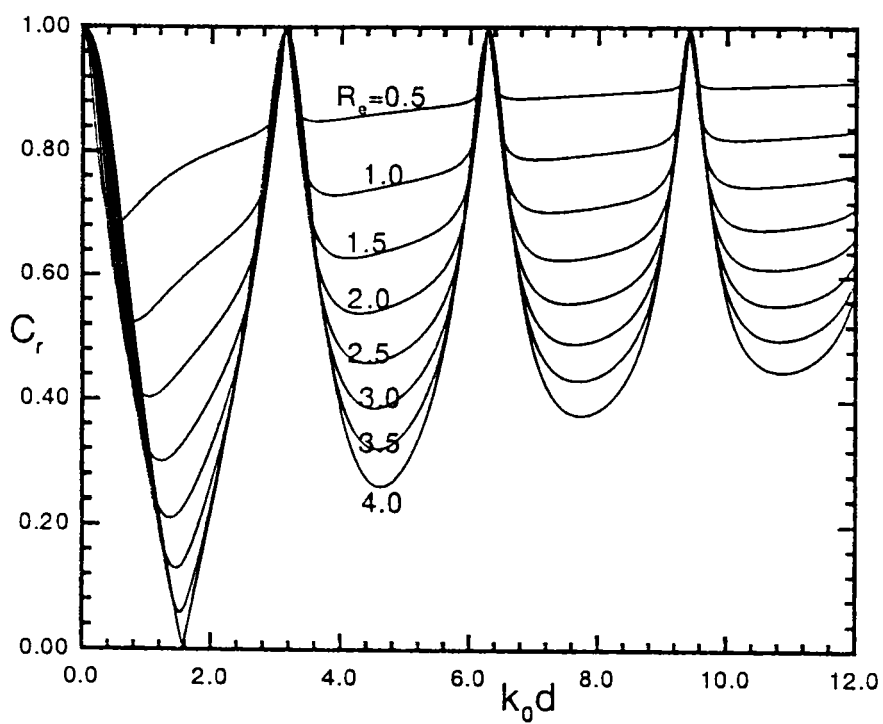


圖 4 自由水面型態多孔岸壁在不同 R 值($d/h=0.1$)反射
係數 C_r 與無因次消波室寬度 k_0d 相關曲線圖

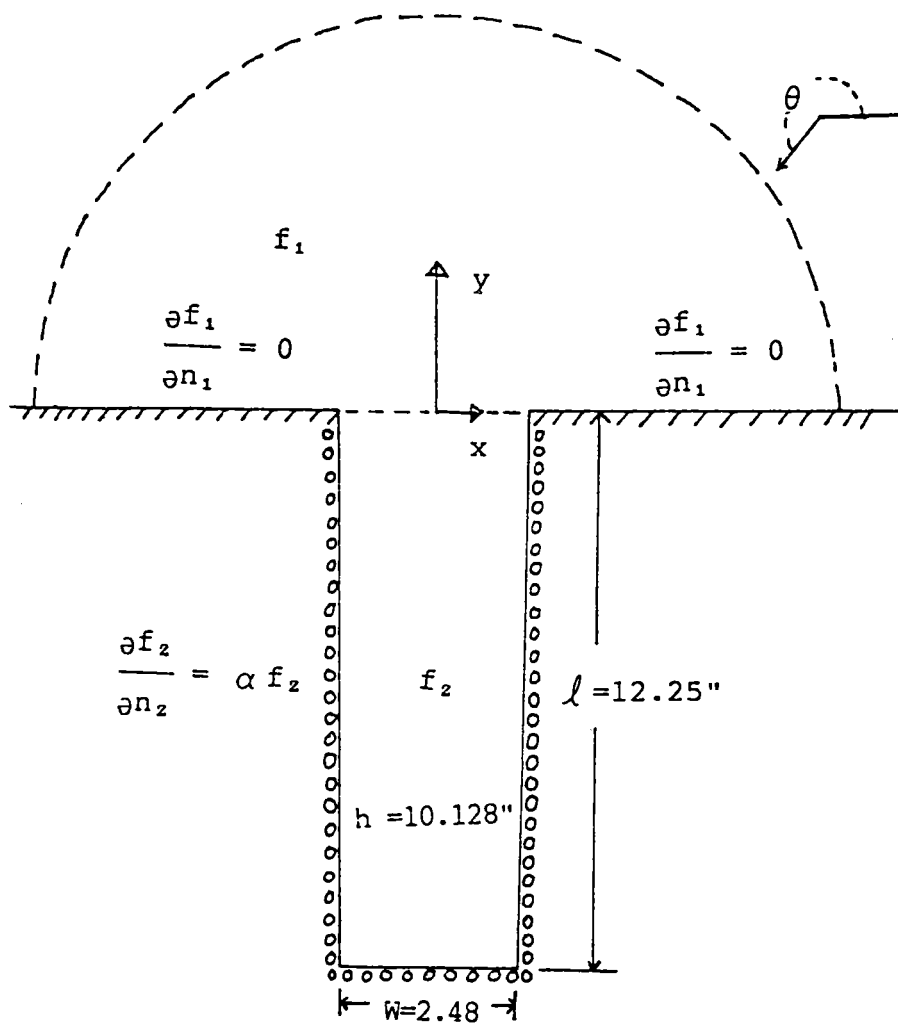


圖 7 矩形港池平面圖

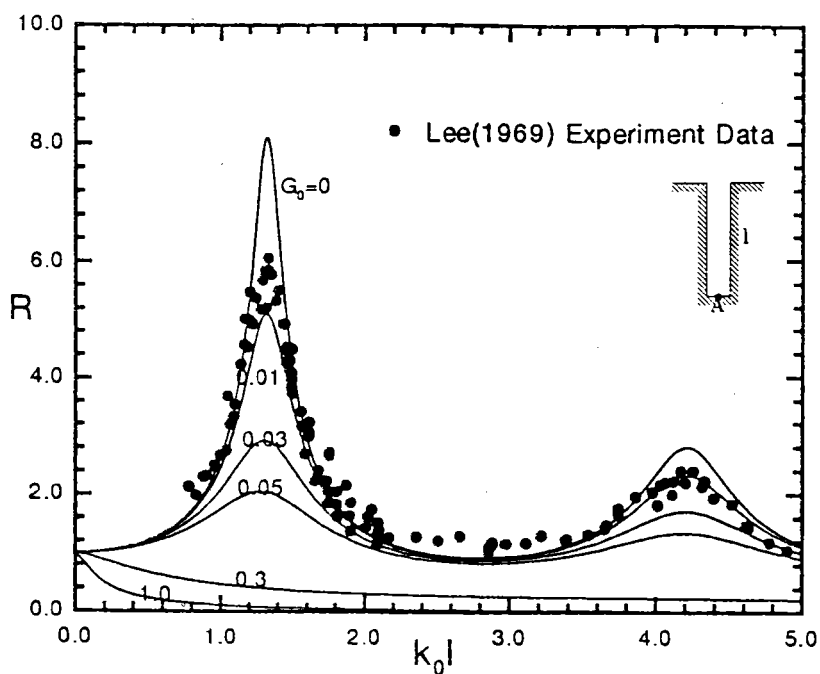


圖 8 不透水直立壁港池及刚性水面型態多孔岸壁港池
底端 A 點處擴大率 R 與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖

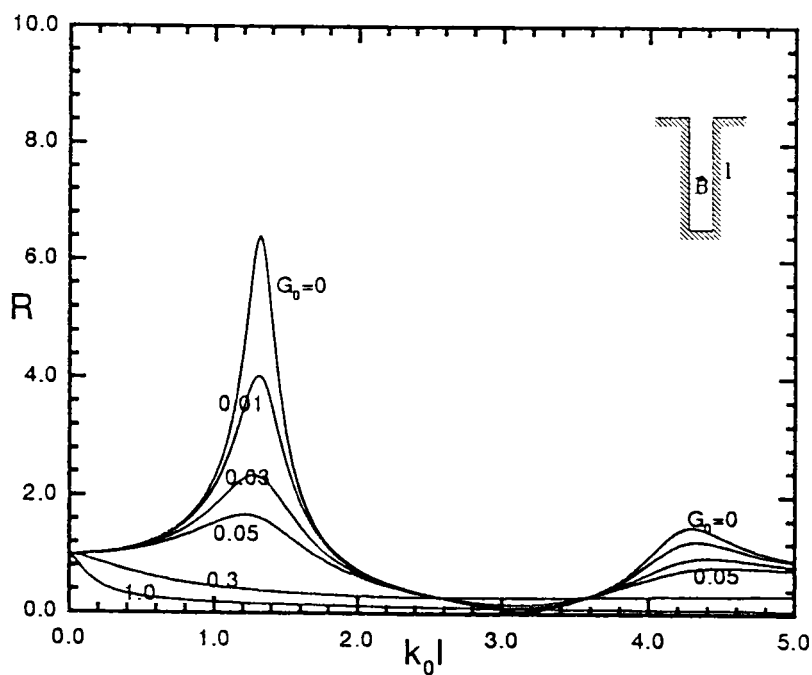


圖 9 不透水直立壁港池及刚性水面型態多孔岸壁港池
中央 B 點處擴大率 R 與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖

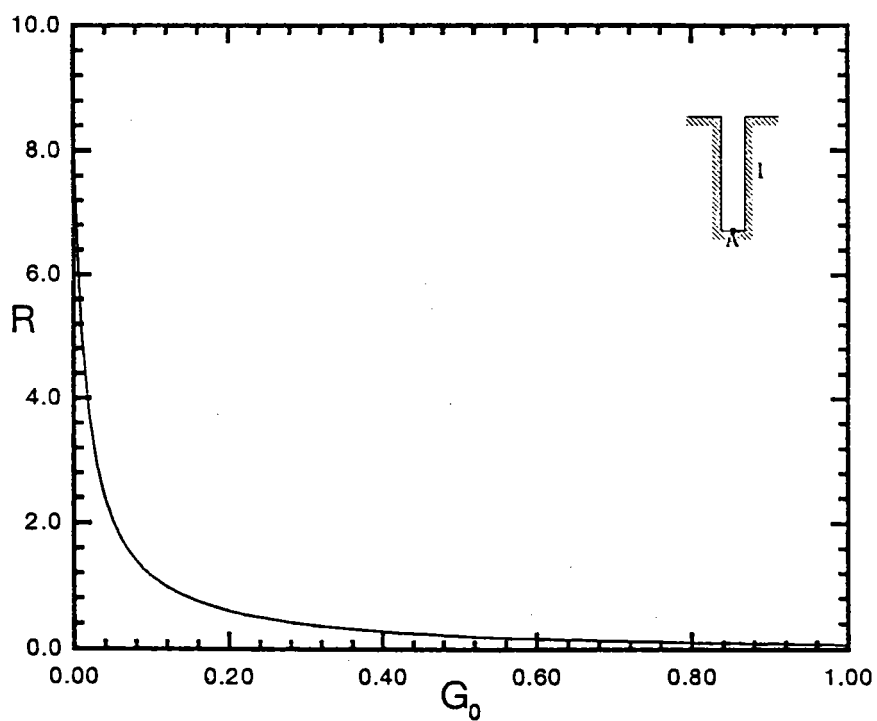


圖10 剛性水面型態多孔岸壁港池底端 A點在第一共振點處
 $k_0 l = 1.32$ 處擴大率R與多孔影響參數 G_0 相關曲線圖

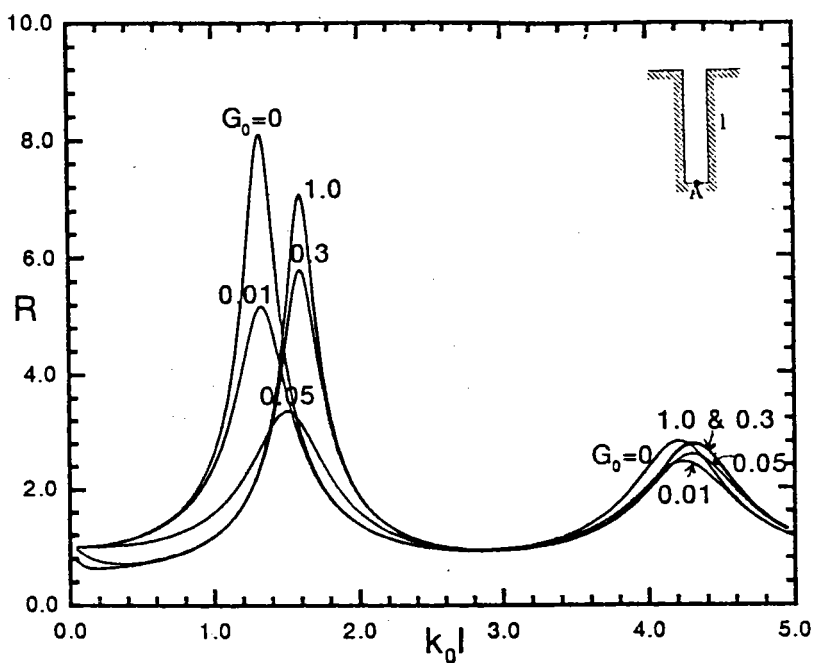


圖11 不透水直立壁港池及自由水面型態多孔岸壁港池
底端 A點處擴大率R與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖

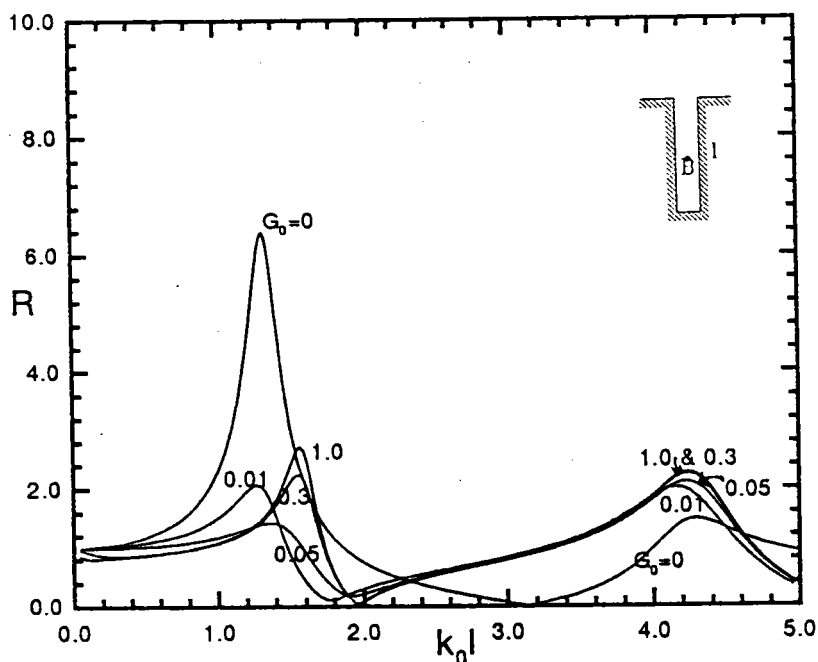


圖12 不透水直立壁港池及自由水面型態多孔岸壁港池
底端 B點處擴大率R與無因次波速 $k_0 l$ 相關曲線圖