

# 斜坡上考慮碎波效應波浪變形之研究

周宗仁<sup>1</sup> 石瑞祥<sup>2</sup>

## 摘要

本研究以邊界元素法解析波浪作用於斜坡度岸上時波浪之變形，為使數值解析更趨近於實際海面之碎波效應，在解析時引入一項與碎波波長特性有關之消能係數，然此係數須由實際海面觀測或實驗來求得。為評估此消能係數的可用性，本文利用斷面水槽內以水工模型模擬實際不透水海底地形，以各種不同的入射波實驗條件配合不同的底床坡度作多次的測試，求得其反射率。然後以邊界元素法在自由水面邊界條件引入此碎波消能係數進行解析，由實驗所求得之反射率來考量其波浪特性係數以確定碎波消能係數，最後將已確定之消能係數代入計算，解析得水面各點的波高分佈。經由數值計算後的結果顯示，利用本文所建立的數值方法能有效的控制入射波於海岸附近的波高分佈，使能維持在極限碎波波高以下並逐漸收斂，充分描繪出實際海面之波浪於碎波效應後其波高的演變趨勢，同時該係數之值經計算後發現具有一規律性，將可由其入射波之條件來求得。

## 1 前言

當波浪由外海逐漸向岸推進時，水深變淺波長變短而波高漸增，波峰之水平流速超越波速使波形無法保持而向前傾倒成爲碎波，由於碎波發生時所產生的巨大衝擊力對海岸結構物會造成很大的破壞，故此現象在海岸工程上最爲重要，碎波發生時消耗相當大的能量，剩餘之能量則藉由反射波的形式返回大海，因此碎波帶內外流體流動所產生之沿岸流(Longshore Current)與離岸流(Rip Current)即成爲漂沙現象(Littoral Drift)之主要動力來源，常造成港口淤塞(Slip Up)及海岸侵蝕(Beach Erosion)等嚴重問題，海洋結構物之規劃設計以及沿海沉積物之堆積、搬運等受此沿海波浪流況之影響甚巨，爲維護沿岸人工設施之安全，有關單位於規劃設計時莫不先行推定碎波帶的位置、碎波水深(Breaking Depth)及碎波波高(Breaking Height)等等，以便能推算碎波帶內極爲複雜之流況及其相關之各種物理現象。

1984年渡邊 晃、丸山康樹[1]於解析海岸結構物周圍之平面二次度流場時將波浪之淺化係數、屈折係數、反射係數、回折係數及碎波衰減係數等一併加入考量，以離岸堤及突堤之水工模型實驗探討此一數值模式之可行性，其結果相當良好。1990年余 錫平、磯部雅彥、渡邊 晃[2][3]利用非線形波運動之基礎方程式配合有限特性曲線法計算傾斜海底上行進中波浪碎波之變形，解析時引用合田之極限碎波波高同時考慮底床摩擦之能量損失予以修正

註<sup>1</sup>: 國立臺灣海洋大學河海工程研究所教授

註<sup>2</sup>: 國立臺灣海洋大學河海工程研究所博士班研究生

。1991年高山知司、池田直太、平石折也[4]以能量平衡方程式解析隨機波之變形問題時，首先嘗試將碎波效應及波浪之反射問題引入能量方程式中加以考量計算，其結果與合田研究等坡度斜面上隨機波之變形問題所得之結果大約只有百分之十的差異性，波高分佈除在靠近岸線附近之淺水區外，均與實驗相當吻合。周[5]經多年之研究後發現，利用邊界元素法解析波浪問題時在自由水面邊界條件導入一考量碎波效應之消能係數(Energy Dissipation coefficient)即可得到較趨近於實際海面波形的解，而此消能係數乃由其波浪特性係數經由實驗或實地觀測後所得。本研究除以數值方法解析外，並以水工模型模擬實際不透水海底地形，觀察不同波浪條件在不同底床坡度下的碎波效應，以實驗所測得之反射率來推算其波浪特性係數及消能係數並加以修正，藉以探討本研究方法之可行性與正確性，期能對有關單位於沿岸人工設施之規劃設計時提供一種新的碎波觀測與數值解析方法。關於波浪消能之研究已有許多專家學者發表過不同的解析方式，而於自由水面邊界條件引入一項考量碎波效應之消能係數，使原先超過極限碎波波高之水面能回復至極限值以下之作法，乃本研究之主要特色所在。

## 2 理論分析

### 2.1 控制方程式及邊界條件

如圖2.1所示的海岸斷面地形，將靜水面與海底地形之交界處定為座標原點O，x軸以向水平向右為正，z軸以向上為正。於離岸線相當遠 $x=l$ 的等水深處設置一假想的邊界面，將整個流體領域分成等水深領域I及任意水深領域II。假設領域內之流體為非粘性、非壓縮性之理想流體，且其流體運動為非旋性無渦運動，今若有向x軸負方向進行之簡諧波作用，其入射波的振幅為 $\zeta_0$ ，角週頻率為 $\sigma(=2\pi/T; T$ 為入射波的週期)時，則兩領域內之流體運動均應存有一速度勢(velocity potential) $\Phi(x, z; t)$ ，將其時間項提出後得：

$$\Phi(x, z; t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

式內 $g$ 為重力加速度， $t$ 為時間， $\phi(x, z)$ 為無因次化後之勢函數(potential function)，而此勢函數應為滿足下列Laplace方程式之函數

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

#### 2.1.1 領域II各邊界面上之邊界條件

##### 1. 自由水面

流體水分子的水平及垂直方向的流速為 $u$ 、 $w$ ，當流體密度為 $\rho$ 時，流體壓力 $p$ 及水面波形可以下式表示

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{P}{\rho g \zeta_0} = -i\phi(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (4)$$

$$\frac{\zeta}{\zeta_0} = -i\phi(x, 0) \exp(i\sigma t) \quad (5)$$

## 2. 固定不透水海底面

於固定不透水海底面上，因不考慮其粘性，流體在法線方向的流速應為0，即

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = 0 \quad (6)$$

## 3. 假想邊界面

由於領域I與領域II間之流體運動所引起的能量流束(energy flux)及質量流束(mass flux)必須連續，故於 $x=l$ 的假想邊界上有下列之關係條件

$$\phi^I(l, z) = \phi^{II}(l, z) \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi^I(l, z) = \frac{\partial}{\partial x} \phi^{II}(l, z) \quad (8)$$

其中 $\phi^I$ 、 $\phi^{II}$ 為領域I及領域II於假想邊界面上之勢函數。

## 2.2 考慮碎波效應時自由水面之邊界條件

在自由水面上，若不考慮碎波效應所產生之能量消散時，假定大氣壓力一定，則可得自由水面邊界條件為

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi \quad (9)$$

然實際波浪向岸推進時，由於波浪的淺化作用導致波高漸增，當波高與水深比達極限時便產生碎波，此時將消耗大量的能量。利用數值解析計算波浪在海岸附近的變化時，假定不考慮任何摩擦損失，代入(9)式之自由水面邊界條件計算的結果顯示某些地方的波高將會超越極限碎波波高值，此乃不符於自然之現象(如圖2.2所示)，其計算結果不僅對波高超過極限碎波波高的地方會有影響，且勢必影響到整個解析的海域，因此數值解析時必須同時對整個考量的海域作分析，考量其相互作用後方能得到較正確的結果。為使數值解析更趨近於實際海面之波形，於(9)式中導入一考量碎波效應的碎波消能係數 $\mu$ (energy dissipation coefficient)，使超過極限碎波波高之水面能回復至極限值以下，即其自由水面邊界條件可表示為

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} (1 - i\mu) \phi, \quad z = 0 \quad (10)$$

$$\mu = \begin{cases} C_1 \sqrt{1 - (\frac{H_b}{H})^2} - iC_2, & H > H_b \\ 0, & H \leq H_b \end{cases} \quad (11)$$

上式中， $H_b$ 表示極限碎波波高， $H$ 為不考慮碎波消能時該處之波高值，而 $C_1$ 、 $C_2$ 為與入射波波浪特性及海底地形有關之特性係數。由於波的能量與波高的平方成正比，因此(11)式右邊的平方根表示碎波發生後，波高尚能維持在極限碎波波高 $H_b$ 值的條件下，因碎波效應所引起之能量消散與不考慮碎波效應時的能量比。然碎波後之波高受入射波波形尖銳度及海底地形等碎波形態的影響，其值會有小於極限碎波波高的可能，故於式中加入與波形尖銳度等因素有關之碎波波浪特性係數 $C_1$ 與 $C_2$ ，其值則須藉由現場觀測或水工模型實驗的方法予以決定。關於極限碎波波高 $H_b$ 的求法，至今已有許多學者發表過不同的極限碎波波高值，如Le Mehaute & Koh (1967)，Kuo & Kuo (1972)，Battjes (1978)及合田[6] (1975)等，本研究乃採用合田所發表的極限碎波波高，即

$$H_b/L_0 = 0.16 \left\{ 1 - \exp[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + 15\beta^{\frac{4}{3}})] \right\} \quad (12)$$

上式中， $L_0$ 為入射波波長， $\beta$ 為海底地形坡度， $h$ 為任意點水深。

### 2.3 領域I的勢函數

假定假想邊界線 $x=l$ 遠離任意地形斷面，在領域I內因領域II的任意地形所引起波的散射影響可忽略，又因領域I之水深假設為定水深 $h$ ，故其勢函數可以下式表示

$$\phi^I(x, z) = [e^{ik(x-l)} + \psi e^{-ik(x-l)}] \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (13)$$

式中 $\psi$ 表複數反射率， $k$ 為 $\sigma^2 h/g = kh \tanh kh$ 的根。同時在假想邊界 $x=l$ 上，領域I的勢函數及其 $x$ 方向之導函數可以表示為

$$\phi^I(x, z) = (1 + \psi) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi^I(x, z) = ik(1 - \psi) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (15)$$

### 2.4 領域II的勢函數

領域II為任意水深區，無法以解析方法分析，唯因滿足Laplace方程式，且當其二次導函數存在時，依據Green定理(Green's Second Identity Law)[7]：領域內的勢函數可由邊界上之函數值及其對邊界法線方向之微分值來決定，即領域II內任意一點 $(x, y)$ 之勢函數可以表示為

$$\phi^{II}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \left[ \frac{\partial \phi^{II}(\xi, \eta)}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} - \phi^{II}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} \right] ds \quad (16)$$

當領域內任意一點相當接近邊界上的點時，由於Green函數的特異性，其勢函數可視為邊界上點的勢函數，即

$$\phi^{II}(\xi', \eta') = \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \left[ \frac{\partial \phi^{II}(\xi, \eta)}{\partial \nu} \ln \frac{1}{R} - \phi^{II}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \ln \frac{1}{R} \right] ds \quad (17)$$

其中：  $R = [(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2]^{\frac{1}{2}}$

## 2.5 積分方程式之分離化

如圖 2.3 所示，將領域 II 之封閉邊界線利用線形元素 (linear element) 分成三部分，即假想邊界線  $\Gamma_1$ 、自由水面  $\Gamma_2$  及固定不透水海底  $\Gamma_3$  (其中  $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ )，各邊界線  $\Gamma_i$  再以  $N_i$  ( $i=1 \sim 3$ ) 個節點加以分割，使全部節點數  $N = N_1 + N_2 + N_3$ ，對元素  $e_1$  之兩端節點以  $(x_j, z_j)$  及  $(x_{j+1}, z_{j+1})$  來表示，將其離散化後整理得

$$\begin{aligned} \phi_i(x, z) + \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^N \int_{\Gamma_j} [\phi_j(\xi, \eta) M_1 + \phi_{j+1}(\xi, \eta) M_2] \frac{\partial}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} ds \\ = \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^N \int_{\Gamma_j} [\bar{\phi}_j(\xi, \eta) M_1 + \bar{\phi}_{j+1}(\xi, \eta) M_2] \ln \frac{1}{r} ds \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$\bar{\phi}_j = \frac{\partial \phi_j}{\partial \nu}$ ； $\bar{\phi}_{j+1} = \frac{\partial \phi_{j+1}}{\partial \nu}$ ，而  $M_1, M_2$  為形狀函數： $M_1 = \frac{1}{2}(1 - \xi)$ ， $M_2 = \frac{1}{2}(1 + \xi)$  令

$$\begin{cases} \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma_j} [\phi_j(\xi, \eta) M_1 + \phi_{j+1}(\xi, \eta) M_2] \frac{\partial}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} ds = [h_{ij}^1, h_{ij}^2] \begin{Bmatrix} \phi_j \\ \phi_{j+1} \end{Bmatrix} \\ \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma_j} [\bar{\phi}_j(\xi, \eta) M_1 + \bar{\phi}_{j+1}(\xi, \eta) M_2] \ln \frac{1}{r} ds = [g_{ij}^1, g_{ij}^2] \begin{Bmatrix} \bar{\phi}_j \\ \bar{\phi}_{j+1} \end{Bmatrix} \end{cases} \quad (19)$$

將 (19) 式代入 (18) 式，為了便於代入各邊界條件，將 (2.31) 式再化為矩陣之形式

$$[\phi] = [O][\bar{\phi}] \quad (20)$$

上式中之  $[\phi]$  及  $[\bar{\phi}]$  分別表示邊界上之勢函數值及其導函數值， $[O]$  為與邊界幾何形狀有關之係數矩陣，其值請參閱文獻 [7]。

## 2.6 連立一次方程式

將 (14) 式代入 (17) 式，同時兩邊各乘上  $\cosh k(z+h)$ ，並對  $z=-h \sim 0$  作積分

$$(1 + \psi) \int_{-h}^0 \frac{\cosh^2 k(z+h)}{\cosh kh} dz = \int_{-h}^0 \phi^{II}(l, z) \cosh k(z+h) dz \quad (21)$$

得複數反射率如下

$$\psi = \frac{k}{N_0 \sinh kh} \int_{-h}^0 \phi^{II} \cosh k(z+h) dz - 1 \quad (22)$$

$$N_0 = 0.5(1 + 2kh/\sinh 2kh) \quad (23)$$

將(15)式及(22)式代入(8)式，得

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi^{II}(l, z) = \frac{2ik \cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \int_{-h}^0 \phi^{II}(l, z) \frac{ik^2 \cosh^2 k(z+h)}{N_0 \sinh kh \cosh kh} dz \quad (24)$$

由於本文採用線形元素，在假想邊界線上取  $N_i$  個節點，故假想邊界線上之勢函數與其法線方向之導函數經分離後可有下列之關係式：

$$[\bar{\phi}_1^{II}] = [Z] + [F][\phi_1^{II}] \quad (25)$$

$$[Z] = \frac{2ik \cosh k(z_i + h)}{\cosh kh} \quad (i, j = 1 \sim N_1) \quad (26)$$

$$[F] = -ik^2 \frac{\cosh k(z_i + h) \cosh k(z_j + h)}{N_0 \cosh kh \sinh kh} \Delta z_j \quad (27)$$

$$\Delta z_j = z_{j+1} - z_j \quad (28)$$

將(20)式以部分矩陣表示

$$[\phi_i^{II}] = [O_{ij}][\bar{\phi}_j^{II}] \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (29)$$

將(6)、(10)及(25)式代入上式整理得

$$\begin{Bmatrix} \phi_1^{II} \\ \phi_2^{II} \\ \phi_3^{II} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} O_{11}F - I & \frac{\sigma^2}{g}(1 - i\mu)O_{12} & 0 \\ O_{21}F & \frac{\sigma^2}{g}(1 - i\mu)O_{22} - I & 0 \\ O_{31}F & \frac{\sigma^2}{g}(1 - i\mu)O_{32} & -I \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} O_{11}Z \\ O_{21}Z \\ O_{31}Z \end{Bmatrix} \quad (30)$$

如同2.2節所述，本計算首先令式中之碎波消能係數為0，解上式得不考慮碎波效應時假想邊界線、自由水面及固定不透水海底上的勢函數  $\phi_1^{II} \sim \phi_3^{II}$ 。由(22)式可求得反射率，而領域II自由水面上各點的最大波高值可由下式求出

$$H_{max} = |\phi_2^{II}| \quad (31)$$

從(12)式可求得領域II內水面各點的極限碎波波高，因此只要給予正確的碎波波浪特性係數  $C_1$  及  $C_2$ ，就可確定碎波消能係數，然後再次解(30)式即可求得考量碎波效應的各種波浪物理量，如水面波形、反射率等等。

### 3 模型實驗

#### 3.1 實驗佈置

如圖3.1所示，本實驗係於長50公尺、寬1.8公尺、高1.5公尺之斷面水槽中進行，水槽底床為平坦之混凝土結構，其一側為平滑之混凝土壁，另一側則為強化玻璃可供實驗時觀測。以三合板模擬實際不透水海底，其坡度分別為1:10、1:20及1:30，考慮波浪之溯上(run up)高度，斜坡最高點皆固定為50cm，斜板逐漸向造波板方向延伸以改變其坡度。所使用之造波機為活塞往復運動式(piston type)造波機，於造波板前約6公尺處設置一電容式波高計以量測入射波高及週期，同時於斜板前3公尺處置兩根間隔為30公分之波高計以測定其反射率。

#### 3.2 實驗設備

1. 造波機：造波機為活塞推拉式(Piston Type)造波機，經由控制電腦輸入所需之造波條件，可分別造出規則波及不規則波。
2. 波高計與波高增幅器：波高計為容量式波高計，經由波高增幅器可與控制電腦連線，由電腦計算分析並予以記錄，波高增幅器為六頻式，具有六個可以同時獨立操作之頻道。
3. 控制電腦：NEC 9800 VM PC，與造波機及增幅器相連結，負責控制實驗造波所需條件，同時接受增幅器之訊息予以計算、分析並記錄，由銀幕上可直接觀察水面波動情形。

#### 3.3 實驗條件與方法

實驗之造波條件採用無因次角週頻率 $\frac{\sigma^2 h}{g} = 0.2 \sim 2.0$ 分別以振幅水深比 $\frac{\zeta_a}{h} = 0.05$ 、0.10及0.15之規則波反覆進行3~6次的測定，底床坡度分別為slope=1:10、1:20及1:30，一定水深部份之水深 $h=30$ cm，各測點所得資料經由波高增幅器放大後，由電腦記錄並計算出其反射率，電腦每0.025秒(40Hz)記錄一筆資料，即每一秒可有40筆水位變化資料，入射波分析之有效時間乃入射波成熟後到達入射波高計起始至反射波回到入射波高計止，由於不同波長有不同的波速，反射波到達波高計的時間亦改變，因此造波時間須隨著無因次角週頻率的不同而作適當的調整。

### 4 計算例

本研究在利用邊界元素法進行解析時首先以圖4.1所示之定義圖，將岸線斷面領域視為一封閉區域，並將封閉邊界線分為假想邊界線、自由水面及不透水海底三部份，分別取 $N_i(i=1 \sim 3)$ 個節點來加以分割，使整個封閉邊界線共有 $N = N_1 + N_2 + N_3$ 個節點。

1. 解析 $s=1:10$ 時， $N_1 = 21$ ， $N_2 = 121$ ， $N_3 = 61 + 21$ ，即 $N=224$ ，
2. 解析 $s=1:20$ 時， $N_1 = 21$ ， $N_2 = 221$ ， $N_3 = 111 + 21$ ，即 $N=374$ ，

3. 解析 $s=1:30$ 時， $N_1 = 21$ ， $N_2 = 321$ ， $N_3 = 161 + 21$ ，即 $N=524$ 。

依序將無因次角週頻率 $\frac{\sigma^2 h}{g} = 0.2、0.4、0.6、0.8、\dots、2.0$ 與其所對應之無次度週波數 $kh=0.463、0.678、0.861、1.032、\dots、2.065$ ；海底坡度 $s=1:10、1:20、1:30$ 及振幅水深比 $\frac{\zeta_0}{h} = 0.05、0.10、0.15$ 等數據代入，視反射率 $K_r$ 為已知(由實驗所得)，而 $C_1、C_2$ 為兩未知數。於數值計算時，首先必須固定其中一個值，然後以夾攻法求出另一係數的初步落點，最後再以原先固定之係數來進行調整的工作。以圖4.1(a)~(c)所示之波形為例，其步驟如下：

1. 首先定無因次角週頻率 $\sigma^2 h/g = 0.2$ 、 $kh=0.436$ 、 $\zeta_0/h=0.05$ 、 $s=1:10$ 。
2. 令 $C_1=0.5$ 、 $C_2=0.5$ 進行計算之後得到 $K_r=0.29202$ (實驗值 $K_r=0.509$ )。
3. 先固定 $C_2$ 而調整 $C_1$ 使其波高值皆保持在不透水海底面之上，此時之 $K_r$ 值變化較小而波高值變化較大。
4. 固定 $C_1$ ，調整 $C_2$ 直到反射率 $K_r$ 能趨近於實驗值，此時之 $K_r$ 變化較大而波形變化較小，但波高仍可能會過大而穿到不透水海底之下，亦可能過小而幾乎沒有波形，皆為不合理之現象，如圖4.1(a)(b)所示。
5. 重複步驟3、4直到反射率 $K_r$ 值及波高值同時滿足我們所需的條件為止，由於 $K_r$ 對 $C_1$ 之變化較小，故 $C_1$ 可用以微調 $K_r$ 值。經不斷考量後所得之波形分佈如圖4.1(c)所示。

理論上同一個 $K_r$ 可有多種不同之 $C_1、C_2$ 組合方式，但如能求得實際入射波與反射波之相位差，則解數學聯立方程組即可求得 $C_1、C_2$ 之唯一解。

## 5 結果分析

### 5.1 水工模型實驗

圖5.1.1(a)~5.1.3(c)為坡度 $s=1:10 \sim s=1:30$ 時反射率 $K_r$ 與無因次角週頻率之關係，各入射波作用於不同底床坡度所得之反射率曲線經以最小二乘法取其最佳化曲線後發現反射率隨著無因次角週頻率的增大而變大，其變化趨勢 $s=1:30$ 較 $s=1:10$ 明確，實驗過程中實際觀測時亦發現波浪作用在 $s=1:10$ 之底床時，其碎波效應遠較 $s=1:30$ 時來得明顯易辨，其碎波點的位置較為集中，比較靠近岸線的位置，而其擾動現象及影響範圍較小。反之作用在 $s=1:30$ 底床之波浪其碎波點的位置較為分散(亦即碎波帶較長)，所產生的擾動現象也較大，且其碎波型態亦較不明顯，此乃因入射波作用於較緩的底床坡度上受到回流及反射波的影響時間較長、範圍較廣，其淺化效應較強烈。

### 5.2 數值解析

#### 5.2.1 波浪特性係數 $C_1$ 及 $C_2$

圖5.2.1(a)~圖5.2.1(c)為考量各波浪反射率後所得之波浪特性係數 $C_2$ 與無因次角週頻率之關係圖，由圖中可看出 $C_2$ 除了在 $\sigma^2 h/g=0.6$ 有較明顯的差異外，其餘的各 $C_2$ 值大約維持在0.65



~0.85之間，於數值解析的過程中發現此係數主要是控制反射率的大小，對波形之影響較小。圖5.2.2(a)~5.2.2(c)為另一波浪特性係數 $C_1$ 與無因次角週頻率之關係圖，圖中可明顯看出具相同波形尖銳度的波浪作用於愈平緩的底床坡度時其值愈小，由此可推算當底床坡度甚緩時， $C_1$ 值將可趨近於一定常數。此外，圖5.2.3(a)~5.2.3(c)為相同之底床坡度下，不同入射波高之 $C_1$ 值對無因次角週頻率及波高、水深比 $H_0/h$ 之比較，當 $H_0/h$ 愈大時，其相對之 $C_1$ 值也愈大，由圖可知當 $H_0/h$ 為已知條件時，我們可以內插法求得其相對應之 $C_1$ 值，同理對而言亦是如此，其中 $C_1$ 值為入射波波高分佈之要控制條件。

綜上所述，經由考量此波浪特性係數 $C_1$ 、 $C_2$ 後得到了消能係數，以邊界元素法解析後可求得其波高分佈。由於 $C_2$ 可由最小二乘法取得其最佳值，且 $C_1$ 可以內插法求得，亦即碎波消能係數為可求，故將來可利用本研究所述之方法去考量碎波效應之各種波浪物理量。

## 5.2.2 波形分佈

處理流體運動有兩種觀點，一種為拉氏法(Lagrangian Method)，即描述運動粒子在整個空間的運動狀態。另一種為尤拉法(Eulerien Method)，其焦點集中於空間中的某固定點，考慮流體質點通過該點的運動變化，本研究即採用後者來描述斜坡上的波浪運動狀態，故於波形分佈圖中並未考慮其溯上(run up)之波形。圖5.2.4(a)~5.2.4(c)表示相同波浪條件之波浪作用於不同坡度之底床時其波高分佈之變化，其結果與前面4.1節所述之實際波浪情況極為相似，由圖5.2.4(c)可看出在 $x/h=0.0\sim 0.2$ 之間有明顯的擾動現象，此乃由於波浪作用於 $s=1:30$ 底床上之時間較長，其入射波高所呈現的變化是緩慢增高，碎波後逐漸衰減，同時因水深較淺，故所受到之反射波及回流之影響較大。反之作用於 $s=1:10$ 之底床上則時間較短，其入射波高所呈現的是暴起暴落，故碎波形態較為明顯。分析圖5.2.4(a)~5.2.4(c)後發現岸線前方波浪之波高隨著底床坡度的減緩有減小收斂的趨勢，由於本文採用尤拉法描述流體運動，故其收斂點即為解析座標之原點。經比較其結果後發現實際波浪之波形於進入淺水區後之波峰振幅較大而波谷振幅較小，然本數值解因採用微小振幅簡諧波理論進行解析，波峰與波谷振幅相同，同時考慮波形必須在不透水海底地形之上，其平均波高受限於波谷之振幅而無法再提升，故其平均波高較實際波浪之波高小，將來如改採用有限振幅波理論、橢圓波理論或孤立波理論以本數值方法進行解析，則其碎波後之水面波形應可更接近沿海地區實際海面之波形。

## 6 結論

將碎波消能係數引入原先不考慮碎波效應之自由水面邊界條件的作法，經水工模型試驗實際觀測比較後可以歸納下列幾點結論：

1. 碎波消能係數可藉由波浪特性係數 $C_1$ 及 $C_2$ 的推算而求得，且於數值解析時如同時將不透水海底地形表面之速度勢求出並加入計算，則解析領域內之流速分佈即可求得，故本研究方法可用以初步評估一已知波浪條件的其它碎波效應之相關物理量。
2. 由數值解析的結果發現，波浪特性係數 $C_1$ 及 $C_2$ 各佔有不同的角色地位，但有相互制衡的關係存在。

3. 單純以實驗反射率  $K_r$  值考量後所得之  $C_1$ 、 $C_2$  理論上應有無窮多組解，很顯然條件是不夠的，本文於解析時因未考慮投射波與反射波間之相位差，故於解析過程中必須不斷的控制其波形使能保持在不透水海底面之上，以獲得更合理且更接近於實際碎波效應的水面波形，爾後如能再將入射波與反射波間之相位差以複數之形式代入考量，則即可解決此波浪特性係數必須經過多次嘗試的麻煩，而於解析時獲得唯一解，其結果應可更接近實際碎波效應之水面波形。
4. 而由本文所作的解析結果看來，數值計算所得之波高分佈可以表現出實際海面受到回流影響所產生的擾動等相關物理現象，此與實驗時所觀測到之現象具有相同的趨勢。
5. 本文主要是針對單一方向之規則波進行分析，將來利用線性疊加原理可將此法應用到不規則波上，同時如果改用拉氏微分法(Lagrangian Method)配合差分觀念來描述波的運動狀態，則於解析時即可同時探討碎波效應後的溯上及回溯等問題。

## 謝誌

本研究承行政院國科會經費補助(NSC82-0209-E019-024)，謹此申謝。

## 參考文獻

1. 渡邊 晃·丸山康樹：“屈折·回折·碎波減衰を波浪場の數值解析法”。第31回海岸工學講演會論文集(1984)，pp.103~107.
2. 余 錫平·磯部雅彥·渡邊 晃：“傾斜海濱上における有限振幅波の淺水碎波變形計算法”。海岸工學論文集(1984)，第37卷，pp.6~10.
3. 合田良實：“碎波指標の整理について”，土木學會論文報告集(1970)，No.108，pp.39~49.
4. 高山知司·池田直太·平石哲也：“碎波および反射を考慮した波浪變形計算”。港灣技術研究所報告，第30卷第1號(1991年3月)，pp.21~66.
5. 周宗仁·韓文育：Wave-Induce Oscillations in Harbours with Dissipating Quays. Coastal Engineering in Japan, Vol.36, No.1 June 1993.
6. Yoshimi Goda：“Random Sea and Design of Maritime Structures”，University of Tokyo Press, 1985.
7. 周宗仁：“邊界元素法在波浪力學之應用”。台灣海洋學院河海工程學會，1983。

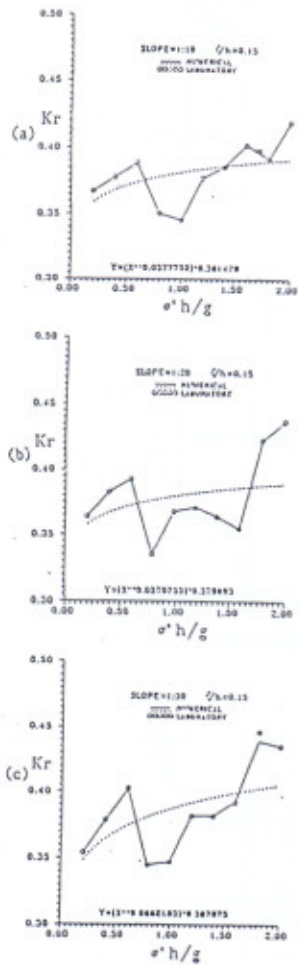


圖5.1.3  $\zeta_0/h=0.15$ 之反射率變化

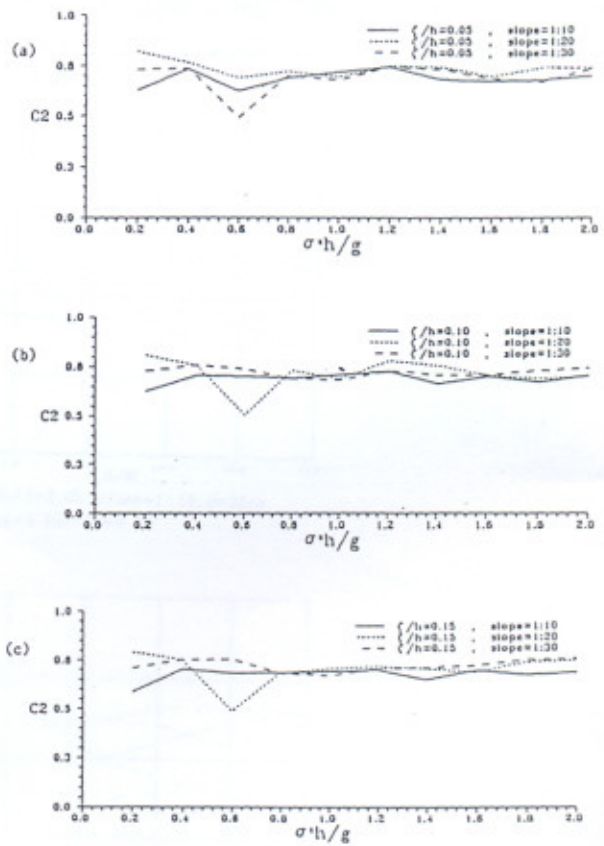


圖5.2.1  $C_2$ 與無因次角周頻率關係圖

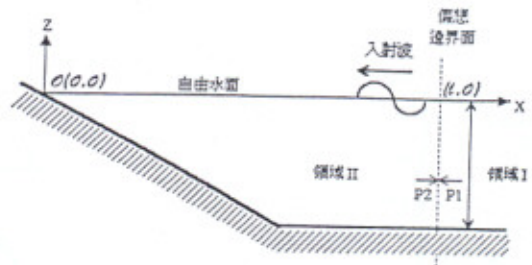


圖2.1 岸線断面地形圖

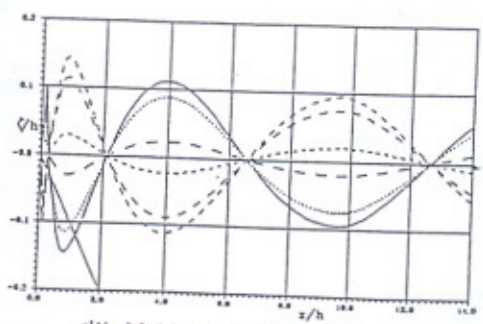


圖2.2  $\mu=0$  時之波形分佈圖

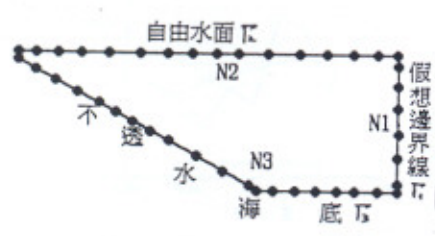


圖2.3 定義圖

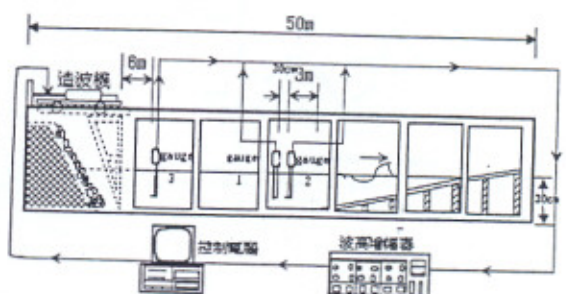
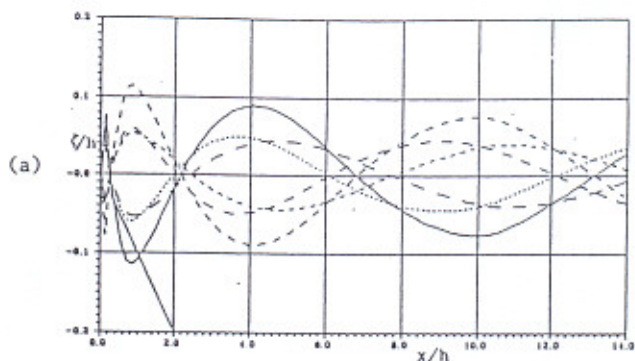
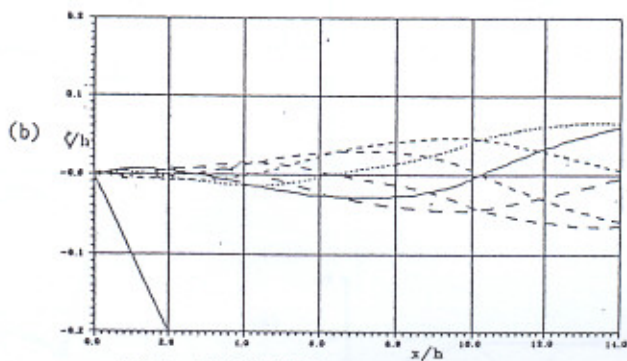


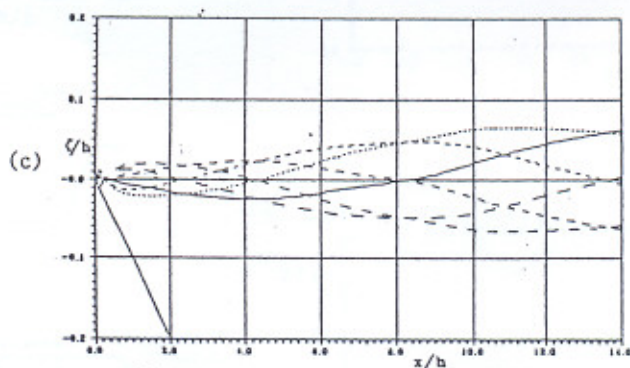
圖3.1 實驗場地佈置圖



$\sigma^2 H/g=0.2, f=0.407, \zeta_0/h=0.05, slope=1:10, h=30cm$   
 $c_1=0.100, c_2=0.050, Kr=0.52$



$\sigma^2 H/g=0.2, f=0.407, \zeta_0/h=0.05, slope=1:10, h=30cm$   
 $c_1=0.950, c_2=0.650, Kr=0.48$



$\sigma^2 H/g=0.2, f=0.407, \zeta_0/h=0.05, slope=1:10, h=30cm$   
 $c_1=0.811, c_2=0.434, Kr=0.50$

圖4.1 不同 $C_1$ 、 $C_2$ 組合之波高分佈比較圖

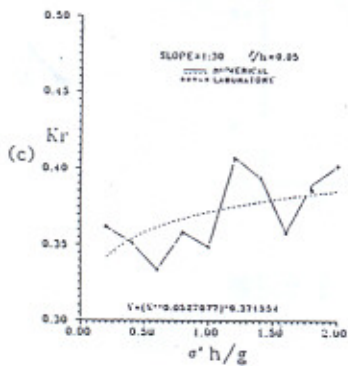
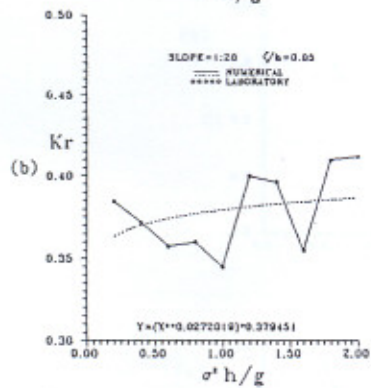
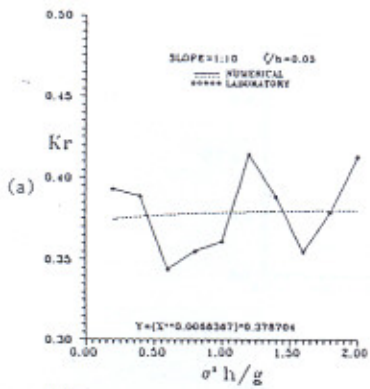


圖5.1.1  $\zeta_0/h=0.05$ 之反射率變化

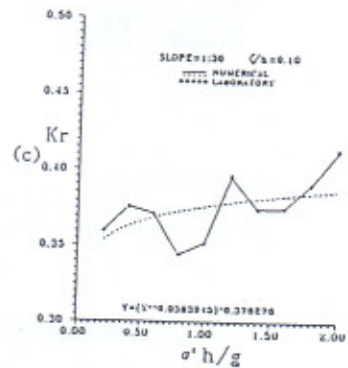
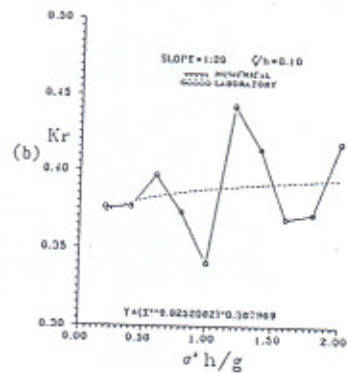
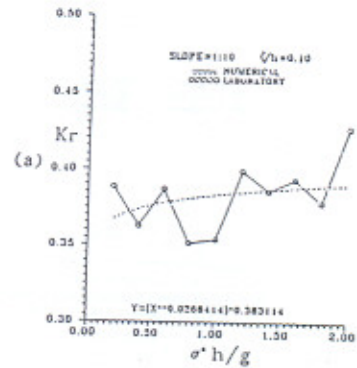


圖5.1.2  $\zeta_0/h=0.10$ 之反射率變化

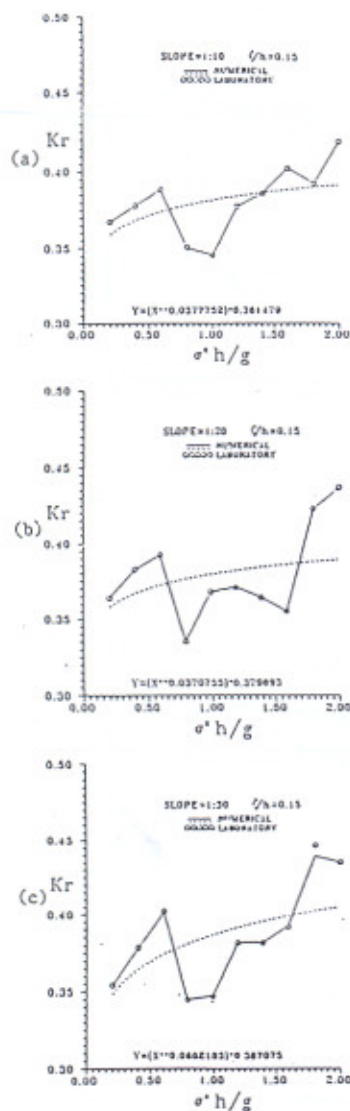


圖5.1.3  $\zeta_0/h=0.15$ 之反射率變化

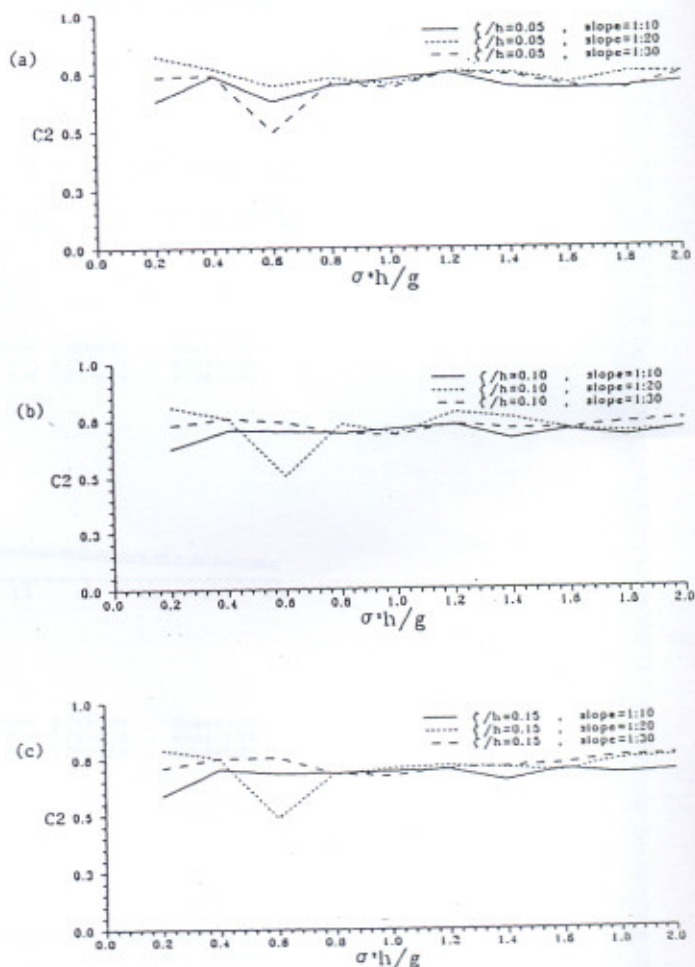


圖5.2.1  $C_2$ 與無因次角周頻率關係圖

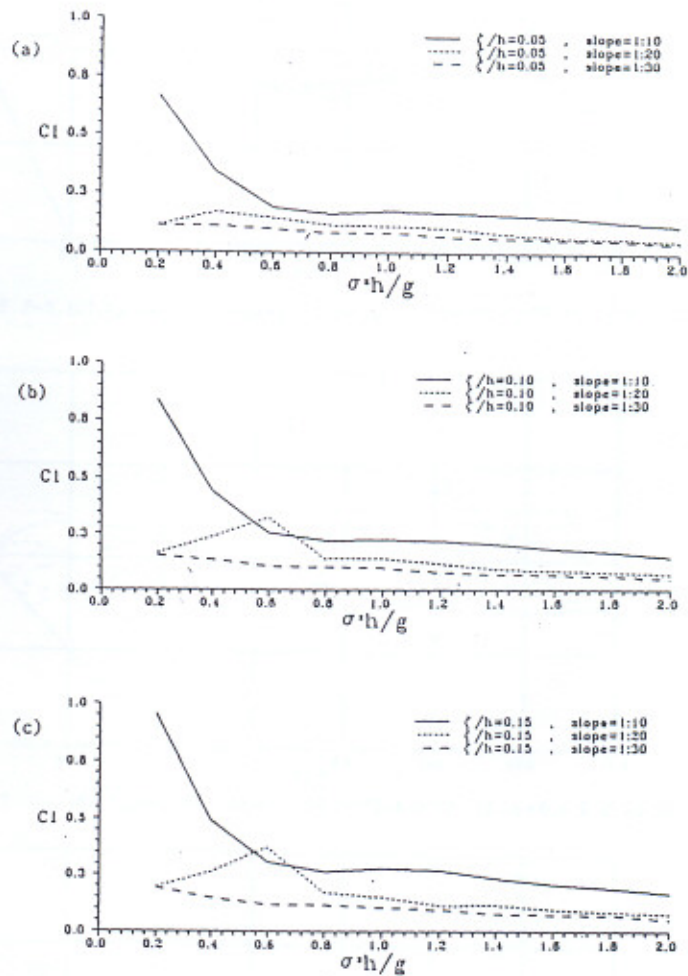


圖5.2.2  $C_1$ 與無因次角周頻率關係圖(同 $\zeta_0/h$ )



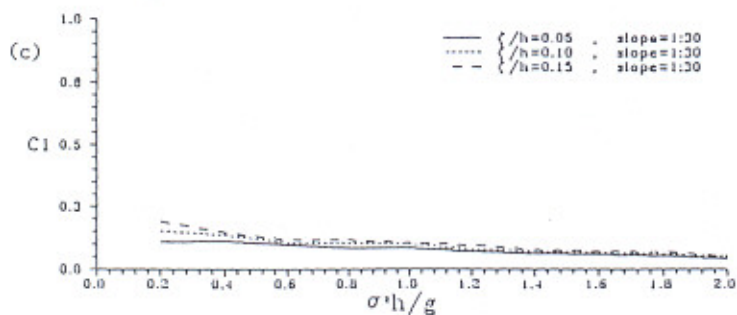
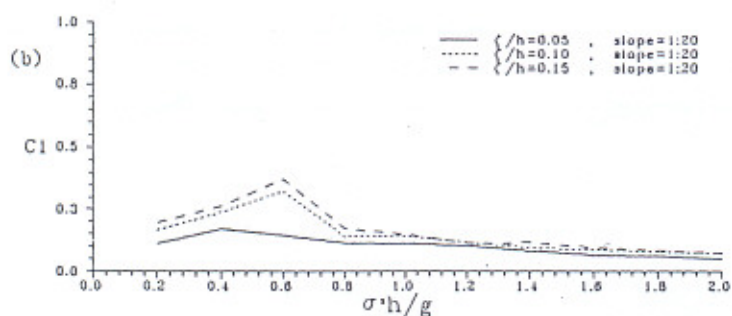
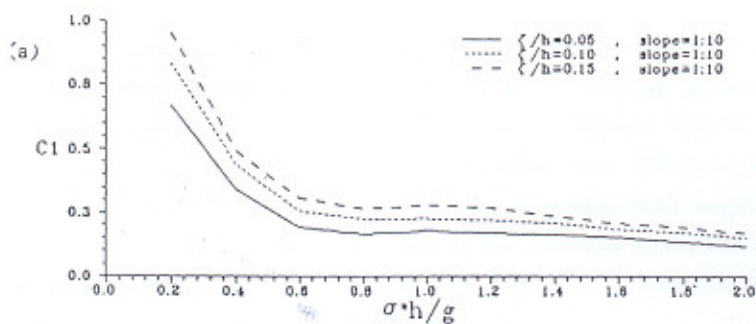
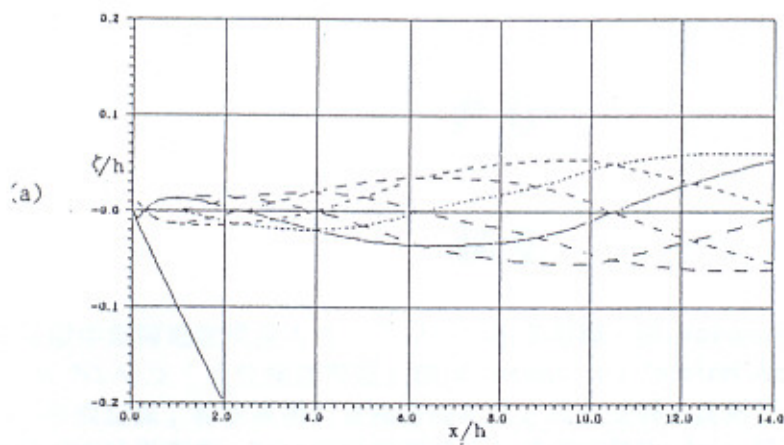
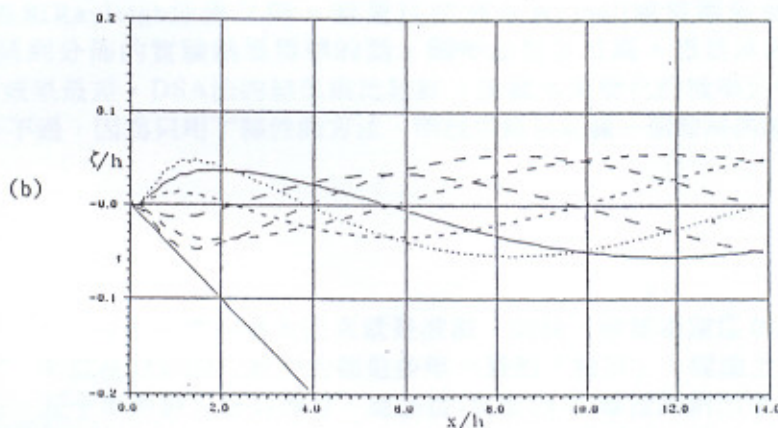


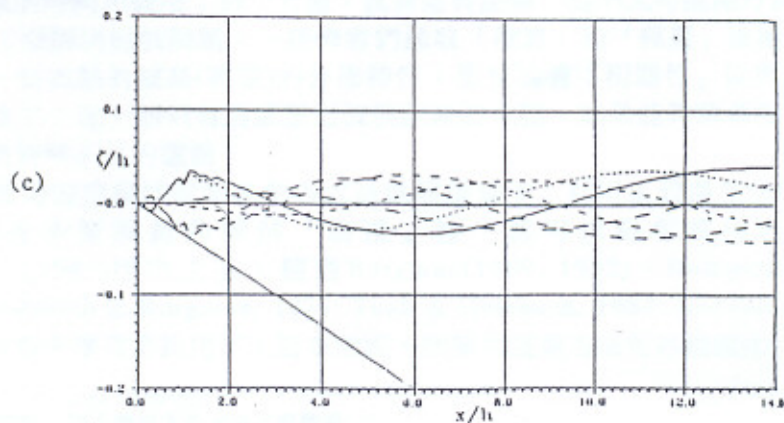
圖5.2.3  $C_1$ 與無因次角周頻率關係圖(同slope)



$\sigma^2 h/g=0.2, f=0.407, \zeta_0/h=0.05, \text{Slope}=1:10, h=30\text{cm}, c_1=0.669, c_2=0.627, Kr=0.393$



$\sigma^2 h/g=0.2, f=0.407, \zeta_0/h=0.05, \text{Slope}=1:20, h=30\text{cm}, c_1=0.112, c_2=0.819, Kr=0.384$



$\sigma^2 h/g=0.2, f=0.407, \zeta_0/h=0.05, \text{Slope}=1:30, h=30\text{cm}, c_1=0.110, c_2=0.729, Kr=0.362$

圖5.2.4 波形分佈圖

# Deformation Of Waves On A Sloping Beach Considering Energy Dissipation Coefficient

C.R. Chou<sup>1</sup> and R.S. Shih<sup>2</sup>

## Abstract

This study is to research the deformation of waves on a sloping beach by using the boundary element method. An energy dissipation coefficient for wave breaking is used when computing to make the numerical analysis more practical, where the coefficient should be derive from the hydraulic model experiment or by making a survey of coastal zone. We first assume that no wave breaking exists, compute the distribution of wave height under the small amplitude wave theory by means of boundary element method, for wave breaks at the location where the wave height exceed the critical breaking wave height and cause great energy dissipation. Then in our laboratory , kinds of wave steepness propagating on three different slope ( $s=1:10, 1:20$  &  $1:30$ ) were carried out in the wave flume respectively to simulate the coastal zone. With the experimental reflecting coefficients ,we substitute the boundary condition for free water surface with one that contains energy dissipation effects, compute wave height distribution again with the boundary element method to search out the energy dissipation coefficients until the results of the computations and experiment be approximate.

---

註<sup>1</sup>: Professor, Department of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University.

註<sup>2</sup>: Doctoral Student, Dept. of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University.