

# 孤立波碎波指標之數值研究

周宗仁<sup>1</sup> 石瑞祥<sup>2</sup> 尹彰<sup>1</sup> 歐陽寬<sup>3</sup>

## 摘要

本文以邊界元素法利用 Lagrangian 法描述流體運動並配合時間差分之觀念所建立之模式探討孤立波於斜坡上包括碎波之指標、型態、碎波波高、碎波水深及碎波速度等現象。研究結果顯示碎波之指標、型態與其他碎波物理量可以經由幾個參數如海底斜坡坡度、入射波波高與波形尖銳度等來加以表示，根據本文模式所求得之各項結果提出一些孤立波碎波指標之數值近似經驗公式。本文之經驗公式經與其他學者所發表之實驗量測值及經驗公式比較之結果大致均有相當吻合的趨勢。

## Numerical Study On The Breaking Criterion For Solitary Waves

Chung-Ren Chou Ruey-Syan Shih John-Z Yim Kwan Ouyang

## ABSTRACT

Numerical study of the breaking criterion of solitary waves on slopes was carried out by means of boundary element method, the algorithm was based on the Lagrangian description and finite differencing to time. The shoaling and breaking processes of solitary waves on various kinds of slopes are studied. Our suggestions of breaking indices are laid out, with which an empirical formula for the breaking indices was presented. Finally, empirical mathematic formulas for the breaking indices are obtained.

## 一、緒論

為防止海岸結構物受巨大的碎波波壓拍擊而損毀，影響生命及財產安全，必須對波浪碎波特性進行瞭解。碎波之研究所以如此受重視，主要係因碎波對海岸結構物所產生的巨大破壞力以及碎波時所產生的強烈對流、強烈紊流與複雜之渦流動對沿海地區所造成的漂砂活動。徹底研究碎波之特性並整理出明確之結果並不容易，直到現在仍然為海洋工程學界裡極為熱門而廣泛研究的議題之一。早期大部份的研究者均以實驗的方式配合影像處理技術來探討碎波的特性。如 Street & Camfield (1966) 與

Saeki et al. (1971)均以實驗方式探討孤立波於斜坡上碎波前、碎波點及碎波後之波高、水深變化及潮上高度。Trizna et al. (1999)以實驗之方式探討溢出波陡峭而具複雜結構特性的波峰波形。雖然目前已有許多關於碎波的經驗公式發表並應用，然對於部分諸如碎波發生時水分子運動之速度、加速度及能量變化等現象，除了有部份學者以 LDA 及高速照相機來量測流速外，許多碎波過程之物理量則均只能概略性的敘述。故近年來有許多專家學者開始嘗試以不同的數值方法模擬碎波發生之過程，探討碎波發生時波形及內部流場之變化，雖然大多數的數值方式均假定為理想流體，即非黏性、非旋性之不可壓縮流體，未將實際底床摩擦、黏滯性、沿岸流...等一些較複雜且重要的因素考慮在內，但數值模擬之部分結果如碎波波高等可根據實驗的方式來驗證

1. 國立臺灣海洋大學河海工程學系教授
2. 東南技術學院土木工程系助理教授
3. 國立臺灣海洋大學河海工程學系博士班研究生

模式的準確性，再依此模式進一步探討實驗較難測量或甚至無法測得之部份。波浪碎波之探討對象(包括規則波、不規則波與孤立波之碎波或等水深、任意水深之碎波等)，端視研究目的之不同而異，其碎波之特性亦迥異。Koshizuka et al. (1998)與 Gotoh & Sakai (1999)以 MPS 法透過 Lagrangian 法描述水粒子之運動方式來模擬碎波之碎波過程。Dommermuth et al. (1988)建議採用元素重新佈置之技巧以避免平滑過程所產生額外的問題。Grilli et al. (1997)利用元素格點重新部署及半奇異積分之方式改善質量與能量逐漸增大的誤差，減小節點與時間之間距進一步提高數值計算的準確性，此方法雖然能穩定而完美地描繪出碎波的波形，然其結果有甚多地方出現碎波波高與碎波水深比高達 8、9 倍之多，而且太過於接近岸線，這樣的數據似乎是有些不太符合實際之自然現象。本研究則以邊界元素法所建立的數值模式來探討這些波浪碎波的特性，包括前述幾項碎波特性，同時解得碎波點水分子之速度，由數值計算之結果提出適合孤立波碎波之經驗公式並與其他專家學者之經驗公式作比較。

## 二、數值方法

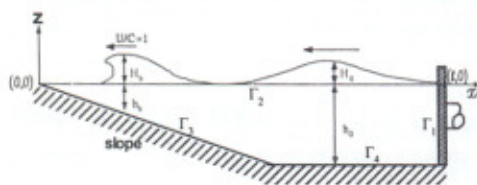


圖 1 二維數值造波水槽定義圖

如圖 1 所示之示意圖， $x$  軸以水平向右為正， $z$  軸以垂直向上為正，離海岸線  $x=l$  處設一虛擬造波板邊界面  $\Gamma_1$ ，使整個解析之領域形成一封閉之區域， $\Gamma_2$ 、 $\Gamma_3$  及  $\Gamma_4$  分別表示自由水面、不透水斜坡面及不透水底面。假定領域內之流體為非粘性、非壓縮性之理想流體，當波浪往垂直岸壁之方向推進時，領域內之流體運動具有一速度勢  $\Phi$ ，此速度勢應滿足下列 Laplace 連續方程式：

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

1. 在自由水面上令大氣壓力恆為一定並視為 0，依動力學及運動學邊界條件可得下列關係式：

$$u = \frac{Dx}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (2)$$

$$w = \frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{D\Phi}{Dt} + g\zeta - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0 \quad (4)$$

其中  $D$  表全微分， $g$  為重力加速度， $\zeta$  為水面波形。

2. 斜坡面及水底面均假定為不透水，故其法線方向之流速均為 0，即：

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (5)$$

其中  $n$  為法線方向之單位向量。

3. 虛擬造波板邊界面之水平移動速度  $U(t)$  與水分子之水平速度必須連續，故邊界面上有下列之關係式：

$$\bar{\Phi} = \frac{\partial \Phi}{\partial n} = -U(t) \quad (6)$$

模擬孤立波時，根據 Boussinesq 之理論， $U(t)$  可以表示如下：

$$U(t) = H_0 \sqrt{\frac{g}{h}} \cdot \sec h^2 \left[ \sqrt{\frac{3H_0}{4h^3}} C(t - t_c) \right] \quad (7)$$

其中  $H_0$  及  $h$  分別為入射波波高及固定等水深， $C$  為波速， $t_c$  為特徵時間，定義為造波板推出時間之一半。

依據 Green 第二定理 (Green's Second Identity)

，解析領域內任意一點之速度勢  $\Phi(x, z, t)$  可藉由邊界上之速度勢  $\Phi(\xi, \eta, t)$  及其對邊界上法線方向之一次導函數  $\partial \Phi(\xi, \eta, t) / \partial n$  來決定，即解析領域內任意一點  $(x, z)$  之速度勢可以下列積分方程式表示：

$$\Phi(x, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \left[ \frac{\partial \Phi(\xi, \eta, t)}{\partial n} \ln \frac{1}{r} - \Phi(\xi, \eta, t) \frac{\partial}{\partial n} \ln \frac{1}{r} \right] ds \quad (8)$$

其中  $r = [(\xi - x)^2 + (\eta - z)^2]^{1/2}$ ，當領域內之任意點  $(\xi', \eta')$  趨近於平滑之邊界面  $(\xi, \eta)$  時，其速度勢則可由下列積分方程式表示：

$$\Phi(\xi', \eta'; t) = \frac{1}{\pi} \int_r \left[ \frac{\partial \Phi(\xi, \eta, t)}{\partial t} \ln \frac{1}{R} - \Phi(\xi, \eta, t) \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{1}{R} \right] ds \quad (9)$$

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

上式經以  $R$  線形元素離散化後，可以再化為下列之矩陣形式：

$$[\Phi_i] = [O_{ij}] [\bar{\Phi}_i] \quad i, j = 1-4 \quad (10)$$

$[\Phi]$  及  $[\bar{\Phi}]$  分別表示邊界上之速度勢及其法線方向之導函數值， $[O]$  為與邊界幾何形狀有關之係數矩陣。詳細計算流程請參閱 Chou & Ouyang (1999)。

### 三、結果分析與討論

#### 3.1 呼疏瓚

波浪碎波與否及其碎波型態之主要影響因素為波形尖銳度、波高及海底之坡度。Battjes (1974) 建議可以 Irribarren 數來作為判斷波浪是否會發生碎波的指標。Chou & Ouyang (1999) 等曾對斜坡上孤立波碎波點之判斷標準作詳細的討論。當波頂之水粒子水平速度等於波速時 ( $U/C=1$ )，可視為達到臨界碎波的條件，本研究即採用此為碎波判斷之標準，其中波速可由下式求得：

$$C = \sqrt{gh} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{H}{h} \right) - \frac{1}{8} \left( \frac{H}{h} \right)^2 + \frac{1}{16} \left( \frac{H}{h} \right)^3 - \frac{5}{128} \left( \frac{H}{h} \right)^4 \right] \quad (11)$$

碎波形式一般在分類上以溢出波、捲入波及湧波為主，介於捲入波與湧波間有部分學者稱之為潰波。本研究將模擬孤立波碎波之結果分為溢出波、捲入波、捲入同時湧上及非碎波等四種情況。Grilli et al. (1997) 於其模式中因為採用元素重新佈置之技巧，雖然可以較穩定的模擬到水舌幾乎接觸水面的為止，但如此一來所模擬的碎波中大部份均有水舌出現，有些不該出現水舌的碎波便無法確切的將其波形特性表現出來。為了方便起見，Grilli et al. (1997) 將水舌長度小於二分之一波高的捲入波形稱為溢出波。Jenkins (1994) 曾表示溢出波及捲入波除了比例上之差別外，兩者均有相同的物理特性。但一般在碎波分類上，對於這兩種碎波特性之描述還是有明顯的差別。如溢出波之定義為波峰處徐徐崩潰，峰頂出現白浪，空氣之混入僅及於表面部份，並向後拖延成白帶，此時波形前緣尚未呈垂直狀。Duncan et al. (1999) 則以山脊邊 (mountainside) 發生雪

崩 (snow avalanche) 之情形來形容一般之溢出波。而長波溢出波之發生初期則通常在波峰上伴有小小的水舌。捲入波則因強勁之回流導致波浪前緣向前突出成捲舌狀，向前傾倒並捲入大量之空氣激起大量之水泡，同時發出巨響。當波浪達到臨界碎波時，部分由本文模式所求得之值，與 Grilli et al. (1997) 之結果作比較如表 1 所示：

表 1 本文部分結果與 Grilli et al. (1997) 之結果比較

| 坡度   | $H_0/h_0$ | $H_b/h_b$ |        | $H_b/h_0$ |        | $h_b/h_0$ |        |
|------|-----------|-----------|--------|-----------|--------|-----------|--------|
|      |           | Chou      | Grilli | Chou      | Grilli | Chou      | Grilli |
| 1:15 | 0.30      | 1.688     | 2.651  | 0.407     | 0.398  | 0.241     | —      |
| 1:20 | 0.20      | 1.636     | 2.104  | 0.334     | 0.332  | 0.204     | —      |
| 1:35 | 0.10      | 1.240     | 1.950  | 0.210     | 0.203  | 0.169     | 0.100  |
| 1:35 | 0.15      | 1.336     | 1.473  | 0.330     | 0.296  | 0.247     | 0.177  |
| 1:35 | 0.20      | 1.330     | 1.402  | 0.402     | 0.364  | 0.302     | 0.252  |
| 1:35 | 0.25      | 1.314     | 1.385  | 0.465     | 0.422  | 0.354     | 0.300  |
| 1:35 | 0.30      | 1.283     | 1.380  | 0.514     | 0.476  | 0.400     | —      |
| 1:35 | 0.40      | 1.260     | 1.378  | 0.614     | 0.592  | 0.487     | —      |

#### 3.2 碎波臨界點與碎波特徵之預測

##### 3.2.1 碎波指標與碎波型態

對於碎波型態之分類，Galvin (1968) 及 Battjes (1974) 等人均曾提出不同之判別式。欲探討孤立波碎波前後的各項物理量變化時，由於孤立波為單一波峰之波形，不同於週期波一連串連續波浪所形成之波連，故較不會受到前面波浪碎波後之迴流水的影響。對於孤立波之碎波型態與底床坡度間之關係經本文模式所模擬之結果如下表 2 所示。其中之各類碎波型態之判斷方法除了以各時刻之水面靜態的波形變化圖為判斷依據外，本研究並將各時刻之波形變化歷時圖以應用軟體建構成為波形連續變化之瀏覽動態影像，進一步確認碎波之型態。表中之坡度部份 S075 表示坡度 slope=1:0.75，S500 表示 slope=1:50，波高部份 h05 表示深海入射波高與水深之比值為  $H_0/h_0=0.05$ ，h40 表示  $H_0/h_0=0.40$ ，其餘依此類推。而 NB、PR、PL 及 SP 則分別表示非碎波 (non-breaking)、捲入同時湧上 (plunging with runup)、捲入波 (plunging) 及溢出波 (spilling) 四種碎波之型態。

表 2 孤立波碎波型態之分類

| Slope \ height | S075 | S100 | S125 | S150 | S200 | S250 | S300 | S350 | S400 | S450 | S500 |
|----------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| h05            | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   | NB   |
| h10            | NB   | NB   | NB   | NB   | PL   | PL   | NB   | PL   | PL   | SP   | SP   |
| h15            | NB   | PR   | PR   | PR   | PL   | PL   | PL   | PL   | PL   | SP   | SP   |
| h20            | NB   | PR   | PL   | PL   | PL   | PL   | PL   | PL   | SP   | SP   | SP   |
| h25            | NB   | PR   | PL   | PL   | PL   | PL   | PL   | PL   | SP   | SP   | SP   |
| h30            | PR   | PR   | PL   | PL   | PL   | SP   | PL   | SP   | SP   | SP   | SP   |
| h35            | PR   | PL   | PL   | PL   | PL   | SP   | SP   | SP   | SP   | SP   | SP   |
| h40            | PR   | PL   | PL   | SP   | SP   | SP   | SP   | SP   | SP   | SP   | SP   |

孤立波之碎波型態與底床坡度之關係經本文模式所模擬的結果如圖 2 所示。

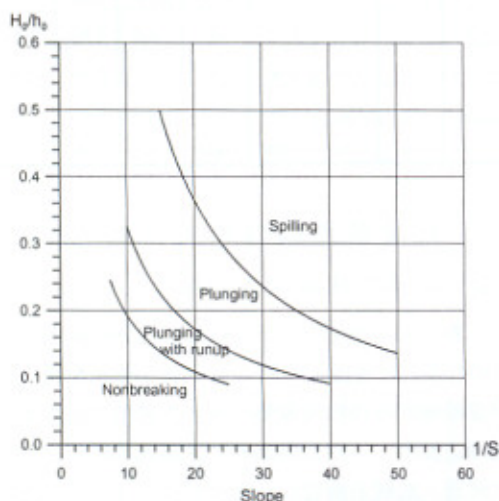


圖 2 孤立波碎波型態與底床坡度及入射波高之關係圖

圖中 NB 與 PR 碎波型態之界定為：

$$\frac{H_0}{h_0} = 1.295S^{0.828} \quad (12)$$

其中  $H_0/h_0$  及  $S$  分別為入射波相對波高及底床坡度，亦即孤立波發生碎波現象之條件為：

$$\frac{H_0}{h_0} > 1.295S^{0.828} \quad (13)$$

Grilli et al.(1997)利用最小二乘法計算後建議以  $H_0/h_0 > 16.9S^2$  為碎波與 NB 之界定。另外 Synolakis(1987)則利用非線性淺水波方程式建議以

$H_0/h_0 > 0.818S^{1.009}$  為界定。三者之比較如圖 3 所示：

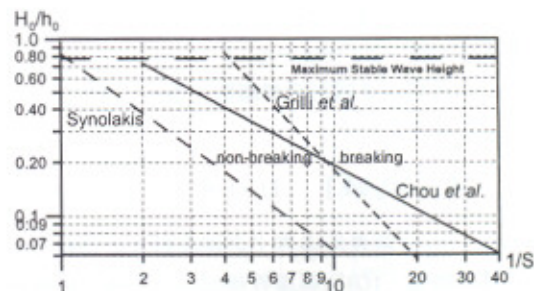


圖 3 孤立波碎波指標

當碎波有明顯的溯上情形，即同時保有非碎波溯上之特性與捲入碎波之特性時，此部份之碎波型態歸納為 PR 型，此類型之碎波型態範圍，其發生之範圍為：

$$1.295S^{0.828} < \frac{H_0}{h_0} < 2.684S^{0.917} \quad (14)$$

波形尖銳度小之孤立波在陡坡之海灘通常會形成捲波型碎波，其發生條件即範圍可由下式來表示：

$$2.684S^{0.917} < \frac{H_0}{h_0} < 9.2S^{1.076} \quad (15)$$

隨著波高尖銳度逐漸增大及坡度減緩時便產生溢出波，溢出波之發生條件可由下式來表示：

$$\frac{H_0}{h_0} > 9.2S^{1.076} \quad (16)$$

### 3.2.2 碎波波高 $H_b/h_0$

海岸結構物大多置於水深較淺之處，波浪受淺化作用後之碎波效應亦均發生於此區。碎波之發生受本身入射波條件如深海入射相對波高( $H_0/h_0$ )之大小、波形尖銳度與地形條件如底床之斜率  $S$  等之影響，將所有數值模擬的結果點繪於圖上，經分析整理後如圖 4 所示有很明顯的趨勢，發現  $H_b/h_0$  可以一個  $S_0/H_0'$  之函數來表示，即：

$$\frac{H_b}{h_0} = 0.719(S_0/H_0')^{-0.239}, \text{ 當 } S_0/H_0' \geq 0.711 \quad (17)$$

其中  $H_0' = H_0/h_0$ ,  $S_0 = S/(H_0/L_0)$ 。由於上式仍須滿足波高水深比的極限值 0.78，惟在斜坡面上  $h_b \leq h_0$ ，因此至少須滿足  $H_b/h_0 \leq 0.78$  才合理，即

$S_0/H_0' \geq 0.711$ ，利用上式以入射波波高  $H_0'$  及海底坡度  $S$  代入，可求得其相對碎波波高  $H_b/h_0$ ，其結果如圖 5 所示。

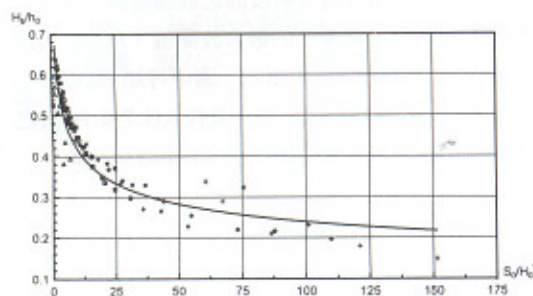


圖 4 相對碎波波高( $H_b/h_0$ )與無因次底床之坡度  $S$  間之關係

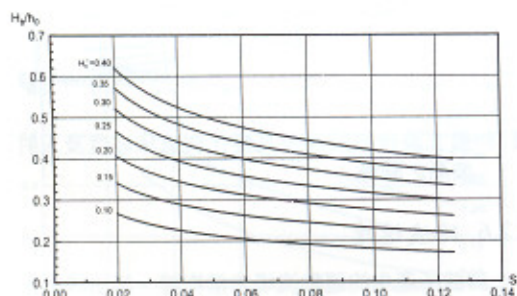


圖 5 任意入射波之碎波波高與海底坡度  $S$  之關係

圖中可以發現對入射波較高的波浪而言(如  $H_0' = 0.40, 0.35$ )，在  $S=0.12$  (陡坡)時波高幾乎沒增加多少隨即發生碎波，亦即  $H_b/h_0 \approx H_0'/h_0$ ，此乃因  $H/h$  比值很快就達到 0.78 之極限值所致，由表 2 得知其碎波型態屬 PR 型。相同斜坡對  $H_0' = 0.1$  之孤立波則因淺化時間較長，故  $H_b/h_0 \approx 1.72H_0'/h_0$ ，屬 NB 型。在緩坡度之斜坡上，因相對坡面較長，如 Goda & Morinobu (1998)所述，由於波浪有較足夠的距離來增強其淺化特性，因此  $H_b/h_0$  均明顯增大。

### 3.2.3 碎波水深 $h_b/h_0$

碎波帶(碎波線至海岸線間之地帶)為漂沙活動最激烈之處，碎波帶之推測在海岸消波結構工程上為一相當重要之工作。碎波水深為結構物之設計水深的重要參考資料，在水工模型之漂沙與海岸變化試驗中亦為一非常重要的預備試驗。然一般均僅能以目測之方式來加以判斷，受不同季節對來自不同方向的入射波群影響後，其碎波線亦會有所改變，

故其預測尤其困難。利用數值方式預測碎波線時可將波浪前進方向之水面與地形剖面視為若干個平行之 2D 平面來分析。雖然在海面上之波浪均以不規則波群之方式存在，但在海岸水淺處之波浪由於淺化作用成淺水長波時(即波長  $L \geq 4.23h^{3/2} / \sqrt{H}$  時)，均可視為各自獨立的孤立波。孤立波於斜坡面上之碎波模擬結果之相對碎波水深( $h_b/h_0$ )與不同入射波高、海底坡度之關係顯示當  $S_0 < 5$  時之  $h_b/h_0$  之變化範圍為 0.2~0.7； $S_0 > 5$  時則大約為 0.1~0.2，其中  $h_b/h_0$  愈大則表示碎波線愈接近坡腳(slope toe)之位置，反之則愈接近海岸線。本文主要探討的入射波高範圍為  $H_0' = 0.1 \sim 0.4$ ，海底坡度為 1:8~1:50，故  $S_0$  值多介於  $S_0 < 10$  之範圍，碎波型態為 NB 型。 $h_b/h_0$  值可經由下式來求得：

$$\frac{h_b}{h_0} = 0.471S_0^{-0.502}, \quad \text{當 } S_0 \geq 0.223 \quad (18)$$

其中因  $h_b \leq h_0$ ，因此須滿足  $0.471S_0^{-0.502} \geq 1$ ，即  $S_0 \geq 0.223$ 。利用上式可以求得任意入射波高  $H_0'$  之海底坡度與  $h_b/h_0$  之關係，如圖 6 所示。在同一坡度之底床上，波高愈大者愈早發生碎波，碎波水深之變化與入射波高  $H_0'$  成比例。

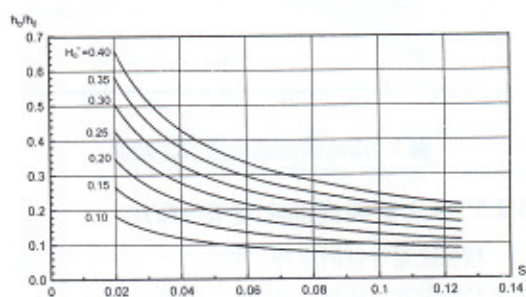


圖 6 任意入射波高之碎波水深與海底坡度之關係

### 3.2.4 碎波波高與碎波水深比 $H_b/h_b$

碎波波高受水深之限制，波高較大之波浪傳播至海岸附近某一定水深處便會發生碎波，根據 Goda & Morinobu (1998)文中表示 Yamada (1957)認為對孤立波而言此值應為 0.83，Camfield & Street (1968)及 Ippen & Kulin (1954)等之實驗結果則顯示孤立波之極限波高值為  $H_0'/h_0=0.78$ ，本文後面所求得之經驗公式亦以此為限制之條件( $H_0'/h_0=0.78$ )，對碎波點之判斷標準以 Chou & Ouyang(1999)所作之討論與

判斷法為依據。關於碎波波高、碎波水深與海底坡度之關係，Camfield 等以實驗之方式得到下列之經驗公式：

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.75 + 25S - 112S^2 + 3870S^3 \quad (19)$$

同樣的 Grilli 等人(1997)建議以下式來推算：

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.841 \exp(6.421S_0) \quad (20)$$

其中  $S_0 = S/(h_0/L_0)$ ，本文模式所模擬之結果顯示任意入射波高之孤立波碎波波高、碎波水深與海底坡度三者間之關係可經由下式估算求得：

$$\frac{H_b}{h_b} = 1.590(S_0 H_0^3)^{0.291}, \text{ 當 } S_0 \geq 0.086 \quad (21)$$

利用(21)式計算不同入射波高  $H_0$  所對應的  $H_b/h_b$  與海底坡度  $S$  之關係，如圖 7 所示。

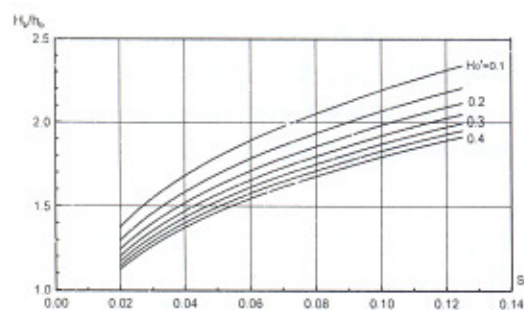


圖 7  $H_b/h_b$  與海底坡度  $S$  之關係

### 3.2.5 碎波前後波高之變化 $H_b/H_0$

根據能量守恆的原理，波浪之主要能量乃以動能及位能存在，能量必須守恆。故波浪傳遞至海岸附近時，由於能量未減而水量減少，因淺化作用導致波速減慢而波形尖銳度變大，波高逐漸增高。Goda & Morinobu (1998)表示，以 Stokes 波來說，波浪在緩坡度上的碎波極限波高較在陡坡時大之主要原因係因緩坡度上之波浪有足夠的距離來增強波浪之非線性成份(nonlinear components)；而陡坡時因傳遞距離較短，沒有足夠的距離來增強其非線性成份，故其波高較小。孤立波碎波前後波高變化之比較可以發現碎波前後之波高比值  $H_b/H_0$  與海底坡度  $S$ 、相對水深  $h_0/L_0$  及相對波高  $H_0/h_0$  之乘積間之關係可由下列之經驗公式來表示：

$$\frac{H_b}{H_0} = 0.785(S_0 H_0^3)^{-0.251} \quad (22)$$

利用上式可以由外海入射波浪之波高值推估傳遞至海岸附近時所可能產生的最大波高值。 $H_b/H_0$  與海底坡度  $S$  之關係如圖 8 所示。圖中可知  $H_b/H_0$  較小的波浪  $H_b/H_0$  在斜坡上之變化量較大(1.7~2.7)，反之入射波高較大者其變化量較小(1.1~1.6)。

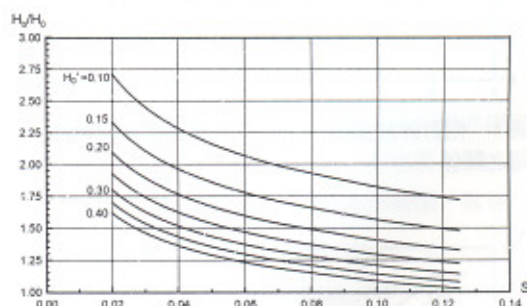


圖 8 孤立波碎波前後波高變化與底床坡度及入射波高之關係

### 3.2.6 碎波速度

碎波所產生的運動流場非常複雜，無法求出正確的理論解，一般多以實驗之方式探討之。但對於某些物理量諸如水分子之運動速度及渦流運動等卻很難以實驗的方式來加以探討。對於碎波流場結構之研究，Ting & Kirby(1994)以實驗方式利用雷射都卜勒流速計(LDA)量得橢圓函數波(cnoidal wave)碎波流場之速度變化對溢出波與捲入波兩種碎波型態流場紊流強度(turbulence intensity)之差異性與速度場之變化提出比較與探討。他們並分別針對捲入波(Ting & Kirby, 1995)及溢出波(Ting & Kirby, 1996)兩種不同性質之流場與速度變化對近岸動力變化提出一系列之探討。但此乃對單一海底坡度(1:35)案例之研究，其研究重點則著重於平均海水面下之流場動力變化。Lin & Liu(1998)以數值方法解析碎波紊流場水平與垂直方向之平均速度變化。其結果顯示在碎波時平均海水面下之水平速度並無明顯的變化，垂直速度則自海底逐漸增大；相反的在水面上之波峰部份則是水平速度漸增而垂直方向之速度逐漸減。其計算結果並與 Ting & Kirby (1994)之實驗結果作比較。碎波之紊流場是影響沿岸漂砂的主

因，而碎波點之瞬時速度則是影響碎波對結構物衝擊力及紊流場強度之主要因素。

碎波時水分子運動之瞬時速度  $U_b$  與海底坡度之關係其中  $C_0$  為初始入射波速，波浪因淺化作用其速度將減慢，故  $U_b/C_0 < 1$ 。由數值模擬之結果分析得：

$$\frac{U_b}{C_0} = 0.9308 \exp(-0.0786 S_0) \quad (23)$$

入射波波高  $H_0'$ 、 $U_b/C_0$  與海底坡度  $S$  之關係如圖 9 所示。 $H_0'/h_0$  相同時孤立波之碎波型態之變化隨著坡度的變緩由 NB、PR、PL 轉為 SP 型。對坡度相同者，碎波型態隨著  $H_0'/h_0$  的增大亦有相同的趨勢，而  $U_b/C_0$  值之大小及變化趨勢與碎波之型態有關。

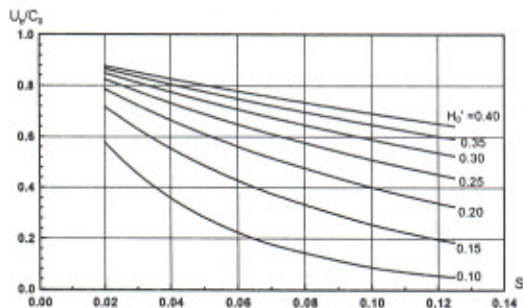


圖 9 入射波波高  $H_0'$ 、 $U_b/C_0$  與海底坡度之關係

#### 四、結論

本文以邊界元素法模擬孤立波於斜坡上之碎波過程，探討孤立波之碎波指標、碎波波高、碎波水深與碎波速度。結果顯示這些物理量之估算近似值可由斜坡坡度  $S$ 、入射波波高  $H_0'/h_0$  與波形尖銳度  $H_0'/L_0$  等參數以經驗公式求得，經分析後得到下列之結論：

1. 本文碎波指標在入射波高  $H_0'/h_0 > 0.2$  時，發生碎波之坡度條件介於 Synolakis (1987) 與 Grilli 等(1997)學者的結果之間； $H_0'/h_0 < 0.2$  時發生碎波之斜坡坡度條件較這些學者的結果為緩。
2. 相同斜坡入射波高較小之孤立波則因淺化時間較長，故  $H_b/h_0$  可達  $1.72H_0'/h_0$ ；在緩坡度之斜坡上，因相對坡面較長，波浪有較足夠的距離來增強其淺化特性，因此  $H_b/h_0$  均明顯增大， $H_b/h_0$  幾乎可達  $2H_0'/h_0$ 。

3. 緩坡海底上同一入射波浪之碎波水深  $h_b/h_0$  值較陡坡時大。在同樣坡度的底床上，碎波水深之變化與入射波高  $H_0'$  成比例。
4. 入射波高較小的孤立波其碎波波高與碎波水深之比值  $H_b/h_0$  在相同海底坡度之條件下較波高較大者大。入射波高條件相同時，碎波波高水深比值則在緩坡度時遠較陡坡時來的大，此與斜坡上發生碎波之型態有關。
5. 波高變化量  $H_b/H_0$  與入射波高  $H_0'/h_0$  及海底坡度  $S_0$  有關係。入射波高小時之變化量較大，反之入射波高較大者其變化量較小(1.1~1.6)。
6. 對於碎波波速之探討，本文之研究結果則同時考量入射波條件及底床坡度、 $U_b/C_0$  值之大小及變化趨勢與碎波之型態有關。

#### 謝誌

本文係國科會專題研究計畫「孤立波碎波指標之數值研究」(編號 NSC89-2611-E-019-064)之研究成果，承蒙國科會經費之贊助使本研究得以完成，謹致感謝之意。

#### 參考文獻

1. Battjes, J. A. (1974) "Surf Similarity," 14<sup>th</sup> Proc. Conf. On Coastal Engineering, pp.466-480.
2. Camfield, F. E. and R. L. Street (1968) "The effects of bottom configuration on the deformation, breaking and run-up of solitary waves," Coastal Engineering, Chapter 11, pp.173-189.
3. Chou, C.R. and K. Quayang (1999) "The deformation of solitary waves on steep slopes," Journal of the Chinese Institute of Engineers, Vol.22, No.6, pp.805-812.
4. Dommermuth, D. G., D. K. P. Yue, W. M. Lin, R. J. Rapp, E. S. Chan and W. K. Melville (1988) "Deep-water plunging breakers: a comparison between potential theory and experiments," J. Fluid Mech. Vol. 189, pp.423-442.
5. Duncan, J. H., H. Qiao, V. Philomin and A. Wenz (1999) "Gentle spilling breakers: crest profile evolution," J. Fluid Mech. Vol.379, pp.191-222.
6. Galvin, C. J. (1968) "Breaker classification on three

- laboratory beaches," *Journal of Geophysical Research*, Vol.73, No.12, pp.175-200.
7. Goda, Y. and K. Morinobu (1998) "Breaking wave heights on horizontal bed affected by approach slope," *Coastal Engineering Journal*, Vol. 40, No.4, pp.307-326.
  8. Gotoh, H. and T. Sakai (1999) "Lagrangian simulation of breaking waves using particle method," *Coastal Engineering Journal*, Vol.41, Nos.3&4, pp.303-326.
  9. Grilli, S. T., I. A. Svendsen, and R. Subramanya (1997) "Breaking criterion and characteristics for solitary waves on slopes," *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, ASCE, Vol.123, No.3, pp.102-112.
  10. Jenkins, A. D. (1994) "A stationary potential-flow approximation for a breaking wave crest," *J. Fluid Mech.*, Vol.280, pp.335-347.
  11. Koshizuka, S., A. Nobe and Y. Oka (1998) "Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.26, pp.751-769.
  12. Lin, P. and L.-F. P. Liu (1998) "A numerical study of breaking waves in the surf zone," *J. Fluid Mech.* Vol. 359, pp.239-264.
  13. Saeki, H., S. Hanayasu, A. Ozaki and K. Takagi (1971) "The shoaling and run-up height of the solitary wave," *Coastal Engineering in Japan*, Vol.14, pp.25-42.
  14. Street, R. L. and F. E. Camfield (1966) "Observations and experiments on solitary wave deformation," *Proc. 10<sup>th</sup> Conf. Coastal Eng.*, pp.284-301.
  15. Synolakis, C. E. (1987) "The runup of solitary waves," *J. Fluid Mech.* Vol. 185, pp.523-545.
  16. Ting, F. C. K and J. T. Kirby (1994) "Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone," *Coastal Engineering*, 24, pp.51-80.
  17. Ting, F. C. K and J. T. Kirby (1995) "Dynamics of surf-zone turbulence in a strong plunging breaker," *Coastal Engineering*, 24, pp.177-204.
  18. Ting, F. C. K and J. T. Kirby (1996) "Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker," *Coastal Engineering*, 27, pp.131-160.
  19. Trizna, D. B., S. Tang and J. Wu (1999) "On extreme spatial variations of surface slope for a spilling breaking water wave," *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 16, pp.92-95.