

# 碎波形態を考慮した津波の碎波減衰モデル

## Wave Breaking Model for Each Breaker Type in Tsunami Numerical Simulation

笠原健治<sup>1</sup>・藤間功司<sup>2</sup>・嶋原良典<sup>3</sup>

Kenji KASAHARA, Koji FUJIMA and Yoshinori SHIGIHARA

Wave damping in case of plunging breakers and breaking bores was examined by hydraulic experiments. Wave amplification to wave breaking point was reproduced by numerical simulation by nonlinear dispersive theory, and wave breaking point was estimated by the authors' method accurately. However, an existing wave-breaking model underestimated the wave damping, because that was established by experiments of spilling breakers. A proper model to reproduce the wave damping in plunging breakers and breaking bores was proposed through numerical tests. If we can estimate the breaker type, the maximum error of highest water level becomes 5 to 6 % by selecting the proper model. Even if we cannot estimate the breaker type, the maximum error is round 10 % by using the intermediate model.

### 1. はじめに

ソリトン分裂が発生した場合などでは、津波においても、浸水域や構造物に作用する波力を精度よく再現するため、碎波減衰を適切に評価する必要がある。そこで佐藤（1995）は津波数値計算に碎波減衰モデルとして流量フラックス拡散型の碎波減衰項を取り入れた。現在では、佐藤のモデルを参考にした岩瀬ら（2001）のモデルが用いられることが多い（例えば、折敷ら、2008）。

岩瀬らのモデルにおいて、碎波の影響は渦動粘性係数に係る定数 $\beta$ で評価され、Spilling（崩れ波）碎波の実験に基づいた検討の結果、 $\beta = 0.23$ が提案されている。また、松山ら（2006）は、引波が先行する場合でも良好な精度が得られるよう岩瀬らのモデルを改良しているが、やはり $\beta$ の値として0.23を採用している。

さて、現状では、津波数値計算において碎波形態まで考慮されておらず、定数 $\beta$ には一律に0.23が用いられている。しかし、実際は全ての津波がSpilling碎波をするとは限らず、よりエネルギーの散逸が大きく、波高が減衰するPlunging（巻き波）碎波や碎波段波の再現計算においてもこの値を用いることには疑義が残る。

なお、数値計算においては、碎波限界を超えた波峰に碎波減衰項を作用させ、この波峰の波高水深比 $H/h$ が0.55になったところで碎波が終了するというスキーム（岩瀬ら、2001）を用いるのが一般的である。仮に、Plunging碎波とSpilling碎波で $\beta$ の値が異なっても、碎波終了の条件に $H/h = 0.55$ を用いる限り、碎波終了点の位置が変わる

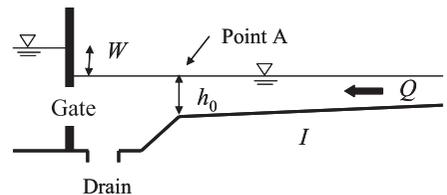


図-1 ゲート急開法による造波

だけで、碎波終了後の波高にはそれほど影響はないと思われる。しかし、碎波減衰領域に構造物がある場合も考えられ、碎波後の波高だけでなく、碎波減衰領域内の波高についても正確に再現できることが望ましい。

そこで、本研究では実務的な津波数値計算における碎波減衰モデルの適用性を広げるため、Plunging碎波と碎波段波の水理実験とその数値計算を通じて、Plunging碎波と碎波段波の再現に最適な $\beta$ を決定する。またPlunging碎波に対する従来の碎波限界の適用性について検討する。

### 2. Plunging碎波の水理実験

#### (1) 実験装置の概要

実験装置（図-1）は全長19m、幅0.4mの矩形断面水路を用い、ゲート急開法により造波し、Plunging碎波及び碎波段波を発生させた。勾配3/5の斜面の後に続く14mの区間において、勾配を水平から1/60まで変化させることができる。水路の上流端に給水機構、下流端に排水機構が設けられており、ポンプにより水路内の水を循環させ、流れを作ることができる。水路底面は銅板であり、Manningの粗度係数は0.01～0.012（ $\text{s/m}^{1/3}$ ）であった。

#### (2) Plunging碎波の実験条件及び方法

水理実験は勾配 $I$ 、流量 $Q$ 、ゲート前後部の水面差 $W$ 及び水路下流端（図-1のA点）の水深 $h_0$ を変化させ、5ケース行った。実験条件と観測諸量を表-1に示す。 $H_b$ 及び

1 学生会員 防衛大学校理工学研究科前期課程  
2 正会員 工博 防衛大学校教授システム工学群建設環境工学科  
3 正会員 博(工) 防衛大学校助教システム工学群建設環境工学科

表-1 Plunging 碎波を起こす実験条件

Case	$I$	$Q$ (m <sup>3</sup> /h)	$h_0$ (cm)	$W$ (cm)	$H_b$ (cm)	$x_b$ (m)
1	1/60	0.0	16.0	6.0	7.8	4.3
2	1/75	0.0	15.0	8.0	7.8	4.3
3	1/67	0.0	13.0	6.0	6.0	3.5
4	1/60	9.0	16.0	10.0	8.6	4.8
5	1/60	18.0	17.0	9.0	7.9	5.0

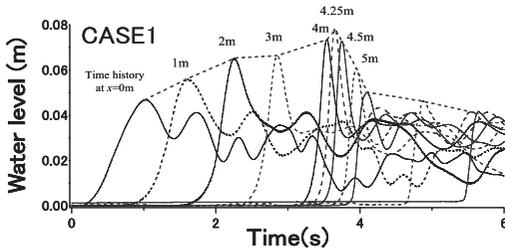


図-2 水理実験の時間波形図の一例

$x_b$  は碎波波高及び碎波位置である。

図-1のA点を進行方向の基準 ( $x = 0m$ ) とし, 1m間隔で波高計を設置し, 伝播する波の水位時系列を測定した。ただし碎波点付近は0.25m間隔で測定した。測定には容量式波高計 (ケネック製) を用い, サンプリング周波数は500Hzとした。入射波を目視で追跡し, 碎波位置の測定を行った。入射波はいずれのケースも  $x = 4 \sim 5m$  で碎波した。Plunging 碎波を発生させる都合上, 1/60程度の急勾配にしている。Case4及び5の流れがある場合, 水路勾配が急であるため, 上流端付近では射流になっているが,  $x = 10m$  付近で跳水が発生し, 碎波点近傍では水面の乱れも収まり, 定常流と見させた。

(3) Plunging 碎波の実験結果

入射波は先端部分が成長して孤立波のような第1波ができ, Plunging型に碎波する。図-2は表-1のCase1の時間波形図であり, 破線は各計測点における最高水位を結んだものである。第1波は浅水変形によって前傾化するとともに, 波数分散性との相互作用によって波高が増幅し, 碎波に至る。第1波は碎波発生後, 碎波段波となり, 碎波が継続したまま汀線に達する。最高水位点を結んだ破線から, Plunging 碎波では碎波後の短い区間において急激に波高が減衰していることがわかる。

3. Plunging 碎波の数値計算

(1) 水理実験の再現計算

表-1のCase1~5の再現計算を通じて, Plunging 碎波の再現に適した  $\beta$  を決定するとともに, 笠原ら (2008) が提案した碎波限界算定手法がPlunging 碎波の場合にも適用可能であるかを検討する。支配方程式は鉛直積分型のPeregrine式 (式 (1), (2)) であり,  $\eta$  は水位,  $M$  は線流

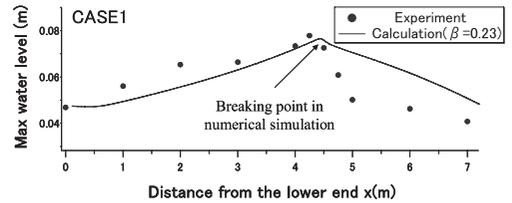


図-3 最高水位の空間分布 (CASE1)

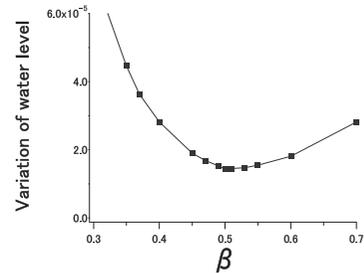


図-4 碎波減衰過程における  $\beta$  と水位分散値 (Plunging 碎波)

量,  $h$  は水深,  $D$  は全水深 ( $= h + \eta$ ),  $g$  は重力加速度,  $n$  はManningの粗度係数である。運動方程式において線形項は2次精度の中心差分, 移流項は2次精度の風上差分とし, 空間格子間隔  $\Delta x$  は1cm, 計算時間間隔  $\Delta t$  は0.002sとした。式 (2) の右辺第2項は岩瀬ら (2001) の碎波減衰項である。 $\nu_\beta$  は渦動粘性係数であり,  $\nu_\beta = \beta \sqrt{gD} \cdot \eta$  で表される。計算スキームは, 分散項を安定かつ効率的に計算できる2段階混合差分法 (原ら, 1998) を用いた。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^3} M |M| = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + \nu_\beta \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \dots\dots\dots (2)$$

(2) Plunging 碎波における定数  $\beta$  の決定

図-3は最高水位の空間分布図であり, Spilling 碎波における  $\beta (= 0.23)$  を用いて, Plunging 碎波の再現計算を行った例 (表-1 Case1) である。碎波点に至るまでの碎波波高及び碎波位置は笠原ら (2008) の手法により精度よく再現できたが, 実際の碎波形態とは異なる  $\beta$  を用いていることから, 碎波発生後の最高水位を過大に評価している。したがって, Plunging 碎波の再現にはPlunging 碎波独自の  $\beta$  を決定する必要があるといえる。

そこで, 碎波減衰項における渦動粘性係数に係る定数  $\beta$  の値を, 5ケースの水理実験結果と数値計算結果の比較から決定する。岩瀬ら (2001) はSpilling 碎波の  $\beta$  を決定する際に碎波減衰距離に着目しているが, 本実験では汀線まで碎波が継続するため, 碎波点以後の水位計測点における最高水位の実験値 ( $H_{exp}$ ) と計算値 ( $H_{cal}$ ) の分散

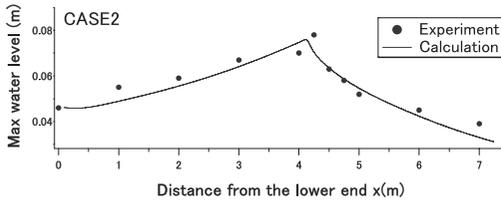


図-5 最高水位の空間分布 (CASE2  $\beta = 0.50$ )

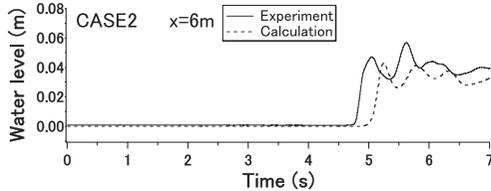


図-6 水位時系列に関する実験値と計算値の比較

値により $\beta$ の評価を行う。例えば、Case1の場合、碎波点は4.3mであるため、4.5m、4.75m、5m、6m、7mにおける実験値と計算値を用いる。分散値は式(3)で評価する。 $N$ は各実験ケースにおける碎波後の水位計測点の総数であり、Plunging碎波の実験では $N=26$ であった。

$$\text{variation} = \frac{1}{N} \sum (H_{\text{exp}} - H_{\text{cal}})^2 \dots\dots\dots (3)$$

図-4は碎波減衰過程における $\beta$ と水位分散値の関係を表しており、縦軸はCase1~5の水位分散値の平均値である。同図から、 $\beta = 0.50$ で分散値が最小であり、Plunging碎波の計算では $\beta = 0.50$ とするのが望ましいといえる。

(3) 最高水位の空間分布及び時間波形図

図-5は最高水位の空間分布について実験値と、 $\beta = 0.50$ としたときの計算値を比較した一例 (Case2) であり、図-6はCase2の $x = 6\text{m}$ における水位時系列である。両図から、碎波モデルを考慮し、適切な $\beta$ を用いることで水位減衰が再現されており、第1波の水位に関していえば、碎波後の最高水位誤差を平均6%程度で評価することができる。しかし、第1波の位相については、碎波後の計算値の波速が実験値に比べて遅くなる傾向にある。Plunging碎波が発生したならば、急激に前方に水塊が放出されるが、本稿で用いた拡散型モデルではこのような現象を再現できないためであると考えられる。

表-2に、各ケースの碎波点における碎波波高誤差及び碎波位置誤差を示す。誤差は実験値を真値とした相対誤差である。碎波波高と碎波位置ともに、笠原ら(2008)の碎波限界算定手法で4%程度の誤差で評価できており、この手法がPlunging碎波にも有効であると結論できる。

4. 碎波段波の水理実験

(1) 碎波段波の実験条件及び方法

入射波が水路に進入した直後に碎波し、碎波段波とな

表-2 碎波点における碎波波高誤差と碎波位置誤差

Case	実験値(m)		計算値(m)		誤差(%)	
	波高	位置	波高	位置	波高	位置
1	0.078	4.25	0.076	4.42	2.56	4.00
2	0.079	4.30	0.075	4.15	5.06	3.49
3	0.060	3.50	0.059	3.64	1.67	4.00
4	0.086	4.75	0.088	4.68	2.32	1.47
5	0.079	5.00	0.078	5.15	1.27	4.00

表-3 碎波段波が発生する実験条件と $x < 2\text{m}$ で用いた $\beta$

Case	$Q(\text{m}^3/\text{h})$	$h_0(\text{cm})$	$W(\text{cm})$	$H_0(\text{cm})$	$\beta(x < 2\text{m})$
1	0.0	8.0	16.0	12.4	0.54
2	0.0	5.0	18.0	13.6	0.50
3	0.0	8.0	7.5	7.8	0.48
4	0.0	5.0	9.5	7.7	0.55
5	0.0	3.0	7.5	5.7	0.58
6	9.0	8.0	16.0	12.0	0.50
7	18.0	8.0	16.0	13.1	0.52
8	27.0	8.0	16.0	12.2	0.56
9	36.0	8.0	15.0	12.2	0.49

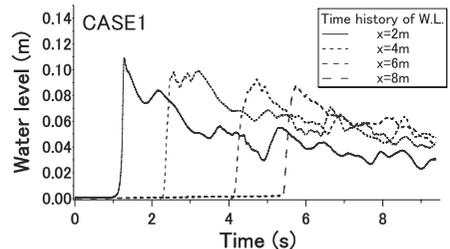


図-7 碎波段波の時間波形図

るよう、ゲート前後部の水面差をPlunging碎波の実験よりも大きくし、ゲート急開法によって造波を行った。実験条件を表-3に示す。表中の各記号は表-1と同様であり、 $H_0$ は図-1のA点で測定した入射波の最高水位である。いずれのケースも勾配は設けず、水平床とした。図-1のA点を進行方向の基準( $x = 0\text{m}$ )とし、2m間隔で波高計を設置し、伝播する碎波段波の水位時系列を測定した。

(2) 碎波段波の実験結果

各ケースとも、造波後まもなくPlunging碎波が発生し、碎波段波が形成された。Case3と4は $x = 0.5\text{m}$ で碎波が発生し、その他のケースは $x = 0\text{m}$ で既に碎波が発生していた。碎波段波となった後は、碎波面が消失することなく、上流端に到達した。図-7は表-3のCase1の $x = 2, 4, 6, 8\text{m}$ における水位時系列である。図-7から、 $x > 2\text{m}$ ではPlunging碎波発生後のような急激な波高減衰は見られず、 $x = 2\text{m}$ で碎波段波が形成されている。碎波段波では波頂からその前面にかけて碎波によるエネルギー損失が生じているが、図-7から分かる通り、伝播に伴う波高減衰が

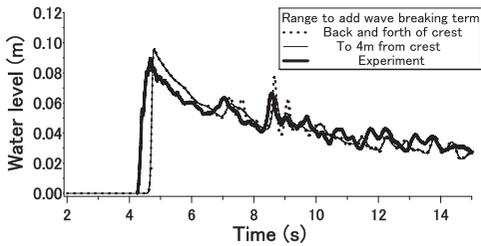


図-8 碎波減衰項の付加範囲の違いによる水位時系列の比較

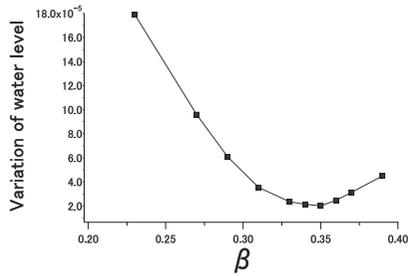


図-9 碎波減衰過程における $\beta$ と水位分散値 (碎波段波)

小さい。津波全体から見れば、碎波は波頂とその前面のみで発生しており、その背後に波長の長い津波本体が続くため、水位の高い状態が維持されている。このことから、沿岸付近で碎波が発生し碎波段波となった津波が河川を遡上する場合、波高が減衰することなく、河口から相当な距離の地点にまで到達する可能性がある。

5. 碎波段波の数値計算

(1) 水理実験の再現計算

表-3の各ケースの再現計算を通じて、碎波段波の再現に適した渦動粘性係数に係る定数 $\beta$ を決定する。支配方程式や差分スキームはPlunging碎波の計算と同様である。

ただし、碎波減衰項の付加範囲を、Spilling碎波及びPlunging碎波の計算と同様に、第1波の波峰から前後の波谷までとしたところ、後方の波形を十分に再現することができなかった。これは、第1波の碎波に伴う乱れの影響が後続の波にも影響する(岩瀬, 2005)ためである。このため、碎波減衰項の付加範囲を波峰から後方へ順次に拡大していったところ、波峰から後方へ4m程度まで碎波減衰項を付加すれば、後方の波形を再現することができた。ただし、この4mという値は試行錯誤により決定したものであり、物理的根拠に乏しい。第1波の碎波が後続波に与える影響については、水理実験や数値計算による別途の検討を要する。図-8は表-3のCase1の $x = 6m$ における水位時系列の比較であり、 $t = 7 \sim 10s$ の間に碎波減衰項を付加する範囲を広げた影響が表れている。

(2) 碎波段波における定数 $\beta$ の決定

渦動粘性係数に係る定数 $\beta$ の値は、9ケースの水理実験

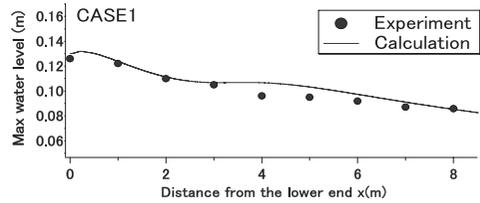


図-10 最高水位の空間分布 (CASE1)

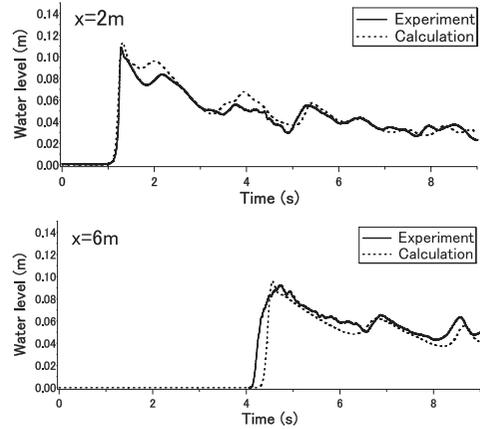


図-11 水位時系列に関する実験値と計算値の比較

結果と数値計算結果の比較から決定する。比較の対象とするのは碎波段波が形成された $x > 2m$ の範囲である。ただし、 $x < 2m$ の範囲のPlunging碎波による減衰を十分に再現できないと、碎波段波の $\beta$ を適切に評価することができない。つまり、 $x = 2m$ における最高水位の計算値と実験値に誤差があると、その誤差を含んだまま、碎波段波の $\beta$ を評価してしまう。そこで、 $x = 2m$ の最高水位の計算値が実験値と合うように、 $x < 2m$ の範囲の計算に使う係数 $\beta$ の値を、Plunging碎波の値0.50を中心に試行錯誤で決定した。 $x < 2m$ の範囲の計算で用いた $\beta$ は、表-3の最も右側の列に示してある。

各ケースの $x = 4m, 6m, 8m$ における最高水位の実験値と計算値の分散値をもって $\beta$ の評価を行う。図-9は、係数 $\beta$ に対する水位分散値を示したものである。分散値は式(3)で評価する。なお、水位計測点の総数 $N$ は、Plunging碎波のときと同じく、 $N = 26$ である。

図-9から、 $\beta = 0.35$ のとき水位分散値が最小となる。したがって、碎波段波の計算における $\beta$ を0.35と設定するのが望ましい。本水理実験では、碎波段波のまま上流端に達したため、碎波終了点に関する議論はできないが、碎波終了の条件として、岩瀬ら(2001)における波高水深比 $H/h = 0.55$ がある。

(3) 最高水位の空間分布及び時間波形図

図-10は表-3のCase1の最高水位の空間分布について実験値と計算値を比較したものであり、図-11は水位時系

列について実験値と計算値を比較したものである。前述の通り、砕波減衰項の付加範囲について検討の余地はあるが、本実験ケースの再現計算に限って言えば、適切な $\beta$ を用いることで第1波の最高水位誤差を平均5%程度で評価することができる。

6. 砕波形態を判断できないことによる誤差

既往の研究（岩瀬ら，2001）及び本稿から、渦動粘性係数に係る定数はSpilling砕波では $\beta = 0.23$ 、Plunging砕波では $\beta = 0.50$ 、砕波段波では $\beta = 0.35$ とすることが望ましい。砕波形態を予測できる場合、砕波形態に見合った定数 $\beta$ を用いることで砕波減衰領域における最高水位を精度よく予測することができる。服部（1987）によると、Spilling砕波は勾配が緩い海岸に波形勾配の大きい波が入射する場合に見られ、Plunging砕波は急勾配の海岸線において発生する。したがって、砕波形態の見当をつけることはある程度可能である。例えば、河口から数km以内の河川は勾配が極めて緩やかであり、河川における砕波形態はSpilling砕波である可能性が高い。

しかし、砕波形態に関する既往の研究（服部，1987；Galvin，1968）のほとんどは一樣勾配斜面と規則波を対象にしたものである。実際の沿岸域では津波の1波長程度の空間の中で地形が複雑に変化していることがあり、津波の変形に有効な海底勾配を定義すること自体が大きな問題である。また過渡的な波形をもつ津波では波長または周期の評価も難しい。したがって、実際の津波数値計算では砕波形態が予測できない場合が起こり得ると思われる。そこで、適切な $\beta$ を選択することができなかった場合の誤差を調べておく。

表-4はSpilling砕波、Plunging砕波及び砕波段波の各実験について、 $\beta = 0.23, 0.37, 0.50$ として計算を行ったときの、砕波減衰領域における最高水位誤差の平均値である。なお、0.37は、 $\beta$ が0.23から0.50までの範囲の値をとると考え、その中央値として検討に加えたものである。ただし、砕波段波の実験では、 $x < 2m$ で表-3最右列の $\beta$ を使い、砕波段波が形成された $x > 2m$ の領域で $\beta = 0.23, 0.37, 0.50$ としたときの誤差をBreaking boreの列に記し、 $x < 2m$ の領域も含めた全領域に対して一定の $\beta$ を使用したときの誤差をPlunging & Breaking boreの列に記した。

同表から、Spilling砕波の再現に $\beta = 0.50$ 、Plunging砕波の再現に $\beta = 0.23$ を用いると互いに20%程度の最高水位誤差が発生する。砕波段波の実験で全砕波領域において $\beta = 0.50$ とすると、 $\beta = 0.37$ とするよりも水位誤差が小さくなる。これは、 $\beta = 0.37$ では砕波段波形成後の最高水位の減衰を精度よく計算できるが、砕波発生後の急激な減衰を十分に再現できないからである。一方、 $\beta = 0.50$ では、砕波段波形成後の最高水位は過小評価になるが、

表-4  $\beta$ の違いと砕波減衰領域における最高水位誤差

$\beta$	砕波減衰領域における最高水位誤差 (%)			
	Spilling	Plunging	Breaking bore	Plunging & Breaking bore
0.23	5.7	20.5	10.8	19.8
0.37	8.8	10.3	4.8	9.3
0.50	15.6	6.2	7.0	6.9

砕波発生後の最高水位を精度よく再現できる。しかし、 $\beta = 0.37$ とした場合、いずれの砕波形態においても砕波減衰領域における最高水位誤差を10%程度で評価することができる。したがって、砕波形態が判断できない場合には $\beta = 0.37$ を用いるのが適当であろう。

7. 結論

- (1) 笠原ら（2008）の砕波限界算定手法はPlunging砕波の場合にも適用でき、砕波波高及び砕波位置を精度よく評価することができる。
- (2) Plunging砕波及び砕波段波の再現には渦動粘性係数に係る定数 $\beta$ をそれぞれ0.50及び0.35とすることが望ましい。これにより、それぞれ最高水位を誤差6%及び5%程度で評価することが可能である。
- (3)  $\beta = 0.37$ とすることで、砕波形態に関わらず、砕波減衰領域における最高水位及び砕波段波の最高水位を誤差10%程度で評価することができる。砕波形態を判断できない場合には $\beta = 0.37$ を用いるのが適当である。

参考文献

岩瀬浩之・深澤雅人・後藤智明（2001）：ソリトン分裂波の砕波変形に関する水理実験と数値計算，海岸工学論文集，第48巻，pp.306-310。  
 岩瀬浩之（2005）：津波発生域から沿岸域までの分散効果を取り入れた数値モデルの研究，東北大学学位論文，117p。  
 折敷秀雄・千葉周二・岩瀬浩之・藤間功司・松井幸一（2008）：米代川における1983年日本海中部地震津波の再現計算と解析上の課題，海岸工学論文集，第55巻，pp.241-245。  
 笠原健治・藤間功司・鳴原良典（2008）：流れを遡る津波の砕波機構に関する研究，海岸工学論文集，第55巻，pp.101-105。  
 佐藤慎司（1995）：波の分裂と砕波を考慮した津波の数値計算，海岸工学論文集，第42巻，pp.376-380。  
 服部昌太郎（1987）：土木系大学講義シリーズ⑬海岸工学，コロナ社，pp.51。  
 原 信彦・岩瀬浩之・後藤智明（1998）：非線形分散波理論式に関する多段階混合差分スキームの提案，海岸工学論文集，第45巻，pp.26-30。  
 松山昌史・池野正明・榎山 勉・武田智吉（2006）：大陸棚上における津波のソリトン分裂波における砕波モデル，海岸工学論文集，第53巻，pp.226-230。  
 Galvin, C. J. (1968): Breaker type classification on three laboratory beach, Jour. Geophys. Res., Vol.73, pp.3651-3659.