

逆流が存在する斜面上での碎波限界

——合田の碎波限界式の拡張——

堺 茂樹*・小林信久**・小池 勲***

1. ま え が き

河口閉塞に強く関連する河口付近での碎波に対しては河川流の影響が大きいことや、また波の不規則性に起因する長周期変動が“流れ”として各々の波の碎波に影響を及ぼす等の観点より、碎波に対する流れの影響が注目されている。特に、任意水深での最大波を見積ることは沿岸構造物の設計あるいは波浪・海浜流場の数値計算における碎波点の決定などでも重要であり、そのためにはいわゆる碎波限界式が必要となる。流れの無い場合の碎波に関しては従来より多くの研究がなされてきたのに対し、碎波に及ぼす流れの影響を扱った研究はあまり多くない。従来の研究の概要と問題点については次章で述べるが、本研究の目的は現在我が国で広く用いられている合田(1978)の碎波限界式を逆流が存在する斜面上の浅水波の碎波に対しても適用可能な形に拡張することである。

2. 従来の研究

流れが存在する場合での碎波を扱ったものとしてはYu(1952)の研究が古い。深海波を対象とした流れによる碎波の実験から碎波限界を検討し、流れの無い深海での波速 C_0 と流れの流速 U の比 C_0/U が -7 となる時点から碎波が生じ始めることを見だしている。しかし、Yuの研究対象は深海波のみであり、浅水波に関しては検討されていない。

流れが存在する場合の碎波限界を理論的に考察したものとして、流れ上の有限振幅波理論を用いて最高波を計算した研究がいくつかある。用いられた波動解としては一様流上のクノイド波(Tsuchiya and Yasuda, 1985)、一様流上の流れ関数波動解(Dalrymple and Dean, 1975)、鉛直方向に直線分布をなすセン断流上のストークス波の3次近似解(岩垣ら, 1980)、一様流上のストークス波の4次近似解(堺ら, 1983)等があり、Dalrymple and Deanは流れの無い場合の孤立波の最大波を基準とし、他の研

究では Rankine-Stokes の条件から最大波を計算している。これらのうち岩垣らは水平床上の逆流による碎波の実験結果と、また堺らは斜面上に逆流が存在する場合の碎波の実験結果と比較し、いずれも計算値は実験結果を定性的には説明し得るが、定量的には碎波波高を過大に見積ることを示している。

Miche 型の碎波限界式を流れの場に適用する方法もいくつか報告されている。岩垣ら(1980)は Noda らが流れの存在する場合の屈折計算の中で碎波点を決定するのに用いた Miche の碎波限界式

$$\left(\frac{H}{L}\right)_b = 0.142 \tanh(kd)_b \quad \dots\dots\dots (1)$$

あるいは Le Méhauté, Koh が示した次式

$$\left(\frac{H}{L}\right)_b = 0.12 \tanh(kd)_b \quad \dots\dots\dots (2)$$

が、流れによる水平床上の碎波を定量的にも良く表すことを示している。堺ら(1983)は逆流が存在する斜面上での碎波に対して、Miche の式は碎波点での波形勾配を過大に見積り、逆流の強さを表すパラメーター q^* (後述)が大きいほど、Miche の式中の係数は 0.142 より小さくなることを示した。Dally and Dean (1986) は碎波変形に対するサーフビートによる平均水位変動の効果に比べ、サーフビートの流れとしての影響は同等あるいはそれ以上であることが実験結果に見られることから、不規則波群中の各々の波に対する碎波限界式を以下のように提案している。

$$\left(\frac{H}{L}\right)_b = 0.124 \tanh kh_e \quad \dots\dots\dots (3)$$

h_e は相当水深と呼ばれ、以下のように計算される。

$$\omega^2 = [(gk \tanh kh)^{1/2} + kU]^2 = gk \tanh kh_e \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 ω : 波の角周波数、 U : 流れの流速

式(3)と実験結果との比較などはなされていないが、逆流流速が大きいほど式(4)から求まる h_e が小さくなるため波形勾配は小さくなり、これは堺らの結果と定性的に一致している。

佐藤ら(1988)は、二成分合成波の碎波を検討するため、波・流れ共存場での碎波限界を提案している。これは波

* 正会員 工博 岩手大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 Ph.D Associate Professor University of Delaware Civil Engineering Department

*** 正会員 建設省関東地建

辺ら(1983)の研究に基づいたものである。渡辺らは合田の碎波指標のうち碎波水深と沖波波形勾配との関係を波峰下水平流速と波速の比と沖波波形勾配等との関係に変換した。流速及び波速は微小振幅波理論より計算される。佐藤らは一様流上の線形波理論から計算される流速波速比(いずれも流れに対し相対的な値)が渡辺らが示した値を越えたときに碎波が生じるとして流れの場合の碎波限界を計算し、これが合成波及び不規則波の碎波に関する実験結果を定性的によく表している事を示した。

以上のような研究が既に報告されているが、いくつかの問題が残されている。つまり、1) 波動理論から得られる最高波の計算値は碎波波高を過大に見積る結果となる。また、堺ら(1988)は浅水変形の計算値が実験値とよく一致するような場合でも実験での碎波点は Rankine-Stokes の条件で計算される碎波点より深いところであることを報告している。このことは実際の碎波点より浅い位置で計算される水深と波高の関係を碎波限界として議論する可能性があることを意味している。従って、水平床上の波動解を用いて碎波限界を論じるには、まず碎波水深が精度良く計算されていなければならない。2) Miche の式を用いる場合には、式中の係数を q^* の関数とする、あるいは相当水深を用いる、などの方法により実験結果との一致は期待できるが、式中に水底勾配の影響を直接含めることができない事と碎波点での波長をいかに精度良く計算するかという問題も生じるため斜面上の碎波に対する限界式としては必ずしも適当でない。3) 合田の碎波指標を流速波速比を用いて書き直した碎波限界は線形理論を用いた場合の結果であり、用いる波動理論に依って結果も異なってくることから、より一般的な表現が望まれる。

3. 解析に用いたデータ

本研究で用いたデータは著者らが既に報告した研究の中で得られた実験結果である。水底勾配 S は 1/15, 1/30, 1/50 であり、沖波波高 H_0 、周期 T 、逆流の単位幅流量 q を表-1 のように変化した広範囲な実験から得られたものである。なお、実験装置、実験方法及び本研究の結果の適用範囲となる沖波波形勾配、無次元単位幅流量の範囲に関しては堺ら(1983, 1988)を参照されたい。

表-1

沖波波高 H_0	1.1~24.0 (cm)
周期 T	0.83~2.40 (sec)
単位幅流量 q	0.0~790.0 (cm ³ /sec/cm)

4. 合田の碎波限界式の拡張

合田(1970, 1973)が提案した碎波指標及びそれを定式

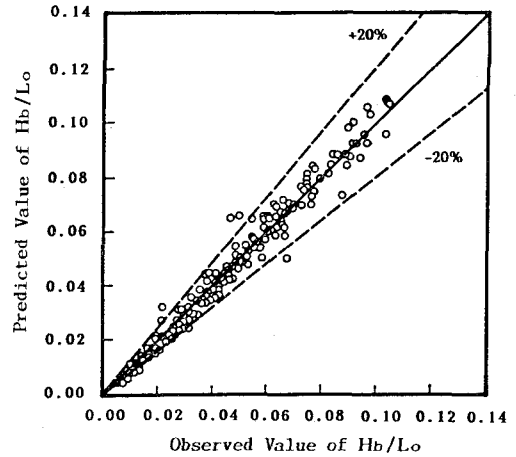


図-1 合田の碎波限界式による計算値と実験値の比較(逆流の無い場合)

化した碎波限界式は現在広く使用されている。著者らの実験のうち流れが無い場合のデータを用いて合田の限界式の適用性を示したのが図-1である。図中では水底勾配別にプロットしていないが、水底勾配による適用性の違いは見られなかった。この式が水底勾配の影響も含めて広い範囲で良い近似を与えていることが本研究でも再確認できる。そこで、以下では合田の限界式を逆流が存在する場合の碎波に対しても適用可能な形に拡張する。

堺ら(1988)は流れの無い場合の碎波水深 $((db)_{nc})$ に対する流れが存在する場合の碎波水深 (db) の比 (Ra) 、及び波高に関する同様な比 (RH) は以下に示すパラメーター ε に依存し、式(6)、(7)のように表されることを示した。

$$\varepsilon = \begin{cases} \frac{q^*}{H_0/L_0} \sqrt{S} & H_0/L_0 \leq 0.05 \\ \frac{q^*}{0.05} \sqrt{S} & H_0/L_0 > 0.05 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $q^*=q/g^2T^3$ (q : 逆流の単位幅流量, g : 重力加速度, T : 周期), H_0/L_0 : 沖波波形勾配, S : 水底勾配

$$Ra = \begin{cases} 0.93 + 170\varepsilon & \varepsilon \geq 0.0004 \\ 1.0 & \varepsilon < 0.0004 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$RH = \begin{cases} 0.96 + 30\varepsilon & \varepsilon \geq 0.0013 \\ 1.0 & \varepsilon < 0.0013 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

Ra , RH を用いると、逆流が存在する場合の碎波水深あるいは碎波波高から同じ水底勾配、沖波条件での流れの無い場合の碎波水深あるいは碎波波高が計算され、これらの値は合田の碎波限界式を満足するであろうから、 $(Hb)_{nc}$, $(db)_{nc}$ を H_0/RH , db/Ra と書き直した合田の式は次式となる。

$$\frac{H_b}{R_H} \frac{1}{L_0} = 0.17 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi}{L_0} \frac{d_b}{Ra} (1 + 15S^{4/3}) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (8)$$

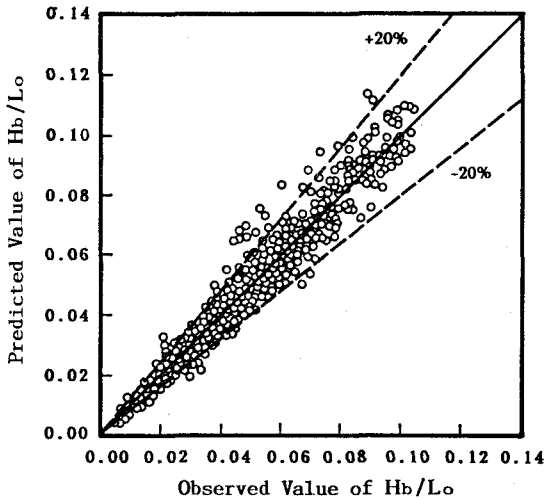


図-2 R_H, R_d を用いた計算値と実験値との比較

図-2は式(8)による H_b/L_0 の計算値と実験値を比較したものであり、全般的に良い一致がみられる。

このように合田の式と R_d, R_H から逆流が存在する場合の砕波水深と砕波波高の関係を表すことができるが、 ε を計算するには沖波波形勾配が必要であり、砕波限界式としては使いにくい場合もある。そこで、砕波点の量を用い、 ε と類似する以下に示す二つのパラメータを定義する。さらに、逆流が存在する場合の限界式を式(11)、(12)のように仮定する。これらの式は専ら経験的表現法として簡便であるように仮定された。

$$\varepsilon_H = \frac{q^*}{H_b/L_0} \sqrt[4]{S} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\varepsilon_d = \frac{q^*}{d_b/L_0} \sqrt[4]{S} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{H_b}{L_0} = 0.17 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d_b}{L_0} (1 + 15 S^{4/3}) \right\} \right] \times C_1(\varepsilon_H) \quad \dots\dots\dots (11)$$

または

$$\times C_2(\varepsilon_d) \quad \dots\dots\dots (12)$$

パラメータとそれに対応する補正式を二通り定義した理由は、ある波高に対する砕波水深を求める場合には波高のみの関数となり、逆にある水深での最大波高を見積もる場合には水深のみの関数とした方が使い易いと考えたからである。実験結果から $C_1(\varepsilon_H)$ 、 $C_2(\varepsilon_d)$ を計算したのが、図-3、4である。 C_1, C_2 は $\varepsilon_H, \varepsilon_d$ に対しかなり広い範囲の値をとるが、全体的傾向は図中の実線で近似され、次のような関係が得られる。

$$C_1(\varepsilon_H) = \begin{cases} 0.4 + 0.7 \exp(-300\varepsilon_H) & \varepsilon_H \geq 0.0005 \\ 1.0 & \varepsilon_H < 0.0005 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

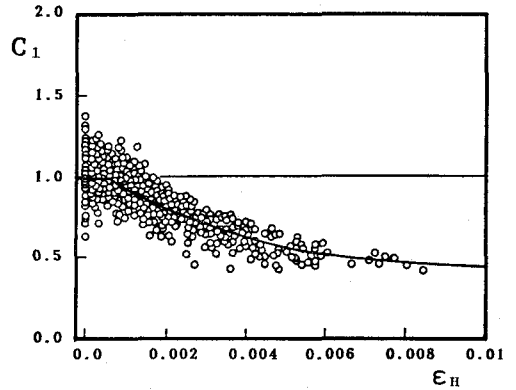


図-3 C_1 と ε_H の関係

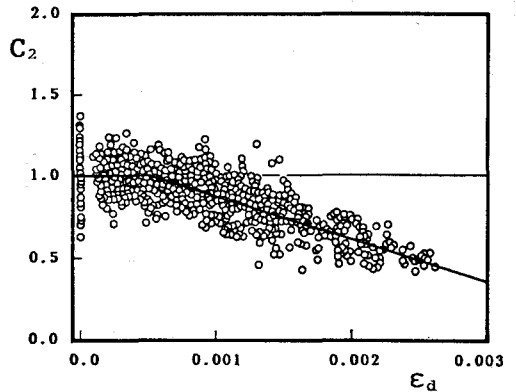


図-4 C_2 と ε_d の関係

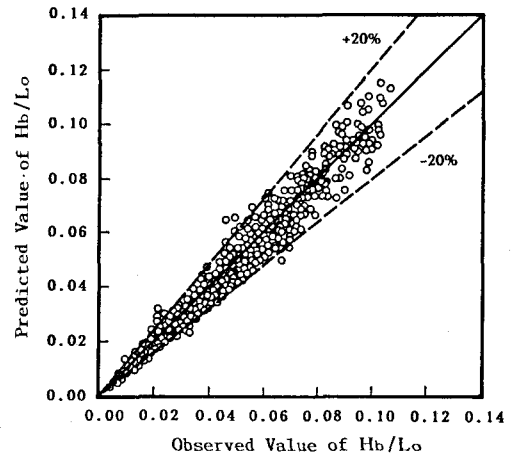
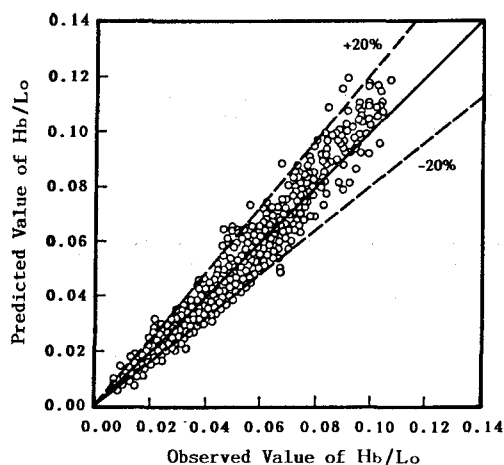


図-5 C_1 を用いた計算値と実験値との比較

$$C_2(\varepsilon_d) = \begin{cases} 1.13 - 260\varepsilon_d & \varepsilon_d \geq 0.0005 \\ 1.0 & \varepsilon_d < 0.0005 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (14)$$

H_b/L_0 に関して実験値と計算値を比較したのが 図-5 (C_1 による) と 図-6 (C_2 による) である。どちらのパラメータを用いても、ほとんどの場合で計算値は実験



図—6 C_2 を用いた計算値と実験値との比較

値の $\pm 20\%$ 以内にあり、砕波が極めて不安定な現象であることを考えると妥当な近似であるといえる。このように、合田の砕波限界式を ε_H , ε_a の関数である C_1 , C_2 により補正するという簡単な方法で逆流が存在する斜面上での砕波限界を表現することができた。

5. 結 語

本研究では、著者らの行った実験の結果を再整理し、逆流が存在する斜面上の浅水波の砕波に適用できる形に、合田の砕波限界式を拡張した。最大で 20% 程度の誤差がみられるが、不安定性の強い現象である砕波を対象としたものとしては満足できる結果である。なお、本研究での結果を適用できるのは堺ら(1988)の図—2に示す沖波波形勾配及び無次元単位幅流量の範囲内である。

本研究は著者の一人、堺がアメリカ合衆国 Delaware 大学滞在中に行ったものであり、滞在中の I. Svendsen 教授並びに R. Dalrymple 教授のご好意に感謝致します。また、論文作成に当たり岩手大学工学部笹本誠技官の協力を得たことを記し、ここに感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 岩垣雄一・浅野敏之・山中庸彦・永井文博 (1980): 流れによる砕波に関する基礎的研究, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 30~34.
- 合田良実 (1970): 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第 180 号, pp. 39~49.
- 合田良実 (1973): 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, Vol. 12, No. 3, pp. 31~69.
- 堺 茂樹・佐伯 浩・尾崎 晃 (1983): 一樣流を伴う有限振幅波理論の適用性, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 64~68.
- 堺 茂樹・平山健一・佐伯 浩 (1988): 一樣勾配斜面上の浅水波の砕波に及ぼす逆流の影響の表示法, 土木学会論文集, 第 393 号, II-9, pp. 43~48.
- 佐藤慎司・尾崎元久・柴山知也 (1988): 二成分合成波の砕波限界と長周期変動の相互関係に関する研究, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 187~191.
- 渡辺 晃・原 哲・堀川清司 (1983): 重合した波浪場における砕波について, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 5~9.
- Dally, W. R. and R. G. Dean (1986): Transformation of random breaking waves on surf beat, Proc. 21st Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 109~123.
- Dalrymple, R. A. and R. G. Dean (1975): Waves of maximum height on uniform currents, J. Waterways, Harbors and Coastal Eng. Div., Proc. ASCE, pp. 259~268.
- Tsuchiya, Y. and T. Yasuda (1985): Cnoidal waves in shallow water and their mass transport, Advances in Non-Linear Wave, Vol. 2, Research Notes in Mathematics, Pitman Press, p. 352.
- Yu, Y. Y. (1952): Breaking of waves by opposing current, Trans. A.G.U., Vol. 33, No. 1, pp. 39~41.