

流れを遡る津波の砕波機構に関する研究

The Study on the Wave -Breaking Mechanism of Tsunami Against Flow

笠原健治¹・藤間功司²・嶋原良典³

Kenji KASAHARA, Koji FUJIMA and Yoshinori SHIGIHARA

The ratio of water surface velocity to wave celerity is applied as the wave-breaking criteria, and the hydraulic experiment is carried out to clarify the relationship between Froude number and the wave-breaking criteria. The estimation method of wave-breaking criteria including flow effect is proposed and its validity is confirmed by comparing to the experimental result. In addition, we study the governing equation, space grid size and scheme of advective term in order to express the transformation of flow-ascending tsunami adequately in numerical simulation.

1. はじめに

津波は沿岸域に被害を及ぼすだけではなく、河川に侵入・遡上し、河口から数km上流の地点においても被害を及ぼす可能性がある。河川における津波被害の形態として、橋梁等の構造物の破壊、船舶に代表される河川係留物の流出及び越流による氾濫等が考えられる。特に、河川を遡上する津波が砕波し、砕波段波となって遡上する場合や構造物に到達する直前で砕波が生じた場合、構造物には大きな衝撃波力が作用し、コンクリート壁ですら破壊される可能性がある。(有川ら, 2007)

したがって、河川中を遡る津波の砕波波高及び砕波位置を精度よく予測することは構造物の設計やハザードマップの作成において極めて重要であるといえる。

既往の研究により、静水中を伝播する津波の砕波限界(松山ら, 2006)や、砕波することなく逆流場を遡上する津波の挙動(安田, 2007)は明らかになりつつある。しかし、逆流場を遡上する津波の砕波現象に関する研究は殆ど行われておらず、本現象の解析手法に関する知見の蓄積が求められている。

本研究では砕波限界に水表面流速波速比 u_s/C を採用し、水理実験により一様流を遡上する津波の砕波限界を明らかにするとともに、実験値との比較を通じ、提案する砕波限界算定式の適用性について検討を行った。また、有限差分法による実験の再現計算を通じて、河川を遡上する津波の数値計算に適した支配方程式、空間格子間隔、移流項の差分精度について検討を行った。

2. 水理実験

(1) 実験装置の概要

本実験で使用した実験装置は、図-1に示す全長19m、幅0.4m、高さ0.3mの矩形断面水路である。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まで昇降ハンドルを用いて無段階で変化させることができる。造波はフラップ型造波装置で行う。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、ポンプを作動させることにより水路内の水を循環させ、河川流を模擬することができる。

水路底面は鋼板であり、Manningの粗度係数は0.01～0.012 ($s/m^{1/3}$)である。この値はプロベラ流速計により水路を流下する流れの流速を測定し、Manning式から算定した。

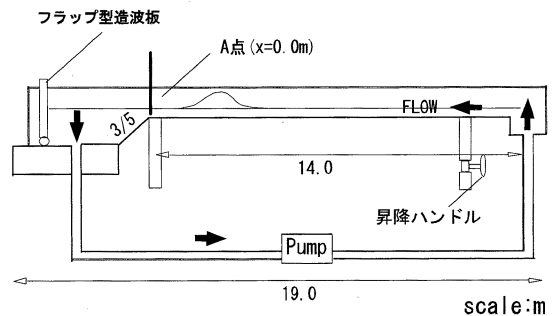


図-1 実験装置の概要

(2) 実験条件及び方法

水理実験は水路勾配、流量、水深、入射波高、入射波周期を変化させ、25ケース行った。なお、いずれのケースも水路の途中で砕波した。実験条件とその観測諸量を表-1に示す。表中、 I は勾配、 Q は流量、 h_0 及び H_0 は図-1 A点での水深と波高、 T_0 は入射波の周期、 H_b は砕波時の波高である。

可変勾配区間の入り口(図-1 A点)を進行方向の基

1 学生会員 防衛大学校理工学研究科博士前期課程
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

準 ($x=0m$) として, 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. 測定には容量式波高計 (ケネック製) を用い, サンプル周波数は500Hzとした. 入射波を目視で追跡し, 砕波位置の測定を行った.

実験から砕波時の水表面流速波速比 u_s/C を求めるには, 砕波直前の波峰の水平方向流速 u_s と波速 C を測定する必要がある. u_s については波峰の高さにプロペラ流速計を設置して測定した. C については1m間隔で設置した2本の波高計間を波峰が通過する時間をもとに算定した.

表-1 砕波を起こす実験条件

Case	I	$Q(m^3/s)$	$h_0(cm)$	$H_0(cm)$	$T_0(s)$	$H_b(cm)$
1	1/100	0.0025	17.0	2.9	2.5	4.3
2		0.0025	17.0	2.3	3.3	4.8
3		0.0025	17.0	3.2	2.5	5.6
4		0.0025	17.0	2.7	2.2	5.0
5		0.0025	17.0	2.1	2.2	4.1
6		0.0025	16.0	2.3	2.3	4.5
7		0.0025	16.0	2.6	2.7	4.9
8		0.0	16.0	2.5	2.6	4.2
9		0.0012	16.0	2.4	2.5	5.0
10	1/150	0.0	16.0	2.9	2.5	5.4
11		0.0075	16.0	2.0	2.6	3.2
12		0.0050	16.0	2.1	2.5	3.5
13		0.0025	16.0	2.0	2.5	3.8
14		0.0025	16.0	3.1	2.5	5.2
15		0.0050	16.0	3.3	2.6	4.9
16		0.0075	15.0	2.8	2.7	4.6
17		0.0050	15.0	2.6	2.9	4.7
18	1/200	0.0075	14.0	3.3	2.2	3.5
19		0.0100	14.0	3.7	2.3	3.2
20		0.0125	14.0	3.6	2.4	2.8
21		0.0012	14.0	2.8	2.2	5.5
22		0.0050	14.0	3.1	2.1	3.6
23		0.0075	14.0	3.2	2.2	2.9
24		0.0100	14.0	3.4	2.3	2.7
25		0.0	14.0	3.0	2.5	5.7

3. 実験結果及び解析

(1) 流れの影響を考慮した u_s/C 算定式

水位時系列データをもとに u_s/C を算定する式を導く. 既往の研究 (土屋ら, 1975) によれば, 流れ場を伝播する波の諸量 (波速 C , 線流量 M) は同様の波が静水中を伝播する際の諸量 (波速 C_0 , 線流量 M_0) に流れの影響 (流速 V) を線形的に付加したものに近似できる. 図-2 は波と流れ共存場の模式図であり (η : 水位, h : 水深), 式(1)のように流れの影響をモデル化する. 式(2)は水位 η が (C_0+V) で進行するときの波動方程式であり, 式(3)は長波理論における連続の式である. 式(2)と(3)を連立し, $\eta=0$ のとき, $M=Vh$ とすれば式(4)が得られる.

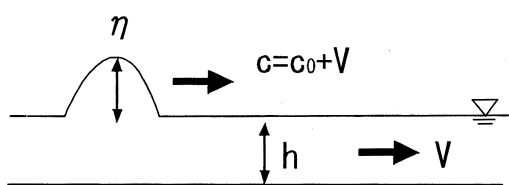


図-2 波と流れ共存場の模式図

$$c = c_0 + V \quad (1) \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = -(c_0 + V) \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \quad (3) \quad M = (c_0 + V)\eta + Vh \quad (4)$$

砕波する条件下, つまり波高水深比 $\varepsilon \sim 1$, 相対水深 $\sigma \ll 1$ では藤間ら (1986) によると, 水表面の水平方向流速 u_s は以下のように表される.

$$u_s = \bar{u} - \frac{D}{3} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \quad (D = \eta + h) \quad (5)$$

ここに, $\bar{u}$ は断面平均流速 ($= M/D$), D は全水深である. 式(5)に, 式(4)を代入し, 式(2)を用いて変形を行うと水位時系列データをもとに u_s/C を評価する以下の式を得る.

$$\frac{u_s}{c} = \frac{\eta}{D} \frac{h}{3D(c_0+V)^2} \frac{c_0}{c_0+V} \left\{ D \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - 2 \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right\} + \frac{Vh}{D(c_0+V)} \quad (6)$$

これにより, 砕波位置の直前において水位時系列を測定することで同位置の u_s/C の時系列を得ることができ, その最大値を砕波限界とする. なお, 式(6)の破線は松山ら (2006) の式に比べ, 流れの影響を考慮することによって付加された項である.

(2) 実験値と算定値の比較

表-1の各ケースにおいて, プロペラ流速計で測定した波峰の流速から算出した u_s/C と, 砕波点直前の水位時系列を基に式(6)を用いて算出した u_s/C を比較したものが図-3である. なお, 横軸は砕波点におけるフルード数とする. 式(6)右辺の (C_0+V) は砕波点とその1m手前に設置した波高計間を波峰が通過する時間をもとに算出した実験値である. 図-3から, 実験値と, 水位時系列を用いて式(6)から算定した値はよく一致しており, 式(6)により, 流れがある場合の砕波限界を評価することができるといえる. また, 砕波限界はフルード数の増加に伴い, やや増大し, $Fr=0.1$ 付近を境に減少に転じる. 水表面流速と波高は概して比例の関係にあるから, フルード数が0.1程度よりも大きくなると, 遡上する波はより小さな波高で砕波するといえる. これは, 流れを遡る波の波高は流れが緩やかな場合は増幅し, 流れが速くなると減衰に向かうという既往の研究 (佐藤, 1975; 安田, 2007)

と定性的に一致している。実際の河川、特に河口から数kmの区間におけるフルード数は概ね0.1以下である。したがって、河川を遡上する津波の数値計算において碎波限界として $u_s/C=0.6$ を用いても大きな支障はないといえる。式(6)は $V=0$ とすれば松山ら(2006)の式と一致するため、流れのある、なしに関わらず、一元的に適用することができる。図-4は流れがない場合の適用性について、松山らの実験値との比較を行った結果であり、式(6)は流れがない場合にも適用可能であることを示している。Case8,10及び25は静水中を伝播するケースであり、その実験結果から、碎波位置における波高水深比と相対水深を求めると、これらの値は合田(2007)の波高水深比に関する碎波限界とよく一致する。なお、一連の水理実験において、水路勾配と碎波限界に関係を見ることはできなかった。

4. 数値計算

(1) 流れを遡る津波の数値モデル

以下の4つの支配方程式を用いて数値計算を行い、それぞれの計算結果を水理実験結果と比較した。水理実験において、伝播する波は非線形性と分散性の影響により、波形が急峻になり、波高が増幅して碎波に至る。式(7)の浅水理論は鉛直方向に対する運動は一様であるという静水圧近似をすることで導かれる。したがって、流れを遡る津波の波形と波高の変化を再現することは困難であ

る。

一方、波形曲率に起因する鉛直方向加速度の効果を浅水理論に付加したものが非線形分散波理論である。式(8)及び式(9)は津波の数値計算で多用される鉛直積分型のPeregrine式及びMadsen-Sorensen式である。式(10)は分散項に非線形性を考慮した後藤の式である。なお、 $c_0 = \sqrt{gh}$ である。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + \nu_\beta \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \quad (8)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{2h^2}{5} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + \frac{gh^3}{15} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \nu_\beta \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \quad (9)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{D^2}{3} \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + \nu_\beta \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} \quad (10)$$

式(8)~(10)の右辺第2項は岩瀬ら(2001)の碎波減衰項である。 ν_β は渦動粘性係数であり、 $\nu_\beta = 0.23\sqrt{gD}\eta$ で表される。なお、連続の式は式(7)~(10)のいずれにおいても式(3)で示される。運動の式において線形項は2次精度の中心差分で差分化し、移流項は式(7)では1次精度の風上差分を、式(8)~(10)では2次精度の風上差分を用いた。また、式(8)~(10)では、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, 1997)を用いた。

(2) 水理実験の再現計算

河川流を模擬するため、初期条件として全ての計算格子点に線流量を与えた。上流端境界条件として計算ステップごとに流量を与え、下流端境界条件には図-1 A点で測定した水位時系列を強制入射として与えた。碎波減衰項は u_s/C が碎波限界を超えた波峰点を中心に前後の波谷まで与え、対象とする波峰の波高水深比が0.55になるまで付加し続けた。各実験の再現計算では碎波限界を一律に $u_s/C=0.6$ にするのではなく、各実験において式(6)から求めた碎波限界を用いている。本稿提出後の研究において、 $u_s/C=0.6$ として各実験の再現計算を行うと、碎波波高について実験値と計算値の誤差が最大30%程度になり、式(6)を基にした碎波限界あるいは、図-3の回帰曲線を碎波限界として用いると、いずれのケースでも碎波波高誤差が10%以内に収まることがわかった。空間格子間隔 Δx 、時間格子間隔 Δt は1cm, 0.005sとした。

a) 分散項の影響

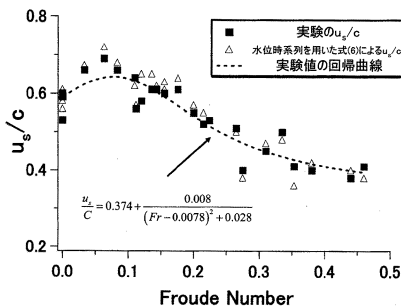


図-3 碎波時の u_s/C とフルード数の関係

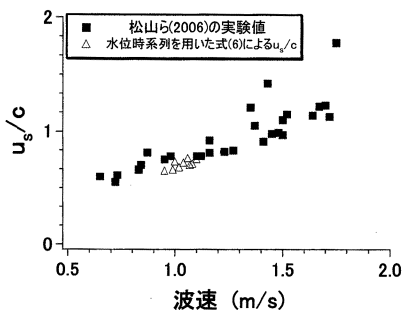


図-4 式(6)から算定した u_s/C と松山らの実験値の比較

図-5はCase15において実験値と式(7)及び(8)の計算値を比較したものである。式(8)を用いた場合、第1波は波高、波速ともによく一致している。一方、式(7)を用いた場合、波高増幅及び波形を再現できないことに加え、第1波先端に高周波成分が発生し、波高を適切に評価することができない。このことから、河川を遡上する津波の数値解析には鉛直方向加速度を考慮したBoussinesq系方程式を用いる必要があるといえる。

b) 分散項の比較

図-6はCase15の $x=10\text{m}$ において、水理実験及び式(8)～(10)を用いた数値計算から得られる時間波形を比較したものである。式(8)及び(9)による結果は波高、波速ともに実験値とよく一致しており、式(10)は波高、波速ともに過小評価になっている。他のケースの比較でも同様の傾向が見られた。岩瀬ら(2002)は、提案されている種々の非線形分散波理論式の津波数値計算への適用性について検討している。その結果、深海域における波数分散現象や浅海域のソリトン分裂波の挙動を再現するには式(8)及び(9)が適しており、ソリトン分裂波の挙動の再現については僅かであるが式(8)が優位であるとしている。また、式(10)は分散項の係数に全水深 $D(=\eta+h)$ を用いており、式中における分散項の寄与が他式に比べ大きいので、波形は幅広になり、波速は小さくすると指摘している。図-6から、流れを遡る津波の数値計算においても岩瀬らの検討結果と同様の傾向があり、同現象の解析においても式(8)及び(9)を用いるのが適当であるといえる。本研究で対象とする、河川をはじめとする流れ場は浅海域で浅であるので以下、式(8)を用いて各種検討を行う。

c) 移流項の精度及び空間格子間隔の影響

紙面の都合上、水路勾配及び流量が互いに異なる3ケース(Case8, 15, 18)のみを取り上げ、その結果を示す。図-7は式(8)において移流項を1次及び2次精度の風上差

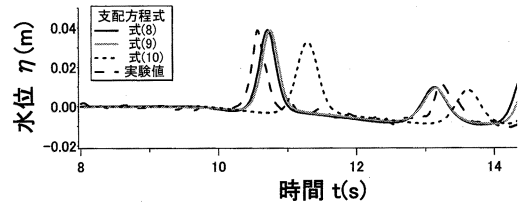


図-6 Case15 10mにおける水位時系列の比較

分として各ケースの数値計算を行い、その結果を実験結果と比較したものである。図中、黒丸(●)は実験における波高計の最大水位を示し、白丸(○)は碎波点の水位を示す。1次精度の風上差分では数値粘性の影響により波高増幅が高計の最大水位を示し、白丸(○)は碎波点の水位を示す。1次精度の風上差分では数値粘性の影響により波高増幅が抑えられ、碎波が遅れていることがわかる。また、波高増幅は抑えられているが、伝播するにしたがって波形は急峻になり、碎波に至る。この結果、実験値よりも小さな波高で碎波している。このことから、碎波波高及び碎波位置を適切に評価するには移流項に高精度の風上差分を用いる必要がある。

図-8は空間格子間隔 Δx が数値計算結果に与える影響を検討するため、式(8)において $\Delta x=0.5\text{cm}$, 1cm , 2cm としてCase8, 15, 18の数値計算を行い、その結果を水理実験結果と比較したものである。 $\Delta x=1\text{cm}$ で計算結果は実験値とよく一致している。 Δx をより細かくしても伝播波形に大きな差異はなく、粗いと波高増幅を十分に再現できない。本実験において、入射波が碎波する直前の波長はいずれのケースにおいても $0.8\sim 1.0\text{m}$ であった。このことから、河川を遡上する津波の挙動を正確に再現するには1波長を80～100分割する必要がある。波高増幅が再現できない主な原因として、 Δx に比例して大きくなる数値粘性が考えられる。

5. 結論

本研究では流れを遡上する津波の碎波限界を水理実験により測定し、提案する碎波限界算定式の適用性について検討を行った。また、水理実験の再現計算を通じ、本現象の解析に適した支配方程式、移流項の精度、空間格子間隔について検討を行った。以下に主要な結論を示す。

- (1) 水理実験から、流れを遡る津波の碎波限界 u_c/C は $Fr=0.1$ 付近を境に増大から減少に転じる。
- (2) 流れを遡る津波の数値計算を行う場合、非線形分散波理論式を用いる必要があり、碎波の再現は従来の流量フラックス拡散型の減衰項が適用可能である。
- (3) 波高増幅を適切に表現するには波長を80～100分割できる空間格子間隔及び移流項に高精度の風上差分を用いる必要がある。

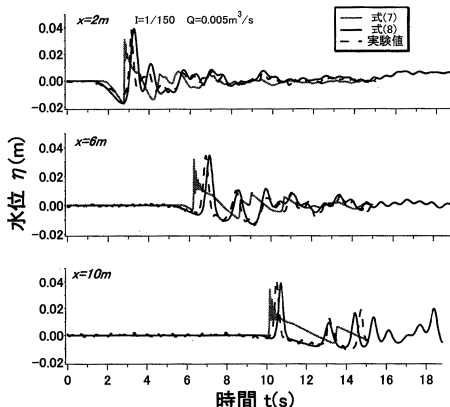


図-5 水理実験と数値計算結果の時間波形の比較 (Case15)

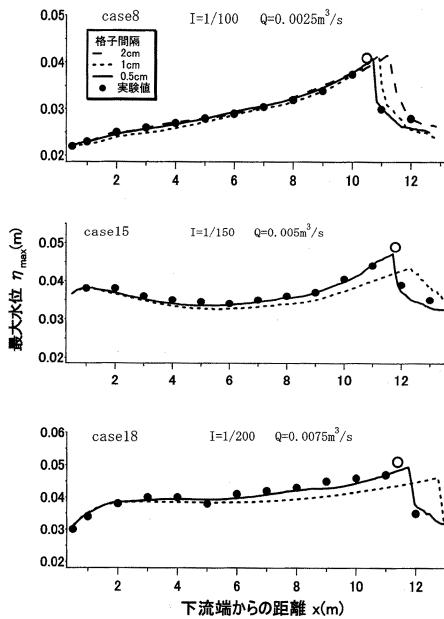


図-7 移流項の精度と最大水位の空間分布

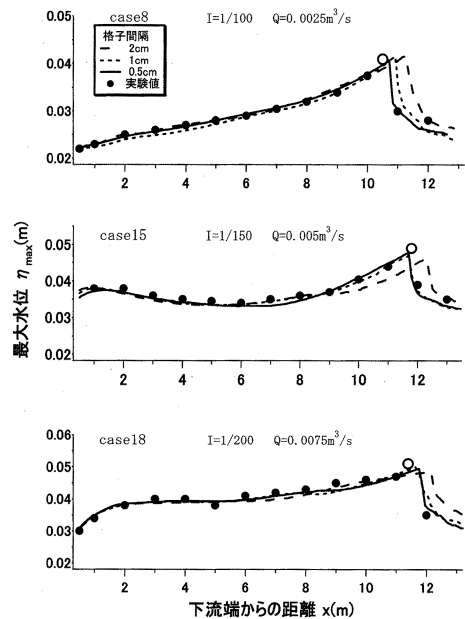


図-8 空間格子間隔と最大水位の空間分布

参 考 文 献

- 有川太郎・中野史丈・大坪大輔・下迫健一郎・石川信隆 (2007)：遡上津波力による構造物の変形・破壊挙動の検討，海岸工学論文集，第54巻，pp.841-845
- 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・三上敏文・後藤智明・藤間功司 (2002)：津波の伝播計算を対象とした非線形分散長波式の比較，土木学会論文集，No.705/II-59，pp.129-138
- 合田良美 (2007)：工学的応用のための砕波等軽量データの再整理，海岸工学論文集，第54巻，pp.81-85
- 佐藤道朗 (1975)：不等流を遡る波の波高変化に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第242号・1975年10月，

pp.15-29

- 土屋義人・安田孝志 (1975)：一様流を伴う有限振幅波の理論，第22回海講論文集，pp.29-34.
- 原信彦・後藤智明 (1997)：2段階混合差分法による非線形分散波の数値計算，東海大学紀要工学部，Vol.37, No2，pp.101-107
- 藤間功司・後藤智明・首藤伸夫 (1986)：非線形分散波式の精度の検討，土木学会論文集，第369号/II-5，pp.223-232
- 松山昌史・池野正明・榊山勉・武田智吉 (2006)：大陸棚上における津波のソリトン分裂と砕波に関する研究，電力中央研究所報告，N05045
- 安田浩保 (2007)：不等流を遡る波状性を有する長波に関する水理実験とその数値計算，津波工学研究報告，第24号，pp.101-107