

傾斜壁における越波量と反射率について

仲 山 高 志*・水 口 優**

1. はじめに

波が斜面上を遡上し越波すると、非碎波の場合でもそのエネルギーの一部を失い完全には反射されない。よって部分重複波が形成されていると考えてよいであろう。最近、最も単純な場合である鉛直壁においてではあるが、壁直前での入射波、越波量および反射波を直接的に関連づけたモデルが提案され(Mizuguchi, 1993)、水理実験によってその妥当性が確認された(横山・水口, 1993)。

本論文では、一様勾配斜面上の有限振幅重複波理論である Carrier・Greenspan (1957) の解を部分重複波解に拡張(以下、拡張 C・G 解とする)し、傾斜壁における越波問題への適用を試みる。方法としては Mizuguchi (1993) に従い、反射率と越波量をエネルギー的に関係づけることにより両者が入射波条件から容易に算定できるモデルを取り上げ、そのモデルの越波時の理論波形として本論文の拡張 C・G 解を用いることにする。さらに、本モデルの妥当性について実験的に検討する。

なお、高田 (1970) は越波量と反射率について入射波条件、斜面勾配を媒介としてその関係を探っている。しかしながら、越波量と反射率の関係を直接的に扱った例はない。ただし、斜面勾配と越波量の関係では荻原 (1993) による数値モデルも提案されているが、定性的には現象をよくあらわしているものの実験値との適応度は低く、現状として実用性があるとは言えない。

2. 部分重複波解の越波問題への適用

2.1 越波量と反射率モデル (Mizuguchi, 1993) の概要
モデルは入・反射波と越波のエネルギーの関係に着目したもので、結果は次式で与えられる。

$$H_1^2 \sqrt{h} f_{2i} = H_1^2 \sqrt{h} f_{2r} + \frac{2\sqrt{2}}{3T} \int_{\xi_0 > H_0} \xi_0 (\xi_0 - H_0)^{\frac{2}{3}} dt \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 f_2 は一次のクノイド波理論における波高と波のエネルギーを結び付ける係数であり、微小振幅波では、1/8 である。また、 H 、 T は斜面直前の一様水深部での波

高、周期、 h は水深、 ξ_0 は越波時の水面波形で斜面上での入・反射波の水位の和として表され、 H_0 は天端高である。添字の i 、 r はそれぞれ入、反射波の諸量を意味する。すなわち、反射率はその値が ξ_0 に含まれていることに注意すれば、 H_i 、 T 、 h 、 H_0 より求めることができる。理論波形 ξ_0 として拡張 C・G 解を用いる。一様水深部においては一次のクノイド波理論を用いている。なお、越波量は従来通り堰の越流公式において縮流なしとしたものより求めるものとする。

2.2 斜面上の有限振幅部分重複波解 (拡張 C・G 解)

C・G 解のうち完全重複波解は理論としては有名である。ここでは、Mei (1983) を参考に部分重複波解を求めた。水位 ζ 、距離 x 、流速 u は以下ようになる。

$$\zeta = -s \left(x - \frac{\sigma^2}{16m} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$x = \frac{u^2}{2m} + \frac{\sigma^2}{16m} + \frac{\psi_1}{4} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$u = \frac{m}{\sigma} \psi_\sigma \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\psi = \frac{8g}{\omega} A \left[\left(\frac{1+K_r}{2} \right) J_0 \left(\frac{\omega\sigma}{2m} \right) \cos \left(\frac{\omega\lambda}{2m} \right) - \left(\frac{1-K_r}{2} \right) Y_0 \left(\frac{\omega\sigma}{2m} \right) \sin \left(\frac{\omega\lambda}{2m} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\sigma = 4\sqrt{g(\zeta+h)}, \quad \lambda = 2(u-mt) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $m = sg$ (s : 斜面勾配、 g : 重力加速度)、 ψ : 流れ関数で添字は偏微分を示す、 A : 遡上振幅、 K_r : 反射率、 ω : 角周波数、 J_0 、 J_1 、 Y_0 、 Y_1 はそれぞれ 0 次、1 次のベッセル、ノイマン関数、 t : 時間である。ここで、時間と空間の変数が変換されていることに注意されたい。また、この解はノイマン関数の性質から $\sigma \ll 1$ で発散してしまう。これは、汀線付近ではこの解が成立しないことを示している。しかし、越波のように原点で入射波のエネルギーの一部が吸収されるとみなされる場合は少なくとも $\sigma \ll 1$ を除いては (2)、(3)、(4) 式が成立するはずである。なお、 $\sigma = 0$ の特異点については外挿することで回避するものとする。以上拡張 C・G 解とする。なお、理論越波波形は (2) 式における固定点 (天端位置) で

* 工修 (株)キタック技術第2部(前中央大学大学院)

** 正会員 工博 中央大学理工学部土木工学科

の時間波形である。

ところで、C・G 解には変数変換の一意性から解の適用範囲がある。これは、物理的には砕波現象に対応すると考えられている。ただし、ここでいう砕波とは“水面が鉛直になること”である。完全重複波解では、

$$A < \frac{gs^2}{\omega^2} \dots\dots\dots (7)$$

となる。これが C・G 解の変数変換の一意性から見た適用範囲である。一方、Miche (出典は Mei, 1983) は、線型理論に基づいて斜面上の重複波先端の局部的な水面勾配が斜面勾配より急になることができないとして砕波条件式を以下のように導いている。

$$A < 2 \frac{gs^2}{\omega^2} \dots\dots\dots (8)$$

なお、(8) 式はいわゆる完全砕波条件 (波が完全に碎ける) であり、結果として (7) 式の 2 倍になっている。

また拡張 C・G 解の適用範囲については、完全反射の場合は (7) 式と一致し、無反射の場合は完全反射の場合の半分 (岸側に進行する波の振幅のみ) になると仮定して (7) 式を次のように書き換えたものを用いる。

$$A < \left(\frac{1+K_r}{2} \right) \frac{gs^2}{\omega^2} \dots\dots\dots (9)$$

2.3 遡上振幅と入射波振幅との接続

C・G 解は浅海域でのみ適用可能であり、入射波と接続する必要が生じる。Mei (1983) によれば、岸側で成立する C・G 解の沖側の漸近解と、沖側で成立する緩勾配斜面上の進行波の岸側の漸近解とで解を水位変動の振幅に關して接続している。結果は以下の式ようになる。

$$A = \frac{A_c}{K_s} \left(\frac{2\pi}{s} \right)^{\frac{1}{2}} \left(K_s = \frac{A_c}{A_\infty} \right) \dots\dots\dots (10)$$

ただし、 A_c : 接続点での振幅、 K_s : 浅水係数、 A_∞ : 入射波の沖波振幅である。なお、括弧内の式の関係は沖波の振幅と接続点での振幅を水深変化による浅水変形を考慮してエネルギー的に結びつけているものである。結局、浅海域での入射波と C・G 解との接続は沖波を経由することになる。しかし、この式では勾配がきつくなると非現実的な値になってしまう (鉛直壁ならば、壁直前の振幅は入射波振幅の 2 倍とならなければならない)。これをうまく解決しているのが Shuto (1972) による方法で、これは一様勾配斜面領域の線型長波と、一様水深領域の微小振幅の長波とを水粒子の運動に注目して接続しているものである。これによると条件式は以下ようになる。

$$A = 2A_c \left[J_0^2 \left(\frac{4\pi h}{sL} \right) + J_1^2 \left(\frac{4\pi h}{sL} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 h : 接続点での水深、 $L (= \sqrt{g h} T)$: 波長である。

また、(7) 式から明らかなように勾配が緩いと変数の一意性が破綻する、すなわち砕波することになる。しか

し、斜面上での砕波は主に波が引くときに起こり、すなわち、越波現象のように波が打ち上がる方にはある程度拡張可能である。Guza et al. (1984) によると、重複波領域から砕波領域までの遡上振幅と入射波振幅の接続は次の式ようになる。

$$\epsilon_s = \epsilon_i \quad (\epsilon_i < 1) \dots\dots\dots (12)$$

$$\epsilon_s = \sqrt{\epsilon_i} \quad (1 < \epsilon_i < 9) \dots\dots\dots (13)$$

$$\epsilon_s = 3 \quad (\epsilon_i > 9) \dots\dots\dots (14)$$

ただし、

$$\epsilon_s = \frac{A\omega^2}{gs^2}, \quad \epsilon_i = \frac{H_i\omega^2}{2K_sgs^{5/2}} \dots\dots\dots (15)$$

ϵ_s はいわゆる surf similarity parameter である。(12) 式は (7) 式の条件のもとで (10) 式が成立することを意味している。そして (13) 式は砕波により打ち上げ高の増加が緩やかになること、やがては (14) 式で頭打ちすることをそれぞれ示している。以上の結果を用いて遡上振幅と入射波振幅を接続した結果を図-1 に示す。浅海域ということで一様水深部の相対水深を $h/L = 0.0723$ としている。この入射波条件では勾配 s がおよそ 1 より急な場合、(10) 式の結果は不合理となる。これは (10) 式が単にエネルギー的に解を接続しているからである。それに対し (11) 式は境界での水粒子の運動を考慮して解を接続しているので現象をうまく表していると言える。以上の結果より勾配が急な場合には (11) 式を、重複波領域では (10) 式 ((12) 式と同じ) を、砕波領域では (13)、(14) 式を用いることにする。

斜面勾配が緩くなると越波する前に砕波が発生し、つまり (1) 式において砕波によるエネルギー損失を考慮

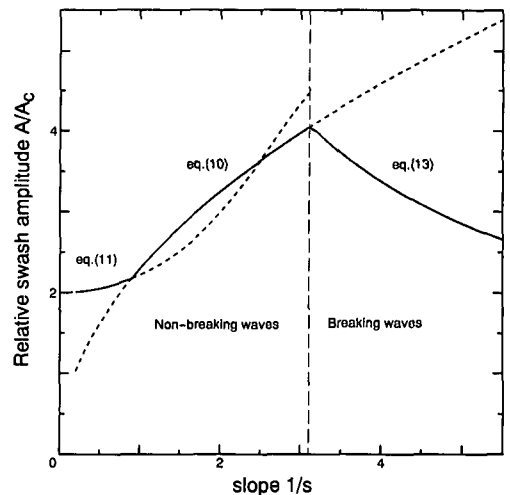


図-1 相対遡上高と傾斜壁勾配 (図中の破線は式 (10) の、実線は式 (11)、(10)、(13) の結果である。)

しなければならない。ただし、ここでは傾斜壁上での碎波の取り扱いを以下のように考えることにする。すなわち“ある斜面勾配で碎波が起きる場合、その限界以上の波が入射しても越波に寄与するのは限界波の持つエネルギーであり、入射波のエネルギーと限界波のエネルギーの差が碎波によるエネルギー損失となる”である。なお、碎波による平均水位上昇は考慮していない。

3. 越波量, 反射率に関する実験

3.1 1/2 勾配の傾斜壁での実験

モデルの妥当性を検討するために水理実験をおこなった。まず、理論越波波形として拡張 C-G 解を用いることの妥当性を検討するために 1 種類の傾斜壁勾配 (1/2) に着目した。なお、この勾配を選んだ理由としては、(1) C-G 解は非碎波の条件で成立すること、(2) “越波量を最大にする勾配と斜面上で碎波する限界勾配は一致する”という過去の研究 (例えば高田, 1970) に基づき、以下に示す実験条件においてはその勾配が 1/2~1/3 となることの 2 つの理由からである。

実験装置としては、中央大学理工学部土木工学科水理実験棟内の幅 30 cm, 長さ 20 m の 2 次元波動水槽に図 2 に示すように一様水深部を設け、高さ 7.6 cm, 勾配 (1/2) の傾斜壁模型を設置した。入・反射波の測定のために、前面沖側の新容量式水位計 (正豊工学製, 以下水位計とする) を、その横にレーザー・ドップラー式流速計を設置した。越波量は集水タンク中に水位計 (④) を、越波波形は傾斜壁の頂上部に波高計 (③) を差し込むようにセットし、電氣的に計測した。電氣的なデータの取得はノート型のパソコンに AD 変換ボードを装備して行った。合わせて、高速ビデオカメラを用いて、越波時の水面形を観察した。

実験条件は以下の通りである。波は規則波である。また、実験のスケールは、横山・水口 (1993) の時間にして 1:0.53, 長さにして 1:0.28 とし、フルード相似則を適用し実験条件を決定した。その結果より周期 T は 0.81 s に固定し、水深 h を 3 種類 (5.5, 6.1, 6.7 cm) とし、入射波高を約 1-3 cm の範囲で変えて計 30 ケースとした。なお、予備実験として鉛直壁の場合について実験を行い、越波量, 反射率が横山・水口 (1993) の結果とほぼ一致することを確認している。

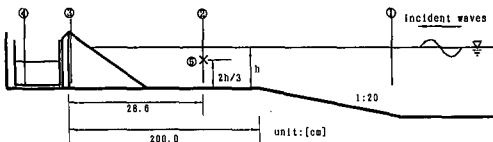


図-2 実験装置図

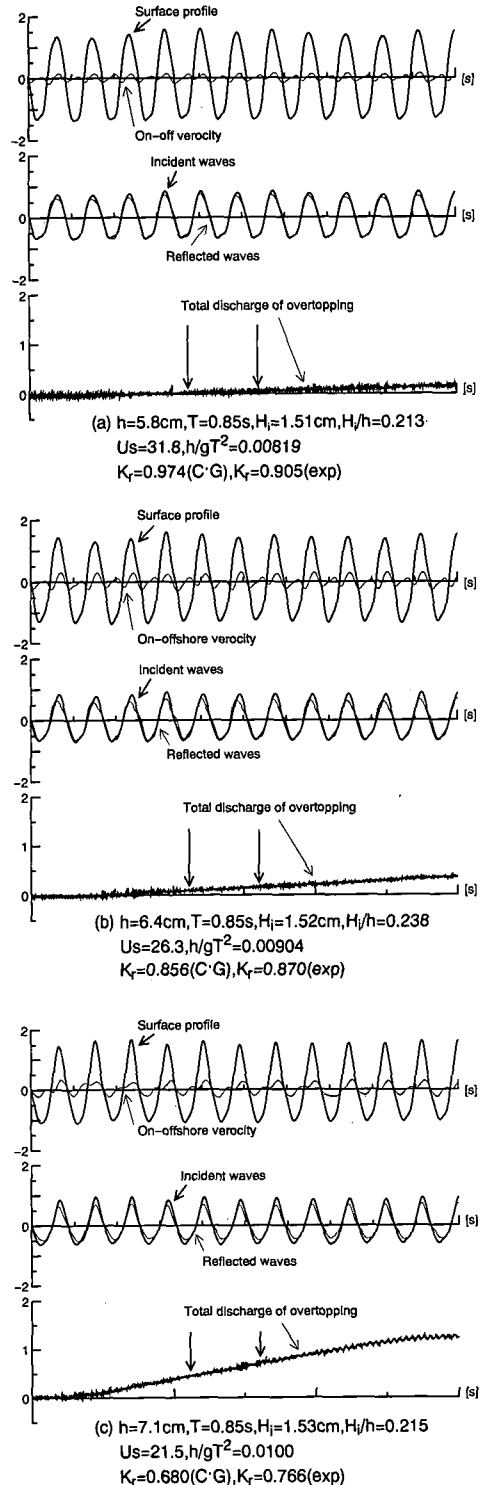


図-3 水面形, 流速変動, 越波量の生データと, 分離後の入射波形, 反射波形 (縦軸の単位は流速については $\times 10$ cm/s, 越波量は $\times 100$ cm^2/s , 水位は cm である。なお、越波量の時系列において有効測定時間の範囲を太矢印で示す。)

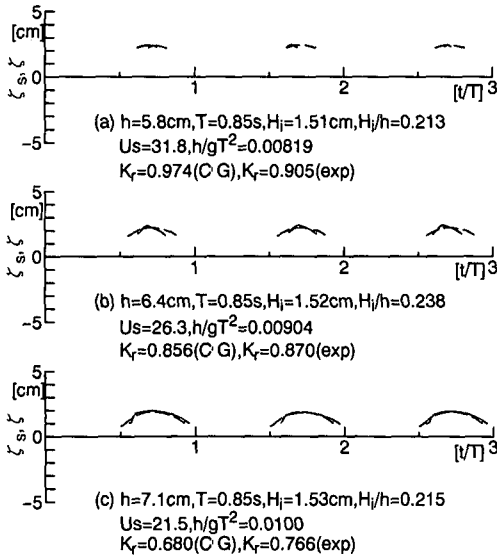


図-4 越波波形の生データとC・G解による理論越波波形(横軸は時間で、周期で割ってある。(a), (b), (c)は同じ入射波条件で水深(天端高)を変えたケースである。図中の実線は実験値を、点線は拡張C・G解の越波波形である。)

入射波高、反射率は、同一地点での水位と水平流速の変動(②と⑤)を測定し、久保田ら(1989)の疑似非線型長波理論に基づく分離手法を用いて算定した。測定は、造波開始直後から、造波板から再反射が返ってくるまでの間(約50秒間)でおこなった。

3.2 結果と考察

図-3は生データおよび入射波分離の例である。それぞれのケースとも分離の状況は良好である。また、一様水深部の水深が深くなる(天端高が低くなる)にしたがって反射率は減少し、越波量が増加する(時系列のうち、越波量を示す直線の傾きが大きくなる)ことが読みとれる。

図-4は越波波形の時系列について拡張C・G解と実験の結果を比較したものである((a), (b), (c)の条件は、図-3のそれと対応している)。実験値については、波峰付近の形状はどのケースについても同じであるが、越波継続時間の違いから水深が深いほど(天端高が低いほど)越波しやすいことがわかる。また、理論越波波形もその傾向をうまくあらわしている。ただし、全体的に表面張力の影響がみられる。

図-5は、反射率・越波量に関してモデルと実験の結果を比較したものである。なお、越波量は以下のような量、 q_i で無次元化してある。

$$q_i = \frac{H_i}{2\sqrt{gh}} \dots\dots\dots (16)$$

この結果から、まずモデルとして傾斜壁の場合は鉛直壁

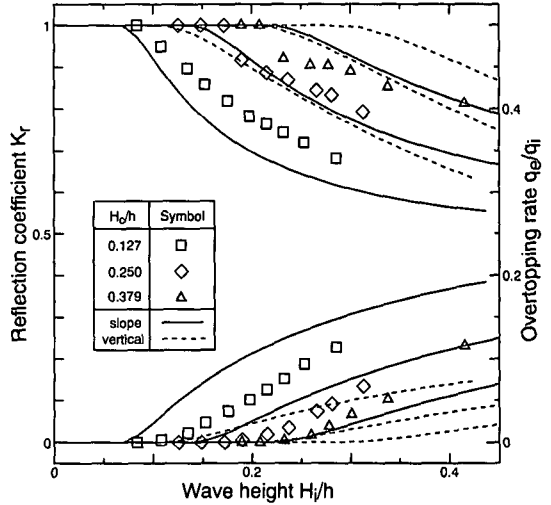


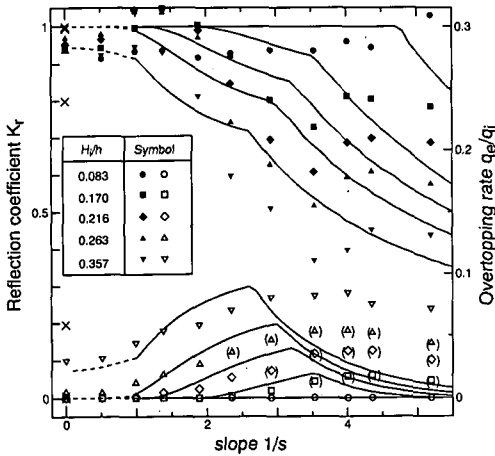
図-5 反射率、越波量と相対入射波高(上方は反射率で左軸の目盛り、下方は越波量で右軸の目盛りに対応する。図中の実線は本モデルを、破線はMizuguchi, 1993の鉛直壁モデルによるものである。)

の場合と比べ同じ入射波条件でも越波量が増え、反射率が低下する。実験においてもその傾向が現れており、量的に見ても越波量・反射率ともにモデルとの一致は良い。以上の結果より、この斜面勾配では傾斜壁においても越波量と反射率の関係を経験定数なしで直接的に扱うことが出来る。

3.3 傾斜壁勾配を変えた場合の実験

次に傾斜壁勾配を変えて実験を行った。ただし、縮尺による表面張力の影響を防ぐために実験のスケールを大きくした。そのために今度は水路全体が一様な深さ(50cm)の二次元波動水槽(ただし、ピストン型造波装置)に、高さ25.7cm、斜面勾配が11種類($s=\infty \sim 1/5$)の傾斜壁模型を設置し、規則波を造波させて行った。また、浅海域の波の場をつくるために造波信号はGoring・Raichlen(1980)に従って一次のクノイド波理論により作成し、造波させた。実験装置、方法は前出と同じであるが、水槽が屋外にあるため、設置の都合上、流速計は超小型電磁流速計とした。実験のスケールは、長さに関しては横山・水口(1993)の実験条件に等しくした。周期 T は2s(横山・水口, 1993は1.32, 1.52s)に固定し、水深 h を1種類(20.5cm)とし、入射波高を約2-8cmの範囲で変えて計55ケースとした。なお、前出の実験と同じ条件($h=20.5$ cm, $T=1.52$ s, $s=1/2$)での実験を行い、ほぼ同じ結果を得ている。データの解析は前出の方法と同じである。

図-6は入射波高を変えたときの傾斜壁勾配と反射率、越波量の関係を示すものである。まず、モデルにお



図一6 反射率、越波量と傾斜壁勾配(上方は反射率で左軸の目盛り、下方は越波量で右軸の目盛りに対応する。図中の実線は本モデルによるものであり、×は鉛直壁モデルの計算値、越波量の()印は斜面上で破波している場合である。なお、 $H_1/h=0.357$ のケースは全て一様水深部において部分重複波状態で破波している。)

いては傾斜壁勾配が緩くなるにしたがって越波量が増大し、反射率は低下する。そして碎波領域にいたると越波量、反射率は共に低下する。実験でもその傾向がでている。ただし、急勾配の場合はC・G解の適用範囲外(長波近似が成立しない領域(図中の破線部))である。また、緩い勾配の場合も実験の結果と理論値の一致度は良くない。これは前述した碎波後のエネルギーのつり合いの考え方に問題があるといえる。つまり、碎波後も入射波のエネルギーは限界波のエネルギー以上に生き残り、それが越波に寄与していることになるが、そうすると拡張C・G解の適用範囲外となってしまう。ところで実験の結果を素直に解釈すると、碎波後も越波量は理論値ほど急激には減少していない。状態としては部分重複波というよりも段波に近い状態となって傾斜壁上を遡上し、越波している。(荻原, 1993は段波としてとらえ特性曲線法を解いている)。また、碎波による平均水位上昇を考慮する必要があるなど、今後の課題である。

4. 結 論

C・G解を斜面上の部分重複波解に拡張し、傾斜壁における越波問題への適用を試みた。方法としては、反射率と越波量を関係づけることにより両者が入射波条件から容易に算定できるモデルを取り上げ、そのモデルの越波

時の理論波形として本論文の拡張C・G解を用いるというようにした。さらにその妥当性を実験的に検討した。

まず1/2勾配に着目して実験をおこなった。波形そのものについては、理論波形は現象をうまくあらわしているといえる。また、モデルとして傾斜壁の場合は鉛直壁の場合と比べて同じ入射波条件でも越波量が増え、反射率が低下する。実験においてもその傾向が現れており、定量的に見ても越波量・反射率ともに越波量が最大になる条件ではモデルとの一致は良く、傾斜壁における越波量と反射率の関係を直接的に扱うことが出来る。

次に傾斜壁勾配を変えて実験をおこなった。まず、モデルにおいては傾斜壁勾配が緩くなるにしたがって越波量が増大し、反射率は低下する。そして碎波領域にいたると越波量、反射率は共に低下する。実験でもその傾向がでている。また、最大越波量を生じる勾配と碎波開始の勾配がほぼ一致していることも確認できた。ただし、急勾配の場合はC・G解の適用範囲外であること、勾配が緩くなり碎波が発生すると越波量を過小に評価する結果となることなど現象に対する考え方も含めて今後の課題である。

参 考 文 献

- 久保田進・水口 優・堀田新太郎・竹沢三雄 (1989): 現地遡上域における反射波の特性, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 120-124.
- 高田 彰 (1970): 波の遡上, 越波および反射の関連性について, 土木学会論文報告集, 第182号, pp. 19-30.
- 土屋義人・山口正隆 (1970): 越波のある場合の重複波の特性について, 海岸工学講演会論文集, 第17巻, pp. 79-84.
- 荻原運弘 (1993): 特性曲線法による傾斜壁遡岸の越波量算定モデル, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 706-710.
- 水口 優 (1991): 浅海域における入・反射波の分離手法について, 海岸工学講演会論文集, 第34巻, pp. 31-35.
- 横山 健・水口 優 (1993): 鉛直壁における越波量と反射率について, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 676-680.
- Carrier, G. F. and H. P. Greenspan (1958): Water waves of finite amplitude on a sloping beach, J. Fluid Mech., Vol. 4 pp. 97-109.
- Goring, D. and Raichlen, F. (1980): The generation of long waves in laboratory, Coastal Eng., pp. 763-783.
- Guza, R. T et al. (1984): Swash on steep and shallow beaches, Proc. of 31th Conf. on Coastal Eng., Vol. 1, pp. 708-723.
- Mei, C. C. (1983): The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, John Wiley & Sons, New York, 740 p.
- Mizuguchi, M. (1993): Wave overtopping rate over a vertical wall and reflection coefficient, CEJ, JSCE, Vol. 36, pp. 37-47.
- Shuto, N. (1972): Standing waves in front of a sloping dike, CEJ, JSCE, Vol. 15, pp. 13-23.