

リーフ上の孤立波の碎波形式と波峯間干渉の影響

岐阜大学 工学部 土木工学科

安田 孝志 (Takashi Yasuda)
陸田 秀実 (Hidemi Mutsuda)
水谷 夏樹 (Natsuki Mizutani)

1. はじめに

碎波は、海岸・海洋工学的に重要であるだけでなく、大気海洋相互作用に関わって地球環境的にも重要である。しかしながら、碎波がポテンシャル流体の適用限界における強非線形現象であることもあり、その解明は驚くほど遅れている。

特に、バブルや乱れの生成、波圧などの碎波の作用に密接に関かわる碎波形式については、一様傾斜海浜上で観察される波形を基に現象論的に分類され (Galvin, 1968)、それが未だに使用されている現状にある。

Cooker ら (1990) は、半円柱形の潜堤による孤立波の碎波問題を扱い、孤立波の入射に伴って潜堤背面に2次波峯が生成され、これと入射波峯との相互作用によって多様な碎波が生じることを示した。これによって、碎波をショック波と見なし、波頂点が最も早く進むために波峯の前傾が生じ、波頂点からジェットが生じるとする従来の碎波に対する単純な説明では不十分であることが明らかとなって来た。

ここでは、入射波を Cooker らと同様に孤立波とし、底面形状を1段リーフおよび2段リーフとした場合の碎波波形を調べる。これより、入射波峯とリーフ上で形成される2次波峯との相互干渉によって、1段リーフ上では崩れ波型から巻き波型、さらに巻き寄せ波型に相当する多様な碎波が生じる一方、2段リーフ上では従来の碎波形式の枠内では捉えられない新しい碎波 (複合型と命名) が生じることを明らかにする。

2. 計算手法の概要

ここでは、碎波に伴って放出されるジェットが鉛直下向きに落下を始める限界 (ジェット落下限界) までを対象とするため、非圧縮非粘性流体の非回転運動としての取り扱いが可

能となる。これより、解くべき問題は、自由表面 S_F 上での境界条件

$$DX/Dt = \nabla \phi \quad (1)$$

$$D\phi/Dt = (\nabla \phi)^2/2 - g\eta \quad (2)$$

および固定面(側壁および底面) S_B 上での境界条件

$$\partial \phi / \partial n = 0 \quad (3)$$

の下で $\nabla^2 \phi = 0$ を解く問題に帰着される。ここで、 X は自由表面上の水粒子の座標であり、 η は平均水面周りの水面変動、 ϕ は速度ポテンシャル。

このための計算法は、Cauchy の積分公式を用いる点で Dold と Peregrine(1986) のものと基本的には同じであるが、非周期底面境界の下での計算となるため、写像を用いずに直接計算を行っている点が異なっている。

初期波を厳密に定常孤立波とするため、Tanaka(1986) の手法を用いて孤立波を与えた。底面に設置されるリーフとしては、図-1 に示す1段リーフおよび2段リーフを用い、水深 h_1 の一定水深場で孤立波を与え、それをリーフに向かって進ませ、ジェット突込みまでの過程を計算した。なお、数値解はエネルギー保存則に対して常に99%以上の精度を有しているが、実流体のジェットを含めた碎波波形や水粒子速度への適用性についても水理実験結果との比較による検証が行われ、実験値とほとんど一致する結果が得られている (Yasuda et al. 1993)。

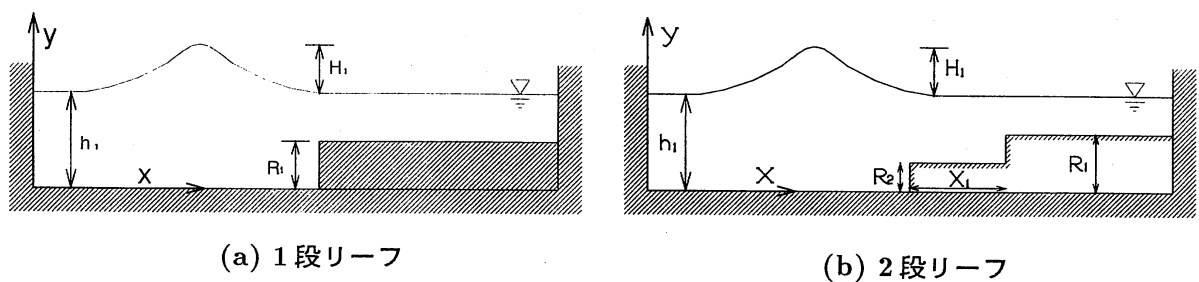
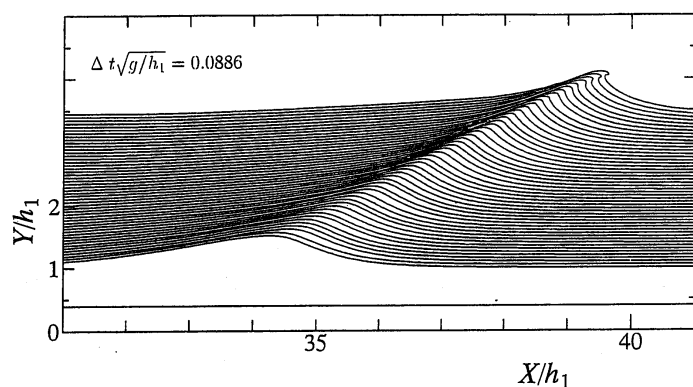


図-1 リーフ諸元と記号

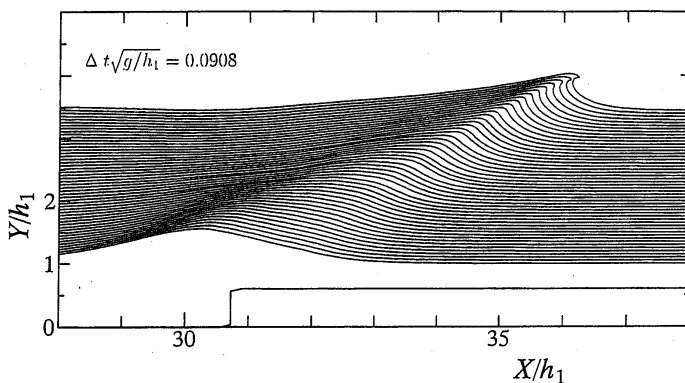
3. 1段リーフ上での砕波

ここでは、一定の波高・水深比 $H_1/h_1 = 0.5$ を持つ孤立波を種々の相対天端高 R_1/h_1 の1段リーフ(前出の図-1(a))に入射させ、ジェット落下限界に至る過程での波形変化について検討する。図-2は、 $R_1/h_1 = 0.4, 0.6$ および 0.9 のリーフ上での波形変化の様子を示したものである。各ケースごとの波形は、一定の時間間隔 $\Delta t \sqrt{g/h_1}$ ごとに鉛直座標の値を $\Delta Y/h_1 = 0.05$ ずつ上方にずらせて示してある。

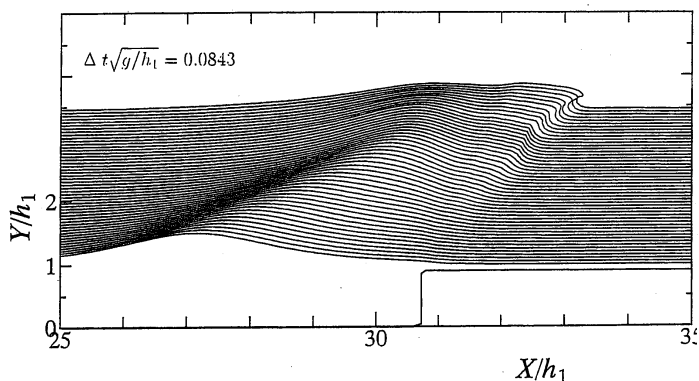
まず、(a) $R_1/h_1 = 0.4$ の場合について観ると、入射波の波頂点がジェット放出点にそのまま繋がっており、このときの砕波を Airy の非線形長波理論に基づくショック波として理解することができる。これに対し、(b) $R_1/h_1 = 0.6$ の場合となると、入射波の波頂点が途中で消え、代わって発達してきた2次波峯の波頂点からジェットが放出されており、入射波の波頂点の軌跡とジェット放出点とは繋がっていない。これは Cooker ら(1991)によって指摘された‘Crest-Crest exchange’に対応するものであり、入射波の波峯先端のリーフへの乗り上げによって2次波峯が形成され、あたかもソリトンの追い越し衝



(a) $R_1/h_1 = 0.4$ (崩れ波型砕波)



(b) $R_1/h_1 = 0.6$ (巻き波型砕波)



(c) $R_1/h_1 = 0.9$ (巻き寄せ波型砕波)

図-2 入射波高 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波の1段リーフ上での波形変化の様子

突のように波峯の交換が行われている。波峯の交換によって入射波峯は消え、代わって成長した2次波峯の波頂部からジェットが放出されており、波峯交換後の2次波峯の波頂部だけに着目するなら、この場合の砕波も(a)の場合と同様にショック波として捉えられることになる。このように、両者は共に波頂点からジェットが放出される点で共通しており、波峯交換の有無を除けば放出されるジェットの規模が異なっているだけである。これに対し、(c) $R_1/h_1 = 0.9$ の場合を観ると、入射波の波峯がリーフに到達し、波峯交換が完了する前に、波峯先端部で生成された2次波峯からジェットが放出されており、ジェット放出点と入射波峯に含まれる波頂点とは大きく離れている。これは、 η_{max} を与える波頂点から突っ立ちが始まるとする非線形長波理論による説明が不十分なことを示しており、砕波に対する新たな視点が必要と言える。

以上示した例は、それぞれの砕波波形から(a)崩れ波型(Spilling), (b)巻き波型(Plunging)および(c)巻き寄せ波型(Collapsing)にほぼ分類できる。しかし、ジェット放出に至る過程は、2次波峯生成の有無および主波峯との波峯間干渉に伴う波峯交換の程度によって大きく異なっており、砕波形式とも密接に関わっていることがわかる。そこで、こうした波峯間干渉の様子を入射波峯の波頂高 η_1 と2次波峯の波頂高 η_2 の伝播過程での変化から明らかにしたい。

図-3は、上述の図-2の3例について、 η_1 および η_2 の伝播過程での時間変化を示したものである。図中の矢印は、入射波の波頂点がりーフ先端部に到達する時刻を示す。(a) $R_1/h_1 = 0.4$ では2次波峯が生成されないため、入射波の波頂高 η_1 の変化のみが示されている。この場合、リーフ到達前に反射波との干渉のために波頂高が増大するが、反射波との分離後はリーフ上であっても波頂高が低下する。しかし、その後リーフによる浅水効果が徐々に現れ、ジェット放出まで波頂高は増加を続け、最後にジェット放出とともに減少に転じる。これは、2次波峯が生成されない場合の η_1 の変化であるが、(b) $R_1/h_1 = 0.6$ のように2次波峯が生成

されると、入射波峯からのエネルギー供給によって2次波峯が急速に成長する一方、入射波峯の波頂高は反射波の分離と相俟って急減する。その後、入射波は浅水効果によって波頂高を微増させるものの、2次波峯の発達と入れ代わりに消えてしまう。しかし、2次波峯の方はその後もほぼ同じ成長率でジェット放出まで発達を続けている。(c) $R_1/h_1 = 0.9$ でも、2次波峯の発達に伴って入射波の波頂高 η_1 が反射波の分離とともに急減するが、波峯交換が完了する前に2次波峯が砕波してしまうため、 η_1 が η_2 を上回ったままジェット放出に至っている。

このように、2次波峯と入射波峯との相互干渉に応じて巻き波型から巻き寄せ波型までの砕波が生じるが、いずれの場合も2次波峯発生タイミングは入射波高とリーフ高さによって一義的に定まっていた。このため、生じる相互干渉も限られたものとなり、その結果としての砕波形式も従来の

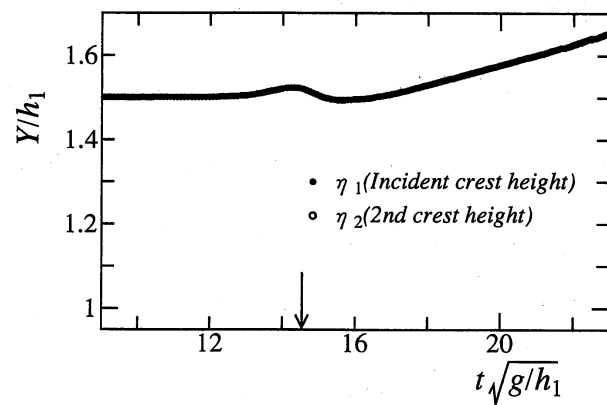
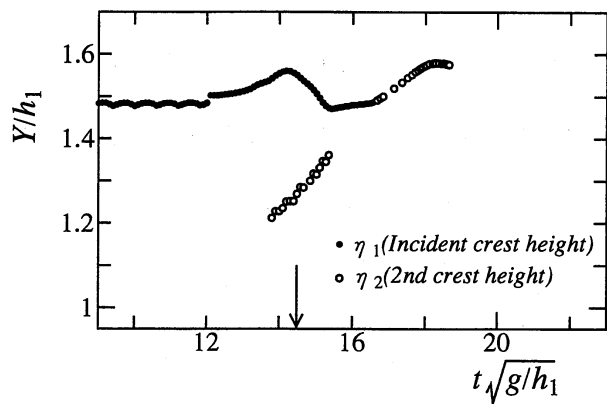
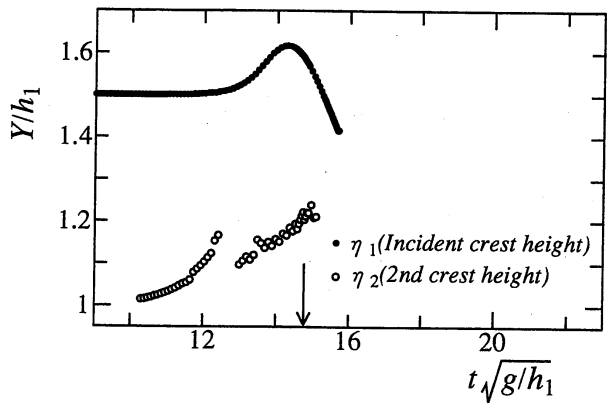
(a) $R_1/h_1 = 0.4$ (b) $R_1/h_1 = 0.6$ (c) $R_1/h_1 = 0.9$

図-3 入射波峯と2次波峯の波頂高 η_1 および η_2 の時間変化
(なお、 η_2 は曲率 $|\eta_{xx}|$ が最大となる点の波頂高)

分類枠内で捉えられるものに留まっていた。そこで、リーフ形状に工夫を加えることにより、2次波峯の発生タイミング変化させることができれば、より広範囲な相互干渉によ

て従来の分類枠を超えた碎波を発生させられるものと期待できる。

4. 2段リーフ上での碎波

前述の図-1(b)に示したような2段リーフに孤立波を入射させると、高さ R_2/h_1 の1段目のステップによって入射波が碎波に向かう一方、高さ R_1/h_1 の2段目のステップによって2次波峯が生成され、碎波限界に近い入射波峯と2次波峯との間で新たな相互干渉が生じるものと予想される。

図-4は、入射波高 $H_1/h_1 = 0.5$ 、2段リーフの1段目ステップ高を $R_2/h_1 = 0.4$ および2段目ステップ高を $R_1/h_1 = 0.8$ とそれぞれ固定し、ステップ間隔 X_1/h_1 を 0~8 まで変化させた時の波形変化を示したものである。これから、(a) $X_1/h_1 = 0$ の場合は高さ $R_1/h_1 = 0.8$ の1段リーフと同じであり、前述の図-2(c)とよく似た波形変化がみられる。これに対し、(b) $X_1/h_1 = 3$ となると、2次波峯との波峯交換がほぼ完了した段階でジェットが放出されており、2次波峯の波頂点がほぼ最大波頂高を与

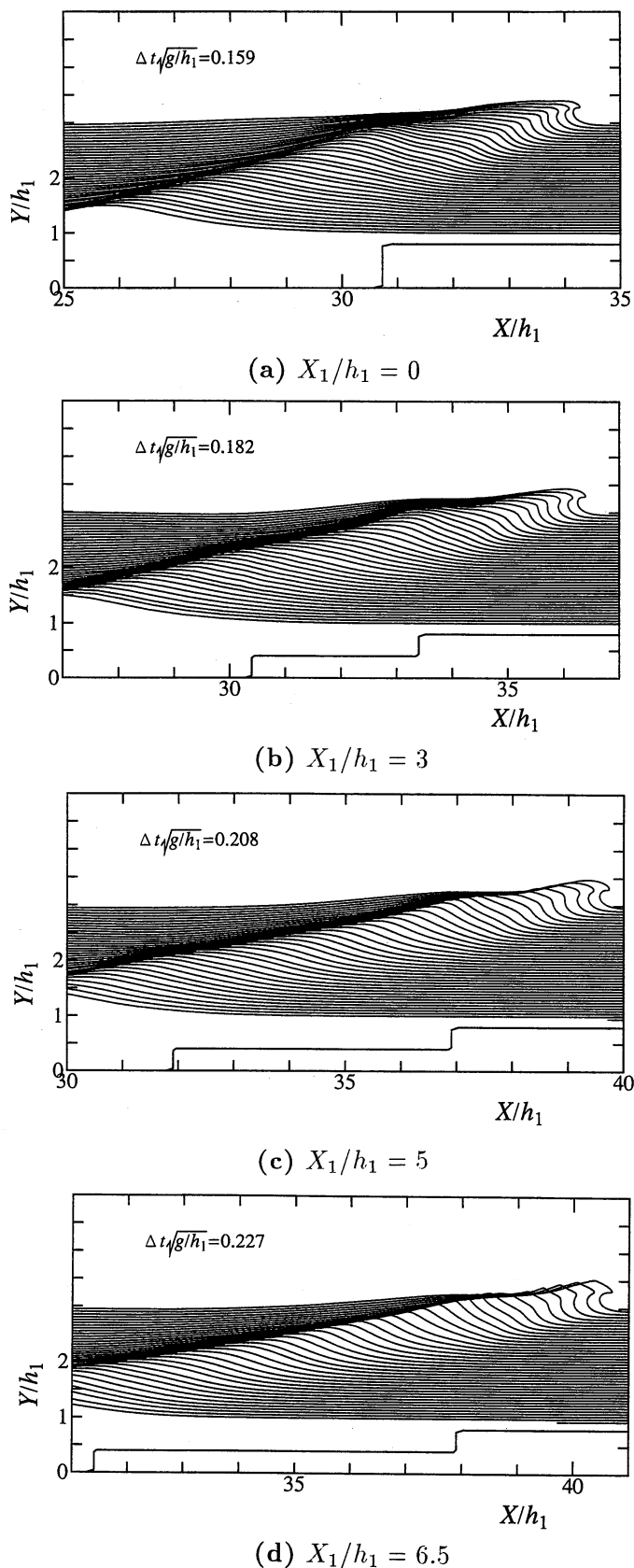


図-4 入射波高 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波の2段リーフ ($R_1/h_1 = 0.8$, $R_2/h_1 = 0.4$) 上での波形変化の様子

えていることがわかる。さらに、 $(c)X_1/h_1 = 5$ となると、入射波の波形の前傾が強まり、砕波限界に近い状態において2次波峯が形成されている。このためと考えられるが、前述の図-2に示した1段リーフの場合のような2次波峯との波峯交換に伴う入射波の波頂高低下は観られない。この場合、入射波峯は2次波峯と一体化し、最大波頂高を保ったままジェット放出に至っている。すなわち、入射波峯の波頂点がそのまま最大波頂高を保つ一方、2次波峯の波頂点がジェット放出点と転化し、2つの波峯が入れ替わるのではなく、両者が複合して新しい波を形成し、それが砕波していると思なすことができる。さらに、入射波の砕波点近傍に2段目ステップを設けた $(c)X_1/h_1 = 6.5$ の場合を観ると、入射波の波頂点がジェット放出限界時の波頂点にそのまま繋がっており、波頂点の軌跡を観る限り、2次波峯との波峯交換を何ら認めることは出来ない。しかし、2次波峯の発達は急速であり、その波頂点がそのままジェット放出点に繋がっており、入射波峯との何らかの相互干渉が生じていることは疑いがない。その相互干渉の数理的機構は不明であるが、入射波の波峯と2次波峯とが一体となって巨大なジェットを生成している点にこの砕波の特色がある。

このように、入射波峯に対する2次波峯発生タイミングを変化させ、両者を複合させることによって新しい形式の砕波（複合型砕波）を発生させることができる。その特色をジェット落下限界時のジェットサイズ S によって表すため、 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波を $R_1/h_1 = 0.25 \sim 0.9$ の1段リーフに入射させ、この時のジェットサイズ S を、同一の孤立波を $R_2/h_1 = 0.4$, $R_1/h_1 = 0.8$ および $X_1/h_1 = 0 \sim 6.5$ の2段リーフに入射させたときのジェットサイズと比較する。

図-5は、下側横軸を1段リーフに対する相対天端高 R_1/h_1 および上側横軸を2段リーフの場合のステップ間隔 X_1/h_1 とし、それぞれに対するジェットサイズ S を縦軸に示して比較したものである。1段リーフでは $R_1/h_1 \approx 0.85$ 付近でジェットサイズに極大値が生じ、リーフの天端高をそれ以上高くしても逆にジェットサイズは減少するだけであるのに対し、2段

リーフではステップ間隔を6.5付近まで増大させると、1段リーフの場合のジェットサイズの極大値の3倍以上のジェットサイズを持つ碎波が生じている。この結果は、ステップ間隔によって制御される2次波峯発生のタイミングが波峯間干渉に強く影響し、それがジェットサイズの差異となって現れていることを示している。したがって、ジェットサイズや碎波形式は単に入射波高やリーフの高さ（入射波高に対するせつ動の強度）のみによって決まるのではなく、波峯間干渉が重要な役割を果たしており、

その数理モデルを含めた説明が碎波現象の説明に不可欠と言える。このような入射波峯に対する2次波峯発生のタイミングについて両者の波頂高の空間変化からより明瞭にしたい。図-6は、上述の図-4に対応した各自間ステップごとの両波峯の波頂点の高さおよび水平位置のジェット落下までの変化を示したものである。図中の▽および▼はそれぞれ1段目および2段目ステップの位置を示す。前述の図-4からも明らかなように、(a) $X_1/h_1 = 0$ の場合では両波頂点の位置が離れたまま碎波しているが、(b) $X_1/h_1 = 3$ では両波峯の一体化が進み、波頂点の接近が認められる。これがさらに(c) $X_1/h_1 = 6.5$ になると、波峯交換は生じず、上述したように入射波の波頂点は最大波頂高を保ったまま碎波するようになる。このような入射波峯との相互作用が始まるためと考えられるが、2次波峯は急速に発達し、ジェットの放出に向かうことになる。ジェット放出点は2次波峯の波頂点の転化によるが、その高さは入射波峯の波頂高とともにステップ間隔 X_1/h_1 が拡大されるに従って増大する

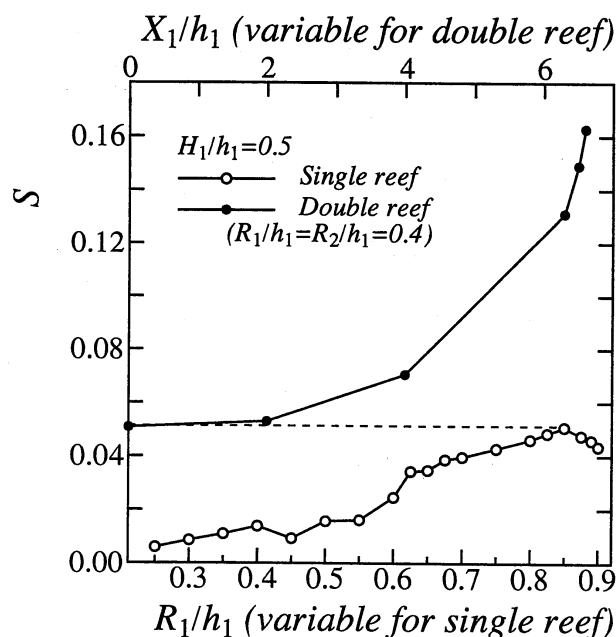


図-5 入射波高 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波を1段リーフ ($R_1/h_1 = 0.25 \sim 0.9$) および2段リーフ ($R_1/h_1 = 0.8, R_2/h_1 = 0.4, X_1/h_1 = 0 \sim 6.5$) にそれぞれ入射させた時の碎波のジェットサイズの比較

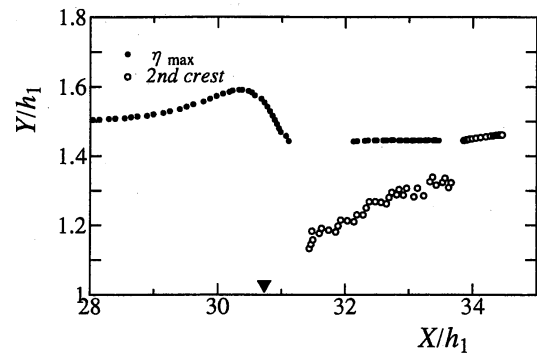
傾向にある。このこととジェットサイズとの関係は不明であるが、砕波限界に至る過程での入射波に対する2次波峰発生タイミングが重要なことは確かである。このような相互干渉は強非線形でかつ極めて非定常性の強い条件下で生じるものであり、従来のような線形不安定解析の枠内では捉えられない現象と言える。

おわりに

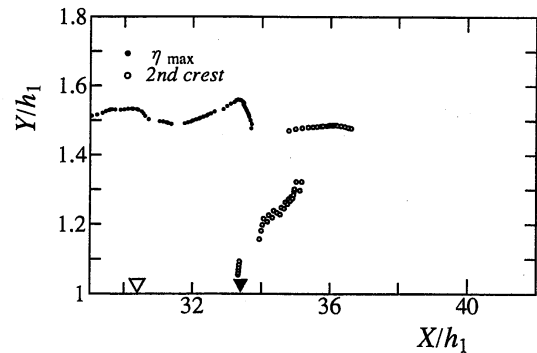
著者らが実施して来た砕波に関する一連の研究の過程で見出した波峰間干渉とそれに対応した砕波形式の一端を紹介した。これまで、数学的取り扱いや実験的解析に困難はあっても、現象自体が日常的であることに加え、その発生もAiryの非線形長波理論に基づくショック波としての説明で済まされ、砕波の数理科学的研究はほとんど進んで来なかった。もちろん、定常波の限界波高や不安定問題の研究は大きく進展しているが、日常的に我々が観る砕波には繋がっていない。工学屋としては、数理科学者の成果を期待するばかりである。

参考文献

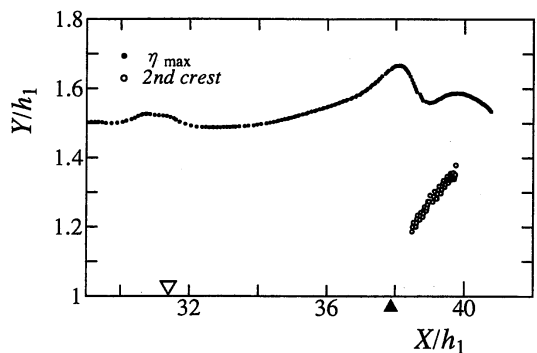
Cooker, M. J., Peregrine, D. H., Vidal, C. and Dold, J. W., The interaction between a solitary wave and a submerged semicircular cylinder, (1990), J. Fluid Mech., Vol. 215,



(a) 1 段リーフ ($R_1/h_1 = 0.8$)



(b) 2 段リーフ ($R_1/h_1 = 0.8, R_2/h_1 = 0.4, X_1/h_1 = 3$)



(c) 2 段リーフ ($R_1/h_1 = 0.8, R_2/h_1 = 0.4, X_1/h_1 = 6.5$)

図-6 入射波高 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波のリーフ上での最大波頂点 (η_{max} を与える位置) と 2 次波峰の波頂点 (曲率 $|\eta_{xx}|$ が最大となる点での代用) の軌跡

pp.1-22.

Dold, J. W. and Peregrine, D. H., An efficient boundary-integral method for steep unsteady water waves, (1986), In *Methods for Fluid Dynamics II*(ed. K. W. Morton and M. J. Baines), Oxford University Press, pp.671-679.

Galvin, C. J. Breaker type classification on three laboratory beaches, (1968), J. Geophys. Res, Vol.73, No.12, pp.3651-3659.

Tanaka, M., The stability of solitary waves, (1986), Physics of Fluids, Vol.29, pp.650-655.

Yasuda, T., Hara, M., Mutsuda, H and Tada, A., Internal velocity field at incipient breaking of a solitary wave over a submerged dike, (1993), Proc. BEM 15, Worcester, pp.179-192.