

リーフ上の孤立波の碎波形式に及ぼす 2 次波峯と 波峯間干渉の影響

安田 孝志*・水谷 夏樹**・陸田 秀実***・多田 彰秀****

1. 緒 言

碎波形式は、衝撃圧や打ち上げ、さらには乱れの生成、瀑気などの碎波の作用に密接に関わっており、碎波の影響を評価する上で極めて重要である。しかしながら、その解明は一様斜面上の碎波波形に基づく Galvin (1968) の現象論的分類の域に留まっており、運動学的視点からの検討は少ない。このため、碎波形式に対する不十分な理解のまま碎波波高を基にその影響評価が行われている。この結果、碎波の影響評価は片肺的となり、それを補完する安全率の導入が不可避となっている。したがって、碎波波高および碎波形式に対する正確な情報を基にその影響評価をより合理的に行うには、現象論的取り扱いに留まっている碎波形式の抜本的解明が不可欠である。

Cooker ら (1990) は、半円柱型の潜堤による孤立波の碎波問題を扱い、潜堤背面に生成される 2 次波峯と入射波峯との相互作用に碎波形式が関わっていることを示した。これは、碎波直前の極めて短い時間内に 2 次波峯と入射波峯の間に相互作用が生じ、しかもそれが碎波形式に関与していることを初めて示したものであり、碎波形式の運動学的解明に糸口を与えるものとして重要である。

本研究では、Cooker らの結果に注目し、碎波形式の運動学的解明を行うため、ステップ型シングルリーフに孤立波を入射させ、このときリーフ上で生成される 2 次波峯の発生機構や発生条件の解明を図る。ついで、2 次波峯と入射波峯との相互作用について調べ、2 次波峯の生成およびこれに伴う相互作用と碎波形式との関係を明らかにする。最後に、これらの結果を基に碎波形式の多様性に対する運動学的説明を試みる。

2. 手法の概要

ジェット突っ込みまでは非回転運動としての扱いが可能となるため、図-1 のように座標及び記号を定義し、境

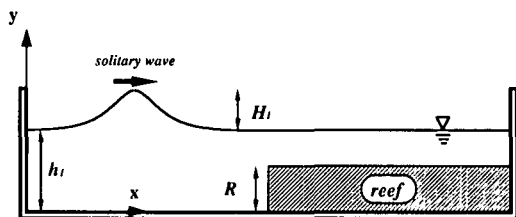


図-1 座標と記号

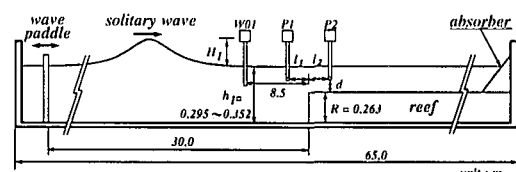
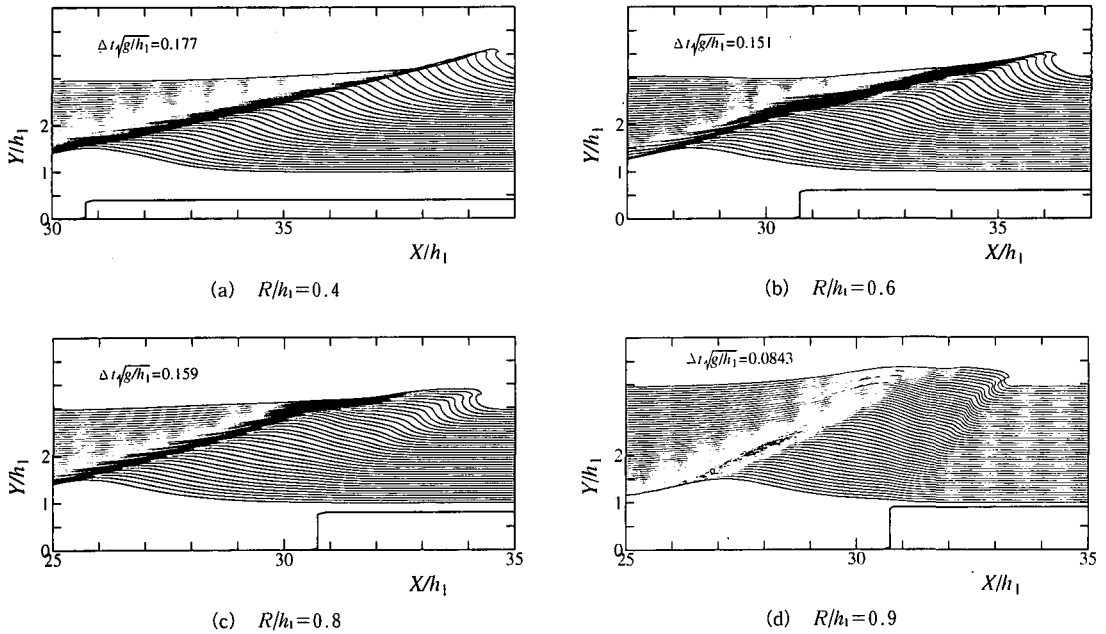


図-2 実験水槽と流速計設置位置； $h_1=33.0$ cm に対しては $h_1/h_1=0.282$, $h_2/h_1=0.258$, $d/h_1=0.100$ ； $h_2=35.2$ cm に対してはそれぞれ 0.264 , 0.241 , 0.128 。

界積分法 (BIM) (Yasuda ら, 1996) によってリーフ上での孤立波のジェット落下限界に至るまでの波形および水粒子速度の計算を行った。計算には、相対天端高 $R/h_1=0.2\sim0.9$ のリーフに波高水深比 $H_1/h_1=0.4, 0.5$ および 0.6 の孤立波を入射させ、エネルギー誤差 1% 以内の精度で実施した。

さらに、2 次波峯の生成過程を実流体において確認するとともに、その発生機構を水粒子速度に関して解明し、併せて BIM による数値解の精度検証を行うため、西松建設技術研究所の片面ガラス張り水槽 (幅 $1\text{ m}\times$ 高さ $2\text{ m}\times$ 長さ 65 m) を用いて実験を行った。図-2 に示すように、水深 h_1 を $29.5\text{ cm}\sim35.2\text{ cm}$ と変化させ、高さ 26.3 cm の鋼鉄製リーフに波高 $H_1=5.9\text{ cm}\sim18.2\text{ cm}$ の孤立波を入射させた。波形は図中の 3 測点 W01, P1 および P2 で行うとともに、水平・鉛直 2 方向の水粒子速度を測点 P1 および P2 に設置した直径 8 mm の電磁流速計によって計測し、これらをサンプリング周波数 50 Hz で離散化した。また、2 次波峯の発生過程の波形変化を高速ビデオ (ナック製, 200コマ/秒) によって撮影し、画像解析を行った。

* 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科
 ** 工修 (株)アルファ水工コンサルタンツ技術部技術 3 課
 *** 正会員 工修 岐阜大学助手 工学部土木工学科
 **** 正会員 工修 西松建設(株)技術研究所 技術部海洋技術課

図-3 リーフ上での孤立波の波形変化と2次波峯: $H_1/h_1=0.5$

3 2次波峯の生成と碎波

2次波峯の発生・発達過程を概観するため、 $H_1/h_1=0.5$ の孤立波を $R/h_1=0.4, 0.6, 0.8$ および 0.9 のリーフに入射させた時の波形変化を図-3に示す。時間ステップ $\Delta T\sqrt{g/h_1}$ を各図中に示す値に固定し、各時間ステップ毎に鉛直座標を $\Delta Y/h_1=0.05$ だけ上方にずらせて鳥瞰図的に示した。この結果、波頂点の移動速度が一定であれば、 $x-y$ 平面での波頂点の軌跡は直線となる。したがって、軌跡に分岐があれば、これによって2次波峯発生の判定が可能となる。

$R/h_1=0.4$ の場合には2次波峯の発生は見られず、波頂点は直線軌道を描き、一樣斜面上で観察される巻き波型碎波と何ら変わらない。しかし、 $R/h_1=0.6$ および 0.8 になると、リーフ上に乗り上げた波峯前面から2次波峯が生成され、これに伴って分岐軌道となっている。ただし、 $R/h_1=0.6$ の場合には2次波峯が主波峯と入れ替わり、主波峯を取り込んだ2次波峯の波頂部からジェットが放出されている。このジェット放出時の波形自体は通常の巻き波型碎波に相当したものであり、この波形からは図-3(a)の碎波と同様に巻き波型碎波と見なされる。しかしながら、碎波直前での2次波峯の発生や波峯の入れ替わりは、振幅効果によって入射波の波峯前面が突っ立ち、波頂部から碎波に至るとするショック波理論では説明できず、碎波に対する検討がなお必要なことを示している。また、波峯の入れ替わりは、Cookerら(1990)によって'Crest-Crest exchange'と呼ばれ、波頂点の軌跡のずれや波峯の入れ替え時の波形の類似性からソリト

ンの追い越し衝突と見なすこともできるが、それだけでは2次波峯の発達過程を十分には説明できない。リーフが $R/h_1=0.8$ まで高くなると、波峯のはるか前面から2次波峯が発生し、入射波峯との入れ替わりが完了する前に2次波峯の波頂部からジェットが放出されている。この場合、入射波峯が優勢なまま2次波峯が碎波するため、入射波峯の前面下方からジェットが放出されているように見え、巻き寄せ波型碎波に近くなる。さらに、 $R/h_1=0.9$ になると、入射波峯がほとんど変化しないまま2次波峯が急速に発達して碎波するため、ジェット放出点は波頂点を保っている入射波峯のはるか前面下方となり、巻き寄せ波型碎波と判定される。

このように、一定以上の高さのリーフ上では、2次波峯が生成され、それが発達して碎波するため、入射波の波頂点からそのままジェットが放出されるとする従来の碎波に対する理解に修正が必要と言える。しかも、2次波峯の入射波峯との相互干渉を介した振る舞いに碎波形式が支配されているため、碎波形式の解明にも2次波峯の発生機構および相互干渉の実態解明が必要となる。

4. 2次波峯の発生機構と条件

4.1 水理実験による検証

上述の図-3に示された2次波峯が実流体でも同様に発生することを確認するとともに、併せてBIMの精度検証を行うため、前述の水理実験結果と計算結果との比較を行う。図-4はその比較であり、図中の白丸は高速ビデオ画像のデジタル化解析によって得られた実流体の波

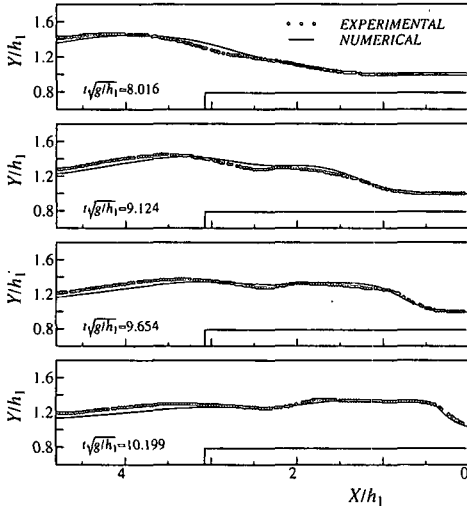
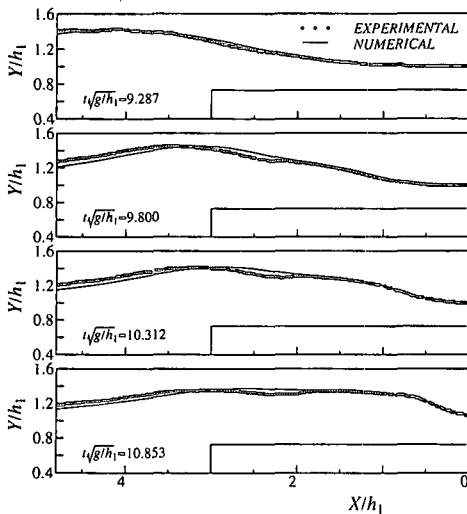
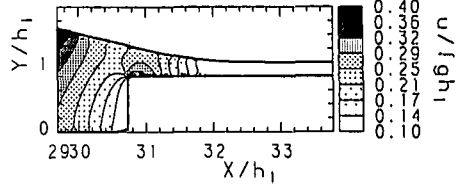
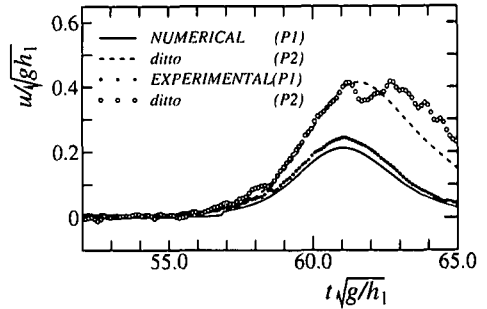
(a) $h_1 = 3.30$ cm, $H_1/h_1 = 0.40$, $R/h_1 = 0.8$ (b) $h_1 = 35.2$ cm, $H_1/h_1 = 0.39$, $R/h_1 = 0.75$

図-4 2次波峯の発生・発達過程の空間波形に関する数値計算と水理実験結果との比較

形を示し、実線は実験と同一の条件下で実施した BIM による計算結果を示す。リーフ法肩での剝離渦のため、その部分での実測波形に落ち込みが見られるが、2次波峯の発生・発達に関する両者の対応は良く、実流体においても計算通り2次波峯が発生し、入射波峯との相互干渉を介して発達していくことがわかる。この結果は、2次波峯の発生・発達過程はリーフ法肩で生成される渦とは無関係に進み、その機構解明を非回転モデルで行えることを示している。

4.2 発生機構

2次波峯は実流体および非回転流体の両方で生じていることから、その発生原因は渦による攪乱ではなく、非

図-5 リーフ法面周辺における水平流速分布； $H_1/h_1 = 0.5$, $R/h_1 = 0.8$ 図-6 リーフ法先 (P1) および法肩 (P2) での水平水粒子速度の実験結果と数値解の比較； $h_1 = 33.0$ cm, $H_1/h_1 = 0.28$, $R/h_1 = 0.8$

回転流体場においても生じ得る攪乱と考えられる。そこで、2次波峯の発生点であるリーフ法肩周辺の水平水粒子速度場に注目してその発生機構の解明を試みる。

図-5は、 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波が $R/h_1 = 0.8$ のリーフに入射したときのリーフ法肩周辺の水平水粒子速度 $u/\sqrt{gh_1}$ の分布を示したものである。一種の縮流効果によってリーフ法肩の流速が局所的に増大し、入射波の波頂点に近い法先での流速を上回る逆転が生じている。こうした水平流速の局所的逆転は、前述の図-2に示した測点 P1 (法先) および P2 (法肩) での水平流速の水理実験および BIM による比較を示した図-6によっても裏付けられている。

リーフによって生み出されるこのような流速の局所的逆転は、必然的に波頂点に向かって連続的に流速が増大する波動場に対する擾乱となる。この擾乱がエネルギーの供給を受けることによって、2次波峯として発達していくことになるが、エネルギー供給源がなければ、擾乱が存在しても2次波峯として発達することなく、単なる水面の擾乱に終わることになる。いまの場合、このようなエネルギー供給源として入射波峯を考えれば、2次波峯へのエネルギー供給に伴って波峯の入れ替わりが生じ、エネルギー輸送を生み出す内部機構が2次波峯と入射波峯間の相互作用と理解できる。ただし、こうした攪乱がなければ、当然ながら2次波峯の発生は見られない。

このことを実証するため、 $H_1/h_1 = 0.5$ の孤立波に対し

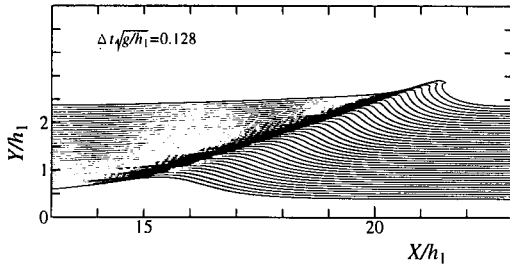


図-7 瞬間的に水深を一様に Δh 減少させ、水深を $(h_1 - \Delta h)$ とした場合の波形変化

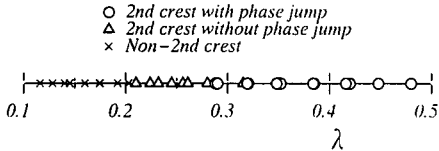


図-8 パラメータ λ による2次波峯発生領域の分類

て水深を $\Delta h/h_1 = 0.8$ だけ一様に急減させた場合の波形変化を図-7に示す。変化後の水深は $R/h_1 = 0.8$ のリーフ上と同一となるが、流速の局所的逆転のような攪乱がないため、2次波峯の発生は見られない。この結果、前述の図-3(c)と大きく異なり、入射波の波峯がそのまま発達し、その波頂部からジェットが放出され、通常の巻き波型碎波と見なされる碎波形式となっている。これからは、2次波峯発生の有無が碎波形式に大きく関与していることがわかる。

4.3 発生条件

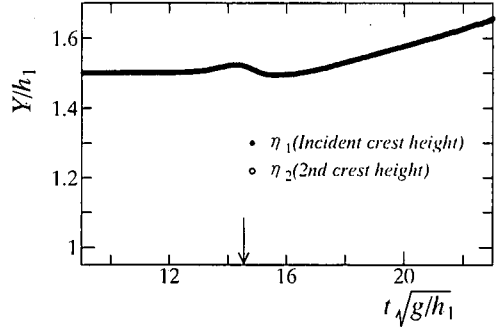
図-8は、各入射波高 H_1/h_1 およびリーフ相対天端高 R/h_1 ごとに伝播計算を行い、その結果を基に2次波峯の発生および未発生領域、さらに両者の遷移領域を次式のパラメータ λ によって区分したものである。

$$\lambda = (R/h_1)[(1 - 0.6(H_1/h_1))] \dots\dots\dots (1)$$

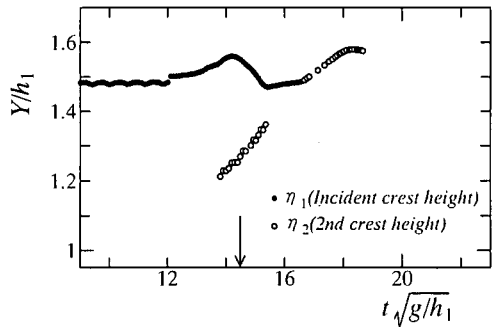
発生領域と遷移領域の境界が必ずしも厳格ではないが、2次波峯領域は $\lambda \geq 0.3$ であり、 $\lambda < 0.2$ においては発生しないことがわかる。また、式(1)は2次波峯の発生が入射波の波高 H_1/h_1 よりもリーフの天端高 R/h_1 により強く支配され、リーフが高くなるに従って発生しやすくなることを示している。これは、流速の局所的逆転が2次波峯の発生の引き金となっていることに対応している。

5. 波峯間干渉

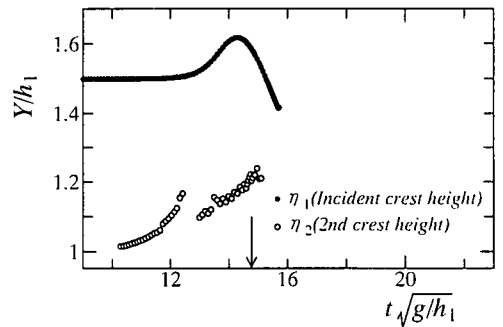
2次波峯が主波峯からのエネルギー供給によって発達し、波峯が入り替わる過程は、前述したように孤立波の追い越し衝突過程に似ている。しかし、初期の微小攪乱が2次波峯として発達して行く過程や発達した2次波峯



(a) $R/h_1 = 0.4$



(b) $R/h_1 = 0.6$

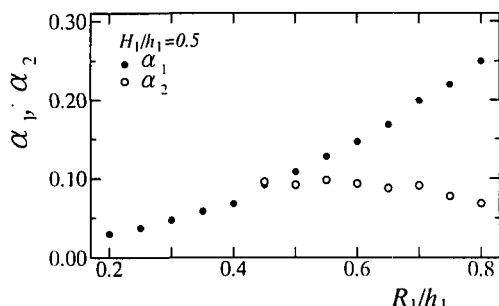


(c) $R/h_1 = 0.9$

図-9 入射波峯と2次波峯の波頂高 η_1 および η_2 の伝播過程における変化

が碎波に向かう過程は、追い越し衝突では説明できず、2次波峯の生成から発達、さらに碎波に向かう過程を支配する波峯間干渉についての検討が必要となる。このため、入射波峯および2次波峯の波頂高 η_1 および η_2 の伝播過程での変化から波峯間干渉の実態について調べる。

図-9は、上述の図-3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、入射波の波頂点がリーフ先端部に到達する時刻を示す。 $R/h_1 = 0.4$ では2次波峯が生成されないため、 η_1 の変化のみが示され、波峯間干渉のない場合のリーフによる入射波峯の波頂高の変化の様子がよくわかる。これに対



図一〇 入射波峯の減衰率 α_1 および 2 次波峯の成長率 α_2 とリーフの相対天端高 R/h_1 の関係; $H_1/h_1=0.5$

し、 $R/h_1=0.6$ では、入射波峯の波頂高はリーフ到達前の反射波との干渉のために一時的に増大するが、その後は反射波の分離に加えて 2 次波峯へのエネルギー供給によって急減し、最後は 2 次波峯の発達と入れ替わるように消えている。一方、2 次波峯の方は急速に成長し、入射波峯との入れ替わり後も波頂高は浅水効果によってほぼ一定の割合で増大している。これからわかるように、波峯の入れ替わりまでの 2 次波峯の発達過程は上述の孤立波の追い越し衝突過程と見なせるが、入れ替わり後は入射波峯が消える一方、2 次波峯の波頂高は入射波高を越えてなお増大し、ジェット放出まで発達を続けている。さらに、 $R/h_1=0.9$ になると、2 次波峯の発達に伴って入射波の波頂高 η_1 は反射波の分離とともに急減するが、波峯の入れ替わりが完了する前に 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を放出するに至っている。ここに巻き寄せ波型砕波の特徴を見ることができる。

以上示したように、2 次波峯の発達は入射波峯の縮小と連動しているが、これをすべてソリトン間の追い越し干渉や浅水効果で説明することはできない。根本的には、従来の非線形干渉に対する理解の枠を越え、これを強いせつ動（水深変化）と非定常性の下での波峯間干渉と捉える視点が必要と言える。そこで、その手がかりを得るため、入射波峯の波頂高 η_1 の低下率 α_1 および 2 次波峯の波頂高 η_2 の成長率 α_2 に着目し、これらとリーフの相対天端高 R/h_1 の関係について検討を行う。

図一〇は入射波高 $H_1/h_1=0.5$ に対する結果であり、図中の α_1 および α_2 は波頂高 η_1 および η_2 の時間的変化率を $\sqrt{g h_1}$ で無次元化したものである。入射波峯の低下率 α_1 はリーフの高さ R/h_1 とともに漸やかに増大しているが、2 次波峯が発生し始める $R/h_1 \approx 0.45$ 付近から低下率の増加傾向が若干急になっている。これは、 R/h_1 が 0.45 を越えるリーフにおいては反射波に加えて 2 次波峯が生成され、これらへのエネルギー供給が増大することが原

因と推察される。これに対し、2 次波峯の発達率 α_2 は $R/h_1=0.55$ 付近で極大となり、リーフがこれよりも高くなると、 α_1 の増加傾向が続くにも関わらず、 α_2 はむしろ漸減傾向を示すようになり、 α_1 とは連動しなくなっている。これは、リーフが高くなるに従って 2 次波峯に対する浅水効果が優勢となり、入射波峯とは無関係に低い成長率のまま 2 次波峯が砕波してしまい、入射波峯の縮小と 2 次波峯の発達とが無関係になっていることを示している。したがって、 α_2 を大きく上回る α_1 の $R/h_1 > 0.6$ における増加は反射波の増大に対応するものと考えられ、このような高天端リーフ上では入射波峯からのエネルギー輸送よりも浅水効果が 2 次波峯に対して相対的に優勢になると言える。これに対し、 $0.45 \leq R/h_1 \leq 0.6$ における 2 次波峯の発達は入射波峯からのエネルギー供給によっていると考えることができ、波峯間干渉に着目した扱いが必要と言える。

6. 結 語

リーフ上で砕波する孤立波の波形および水粒子速度場の変化を水理実験および数値計算によって調べ、波峯前面に生成される 2 次波峯の発生・発達機構を解明するとともに、2 次波峯の振る舞いに砕波形式が支配されていることを明らかにした。

2 次波峯の発生・発達は、リーフ法肩での断面急縮による攪乱への入射波峯からのエネルギー輸送と浅水効果によっており、水深を一様に急減させる場合のように水深変化による攪乱が生じない条件下では、2 次波峯の発生は見られず、砕波形式も巻き波型に限定される。また、リーフに入射する孤立波に対する 2 次波峯の発生条件の定式化が行われ、2 次波峯が発生する場合の入射波高およびリーフ相対高が明らかとなっている。さらに、2 次波峯と砕波形式の関係に関して、入射波峯との波峯の交換後に 2 次波峯が砕波する場合には巻き波型砕波となるが、入射波峯が優勢を保ったまま 2 次波峯が砕波する場合には巻き寄せ波型砕波となることが明らかとなっている。

参 考 文 献

- Cooker, M. J., D. H. Peregrine, C. Vidal and J. W. Dold (1990): The interaction between a solitary wave and a submerged semicircular cylinder, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 125, pp. 1-22.
- Galvin, C. L. (1968): Breaker type classification on three laboratory beaches, *J. Geophys. Res.*, Vol. 73, No. 12, pp. 3651-3659.
- Yasuda, T., H. Mutsuda and N. Mizutani (1996): Kinematics of overturning solitary waves and their relation to breaker type, *Coastal Engineering* (in press).