

クノイド波の碎波後の変形・消波過程とジェットの関係

安田 孝志* ・ 陸田 秀実** ・ 小笠原敏記***
渡辺 敏**** ・ 福本 正*****

1. 諸 言

波圧や越波などは一般に碎波点で極大となるため、そこでの碎波特性が重要である。一方、碎波に起因する拡散や曝気、漂砂などの現象については碎波後の挙動の方がむしろ重要となる。従来より、碎波後の変形や消波過程に着目した研究は数多くなされ、水平渦などの大規模渦の生成や拡散特性も明らかにされている (Hattori and Aono, 1985; Nadaoka et al., 1989)。

こうした碎波後の過程が碎波形式、具体的にはジェットの運動諸量に支配されていることは確実である。例えば、孤立波の場合には、拡散係数とジェットサイズの間の一義的対応があることも明らかにされている (Azarmsa and Yasuda, 1997)。一方、周期波であるクノイド波の場合については、碎波後の過程とジェットの関係はほとんど未解明のままである。これは、ジェットの発生・発達を含めた碎波の動力学が何ら進んでいないことに加え、クノイド波の碎波特性自体が碎波形式を含めてほとんど未解明のままであることに依存している。

しかしながら、最近の研究 (安田ら, 1997) によって、水深の急変や戻り流れのために解明が遅れていたリーフ上のクノイド波の碎波特性に関しても方向性が見えるようになって来た。すなわち、2次波峯の生成やそれと入射波峯との干渉に着目することによって碎波形式が統一的に整理でき、また、波峯間干渉とジェットサイズとの関係から碎波形式をジェットサイズによって定量的に評価できる可能性が示唆され始めている。これによって、ジェットの突入から碎波後の波形の変形・消波に至るまでの解明を、その初期状態を与えるジェット諸量に着目することによって可能となりつつある。

そこで、本研究では、ステップが1段および2段のリーフにクノイド波を入射させて多様な形式 (ジェットサイズ) の碎波を発生させ、それらの碎波後の波形変化とエネルギー消散過程について実験的検討を行い、ジェット

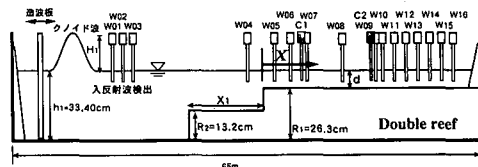


図-1 水槽内に設置された2段リーフの諸元と波高計 (W 01～W 16) の位置

諸量との関係を明らかにする。

2. 実験装置と方法

実験は、片面ガラス張り水槽 ($^L65\text{m} \times ^B1\text{m} \times ^H1.6\text{m}$) 内に2段リーフ (図-1参照) を設置し、これに無次元波高 $H_1/h_1 = 0.10 \sim 0.70$ および無次元周期 $T\sqrt{g/h_1} = 10, 20$ のクノイド波を入射させて行った。リーフ高さ $R_1 = 26.3\text{cm}$ および $R_2 = 13.2\text{cm}$ は共に固定し、水深 h_1 を 33.0 および 40.0cm と変化させた。また、下段リーフ長 X_1 を $0.0 \sim 300.0\text{cm}$ の範囲で変化させ、 $X_1 = 0.0\text{cm}$ の場合を1段リーフとした。

碎波形式の判定やジェット諸量、さらに碎波後の変形過程については高速ビデオカメラ (NAC 社製, 200コマ/秒) によって、また、入射波や碎波後の波形変化の計測については図-1に示した W 01～W 16 の波高計を用いて行った。

3. ジェットの運動諸量

碎波後の過程はジェットの突入に始まるため、その初期状態を支配するジェットサイズや突入速度などの運動諸量を明らかにできれば、碎波前から碎波後の伝播特性を連続的に記述することも可能となる。ここでは、そのための第一歩として、ビデオ画像の解析によってジェット放出開始 (碎波限界) からジェット突入の瞬間までの Δt 時間におけるジェット先端の水平および鉛直方向の移動距離 Δx および Δy を求め、ジェット突入速度 U_p を次式によって計算する。

$$U_p = [(\Delta x / \Delta t)^2 + (\Delta y / \Delta t)^2]^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

また、ジェット突入時の波形より、突入ジェットサイズ S^* (安田ら, 1997) を求めた。

* 正 会 員 工 博 岐阜大学教授 工学部土木工学科
** 正 会 員 工 修 岐阜大学助手 工学部土木工学科
*** 学生会員 岐阜大学大学院 工学研究科
**** 国土総合開発株式会社
***** 正 会 員 工 博 西松建設(株) 技術研究所 技術部海洋技術課

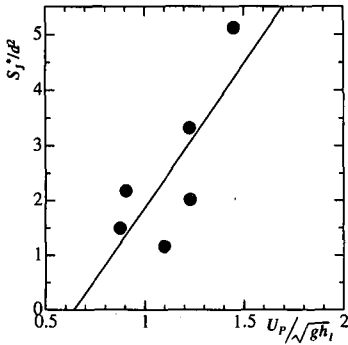


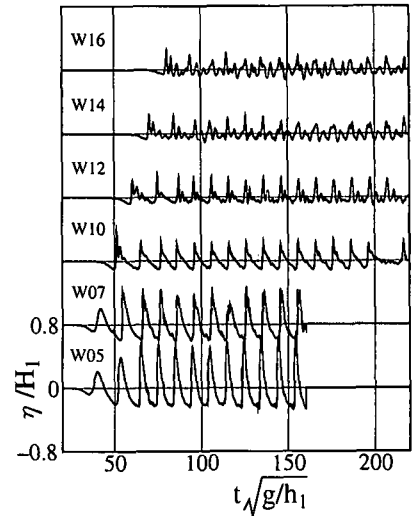
図-2 突入ジェットサイズ S_j^* と突入速度 U_p の関係

図-2 は、こうして求めた無次元ジェットサイズ S_j^*/d^2 と突入速度 $U_p/\sqrt{g h_1}$ の関係を示したものである。両者の間には図中の実線で示されるような相関が認められ、ジェット発達とともに突入速度も増大することがわかる。これに伴ってジェットの運動量 $\rho S_j^* U_p$ も相乗的に増大するため、砕波後の過程を支配するジェットの作用はより強くなり、その評価はジェットサイズによって行うことができると考えてよい。

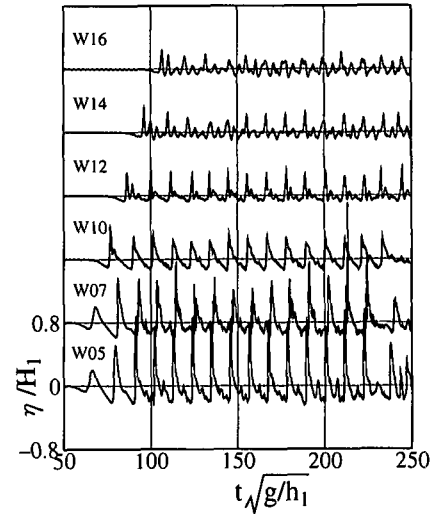
4. 砕波後の波形変化とジェットの関係

砕波後の波形は、突入するジェットの運動量とリーフ上の波の伝播特性を支配する Ursell 数に支配されると考えられる。この点を明らかにするため、Ursell 数を $Ur = g H_1 T^2 / d^2$ と定義し、これとジェットサイズ S_j^*/H_1^2 を砕波後の波形の支配パラメータと見なしてこれらとの関係について検討する。なお、 $d (= h_1 - R_1)$ はリーフ上の天端水深である。

図-3 および図-4 は、これらのパラメータの値に大きな差異があるケースを選び、砕波後の代表測点での波形を比較したものである。前者は、入射波の無次元周期 $T\sqrt{g/h_1} = 10$ で Ursell 数の値が 800 程度、後者は $T\sqrt{g/h_1} = 20$ で Ur 数の値が 1500 程度の場合であり、共にジェットサイズ S_j^*/H_1^2 に大きな差異があるケースについて比較している。当然のことながら、両図ともにジェットが大きい場合の方が砕波後の減衰も進んでおり、波形自体は Ur 数の値が同程度であればジェットサイズに関係なく相似性を保っている。これに対して、Ur 数の値が大きく異なる図-3 と図-4 の間では波形の差異が著しく、砕波後の波形に及ぼす Ur 数の影響の大きさがよく理解できる。例えば、Ur 数が 1 オーダー異なる $Ur = 331$ および $Ur = 3,016$ の実験ケースを対象に測点 W14 と W16 での波形を比較した図-5 に注目すれば、前者は波形の散乱が大きく分散波に近い波形になっている。一方、後者では波峯の分裂が進み、完全にソリトン列と見なせる波形となっている。こうした散乱や分裂を



(a) $S_j^*/H_1^2 = 0.24$ (1 段リーフ), $Ur = 821$, $H_1/d = 1.67$

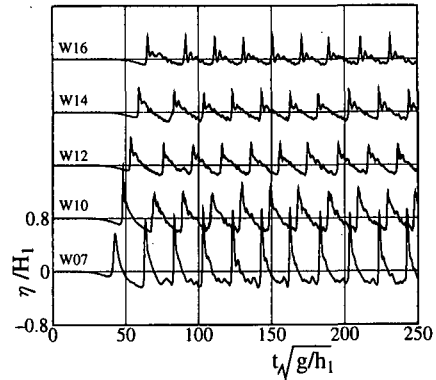
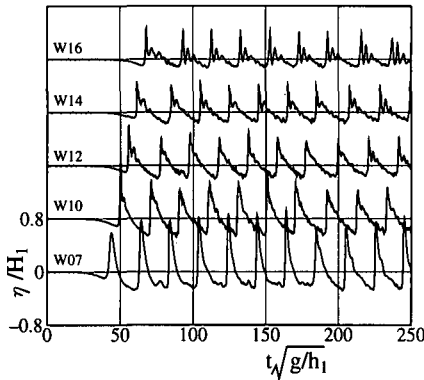


(b) $S_j^*/H_1^2 = 1.83$ (2 段リーフ), $Ur = 741$, $H_1/d = 1.51$

図-3 リーフ ($R_1/h_1 = 0.8$) 上のクノイド波 ($T\sqrt{g/h_1} = 10$) の砕波後の波形変化

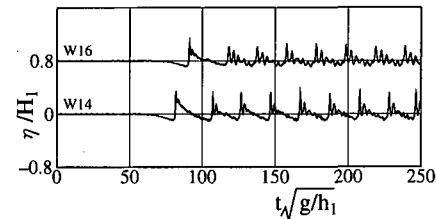
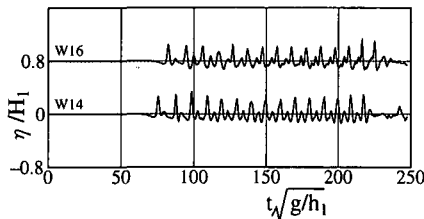
伴う波形変化が、砕波後の変形・消波過程に加わるため、波高の変化のみに注目して消波過程を評価することは難しい。したがって、そのような波形変化の影響を受けずに実質的な波形の減衰を評価できる指標が必要となる。

図-5 で示したように砕波後の波形は Ur 数に支配されており、波形が分散波列やソリトン波列のいずれに落ち着くかは基本的に Ur 数の値によって決定されるものと考えてよい。ただし、波形の空間変化については、ジェット突入によって生成される渦拡散の影響を受けると考えられる。このため、各測点での波形の歪度 β_1 を比較すれば、その変化から波形変化に対するジェットの影響評価を行うことが部分的ではあるが可能となる。



(a) $S_J^*/H_1^2=0.44$ (1 段リーフ), $Ur=1147$, $H_1/d=0.98$ (b) $S_J^*/H_1^2=1.20$ (2 段リーフ), $Ur=1513$, $H_1/d=1.30$

図-4 リーフ上 ($R_1/h_1=0.66$) のクノイド波 ($T\sqrt{g/h_1}=20$) の碎波後の波形変化



(a) $Ur=331$, $T\sqrt{g/h_1}=10$, $H_1/d=1.13$

(b) $Ur=3016$, $T\sqrt{g/h_1}=20$, $H_1/d=1.53$

図-5 Ursell 数が大きく異なる場合の碎波後の波形の比較

図-6 は各測点での β_1 の値とジェットサイズ S_J^*/H_1^2 の関係を示したものであり、両者の間に一義的な関係はないが、ジェットの発達に伴って碎波後の β_1 の低下が顕著となっている。これは、ジェットによって碎波後の渦拡散が活発となり、そのために波形の減衰が進み、波形の上下非対称性にも大きな影響が及んでいることを示すものと言える。

図-7 は、こうした碎波後の β_1 の低下に及ぼすジェットサイズの影響をより広範囲な条件下で示したものである。ジェットサイズに関係なく、いずれの場合も W 07 から W 14 まで碎波の波先が伝播する間に β_1 の値は低下している。しかし、その低下割合はジェットの発達とともに増大しており、ジェットの突入による渦拡散が波形の減衰を促し、それが歪度の低下として現れていることがわかる。したがって、碎波後の波形そのものは Ur 数に支配されるが、波形の空間変化では、ジェット突入に伴う渦拡散による減衰が重要となる。

5. 碎波後の減衰とジェットの関係

碎波後の減衰がジェットサイズと結び付いていることは容易に想像できる。この場合、碎波後の波形変化には前述したように波形の減衰だけでなく、 Ur 数に支配され

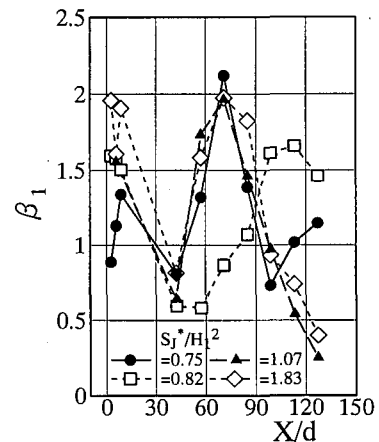


図-6 ジェットサイズ S_J^*/H_1^2 による碎波後の波形の歪度 β_1 の空間変化による違い

る分散や分裂の影響も加わっている。ここでは、これらの影響が小さい指標として波形 η の 2 乗平均 η_{rms} を用いることにする。

図-8 は、各測点での η_{rms} を用いて碎波後の減衰に及ぼすジェットサイズの影響を明らかにするため、前述の図-3 および図-4 に示したケースについて測点 W 05

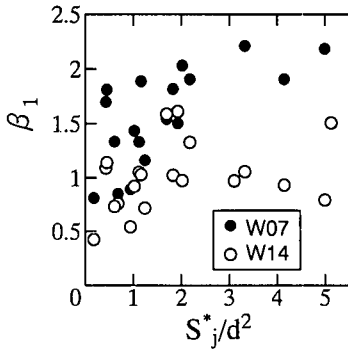


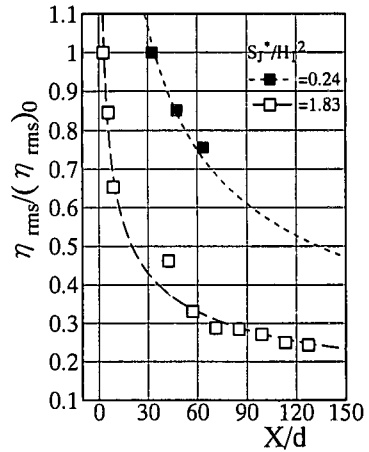
図-7 砕波後の波形の歪度 β_1 の測点間変化とジェットサイズの関係

での $(\eta_{rms})_0$ に対する各測点での η_{rms} の比の空間変化とジェットサイズの関係を示したものである。波形の減衰は Ur 数に無関係ではないが、図-3 および 4 の場合は逆に、 Ur 数よりもジェットサイズによる差異の方がはるかに大きく、ジェットサイズによって一義的に支配されていることがわかる。このため、渦拡散の強度を決定するジェットの発達によって波形の減衰が促進され、ジェットサイズの増大とともに減衰も著しくなると予想される。ただし、ジェットの巨大化はジェット突入に伴うスプラッシュや水平渦の生成による造波作用も強める効果も有しているため、ジェットサイズと減衰の関係についてはなお詳細にわたる検討が必要である。

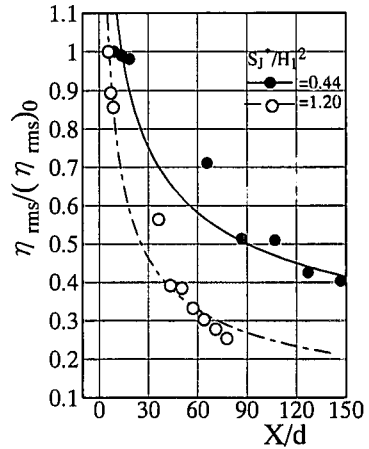
図-9 は、このような波形の減衰率 $\Delta\eta_{rms}/(\eta_{rms})_0$ とジェットサイズの関係により広範囲な条件下で検討したものである。ここで、 $\Delta\eta_{rms}$ は測点 W05 と W14 での η_{rms} の差であり、この間の波形の減衰量を表している。両者の間には図中の実線に従うような弱い相関関係が見られる。このことは、入射波やリーフの諸元に関係なく、波形の減衰率がジェットサイズによってほぼ決定され、砕波後の消散過程がジェットサイズに支配されていることを示唆している。ただし、ジェットサイズの増大に対して減衰率の増加に頭打ちの傾向が見られるが、これは上述したようなジェット突入に伴う作用によるものと考えられる。

図-10 は、同じ減衰率 $\Delta\eta_{rms}/(\eta_{rms})_0$ を Ur 数との関係でプロットしたものであるが、減衰率が Ur 数とはほとんど無関係であることを示している。これから、砕波後の波形自体は Ur 数に支配されるが、エネルギーの消散は Ur 数とは無関係に進むことがわかる。

次に、このような波形の減衰率と入射波高と天端水深の比 H_1/d や入射波に対するリーフの浅水効果を表すパラメータ $\xi_R = (H/d)(1 + X_1 R_2 / h_0^2)$ との関係について調べてみる。図-11 および 12 のように一定の対応が認められる。特に、 H_1/d は人工リーフや潜堤の消波効果を評価



(a) 図-3 のケース



(b) 図-4 のケース

図-8 砕波後の波形の減衰とジェットサイズの関係

する上でよく用いられ、減衰率や波高の伝達率などが H_1/d に依存することもよく知られている。しかしながら、こうした関係はジェット突入に始まる砕波後の消散過程に支配されており、それ故にジェットを介して理解される必要がある。

図-13 および図-14 に示すジェットサイズと H_1/d および ξ_R の関係から明らかなように、これらの間には高い相関があり、 H_1/d や ξ_R はジェットサイズの支配パラメータと考えることができる。一方、上述したようにこれらが減衰率の支配パラメータのように扱えるのは、減衰に直接関わるジェットサイズを支配していることによるものである。しかしながら、通常は H_1/d を減衰率の支配パラメータとして用いるため、一義的な関係が失われるだけでなく、砕波後の消波過程が black box 的に取り扱われることになる。したがって、砕波後の減衰の理論的解明を図る立場からは間接的パラメータである H_1/d

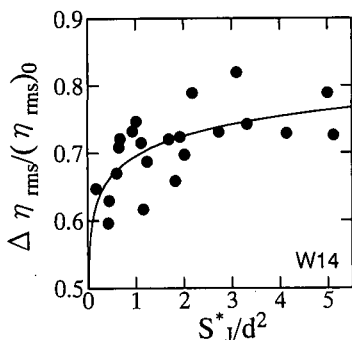


図-9 波形の減衰率 $\Delta\eta_{rms}/(\eta_{rms})_0$ とジェットサイズの関係

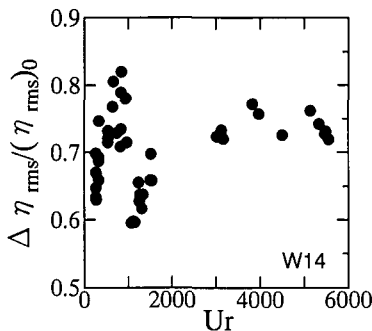


図-10 波形の減衰率 $\Delta\eta_{rms}/(\eta_{rms})_0$ と Ur 数の関係

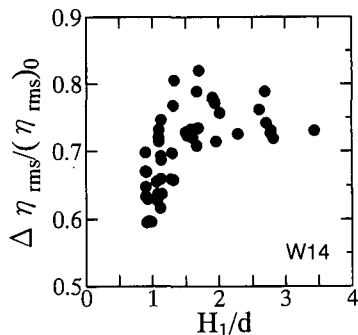


図-11 波形の減衰率 $\Delta\eta_{rms}/(\eta_{rms})_0$ と H_1/d の関係

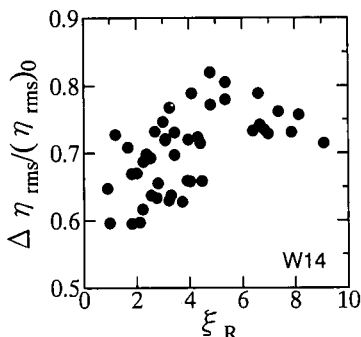


図-12 波形の減衰率 $\Delta\eta_{rms}/(\eta_{rms})_0$ と ξ_R の関係

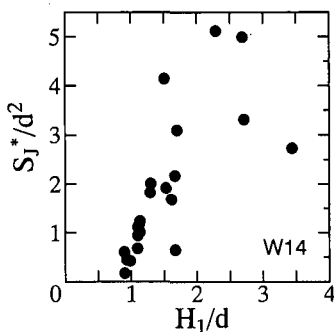


図-13 ジェットサイズ S_j^*/d^2 と H_1/d の関係

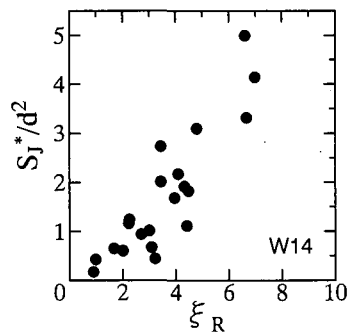


図-14 ジェットサイズ S_j^*/d^2 と ξ_R の関係

や ξ_R ではなく、直接的パラメータであるジェットサイズとの関係で検討する必要がある。

6. 結 語

1 段および 2 段ステップを持つリーフにクノイド波を入射させ、このとき生じる各種の碎波形式をジェットサイズによって統一的に評価し、ジェットサイズと碎波後の波形の変形および減衰特性の関係について検討を行った。その結果、碎波後の波形自体は Ursell 数に基本的に支配されるものの、その変形はジェットサイズに関わっていることが明らかとなった。特に、波形の減衰率は、入射波やリーフ諸元に依らず、ジェットサイズに第一義的に支配され、ジェットサイズが碎波後の波形の変形・消散過程の支配パラメータとなることが明らかとなった。

これまで、ジェットの運動諸量に不明な点が多かったこともあって、ジェットの作用と消波の関係を black box 的に取り扱ってリーフによる消波効率などが論じられて来た。しかしながら、本研究において実証されたようにジェットサイズは消波過程の支配パラメータであ

り、これに着目した取り扱いが望ましい。実際に、ジェットサイズと減衰率の関係を一般化できれば、必要な消波効率のジェットを伴う碎波の姿が明らかとなり、これを発生させるリーフ諸元の算定も可能となる。

最後に、本研究の実施は河川整備基金助成事業による成果であることを付記し深謝するとともに、実験およびデータ解析に協力を頂いた(株)NTTの大屋敦嗣氏に深謝する。

参 考 文 献

- 安田孝志, 陸田秀実, 小笠原敏記, 多田彰秀 (1997): リーフ上のクノイド波の碎波特性, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 56-60.
- Hattori, M. and T. Aono (1985): Experimental study on turbulence structures under breaking waves, Coastal Eng. in Japan, Vol. 28, pp. 97-116.
- Nadaoka, K., M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in surfzone, J. Fluid Mech., Vol. 204, pp. 359-387.
- Azarsma, S. A. and T. Yasuda (1997): Deformation and decay of different classes of breakers, J. of Waterways, Port, Coastal, and Ocean Eng., ASCE, Vol. 123, No. 4 (in press)