

砕波持続域での水中圧力特性

川崎 浩 司*・岩田好一朗**・村瀬 政 善***

1. 緒 言

波が砕け、その後また再生するといった一連の砕波変形過程の内部機構については不明なところが多い。特に、砕波持続域の内部構造のうち、水中圧力変動に関しては、魚類の網集効果の一要因である水中音の発生機構に密接な関係があると考えられるため、その実態を明らかにすることは、水産工学の見地からも非常に有益であるが(岩田ら, 1997; 川崎ら, 1997), これまでほとんど議論されてなく、研究の余地が多く残されているのが現状である。

上述した背景より、本研究では、砕波に伴う水中圧力変動の基本特性を把握するために、一定水深域に設置された不透過矩形潜堤を取り上げ、規則波の作用下で、詳細な水理実験を行うとともに、SOLA-VOF 法に基づく潜堤による砕波の数値計算結果と合わせながら、砕波持続域での水中圧力の特性について考究する。

2. 水理模型実験

2.1 実験条件と実験方法

一定水深域(静水深 $h=40$ cm) に設置された不透過矩形潜堤周辺での水中圧力特性を明らかにするために、名古屋大学大学院工学研究科土木工学教室の 2 次元造波水槽(長さ 30 m, 幅 0.7 m, 高さ 0.9 m)を用いて、水理模型実験を行った。本研究では、Spilling 型砕波と Plunging 型砕波の中間的な性質をもつ S-P 型砕波、引き波時に発生する戻り流れの影響により潜堤前面と潜堤上で二回砕波する二段砕波(片野ら, 1992)の 2 つの砕波形式の違いによる水中圧力特性を議論するために、堤幅 B を 40 cm, 天端水深 R を 8 cm, 入射波の周期 T_i を 1.2 s と固定し、入射波高 H_i のみを 6.0, 8.6 cm と 2 種類変化させた。そして、水中圧力の時間変動を、潜堤前後にわたる約 200 cm, 静水面から鉛直下向き方向に $z=-8\sim-20$ cm の領域で合計約 170 地点において、超小型水中マイクロホン(Brüel & Kjær 社製: 8103)を使用して計測し、その出力をチャージ増幅器(Brüel & Kjær 社

製: 2635)を通してデータレコーダーに記録した。圧力変動の計測と同時に、電気容量式水位計を使用して潜堤周辺における水位の時間変動の計測も行った。なお、造波開始前の静水状態より、圧力と水位の計測を行った。

計測した圧力変動のデータには、計測機器による自己雑音、造波装置や消波装置からの背景雑音などが含まれている可能性が高いので、周囲からの雑音を除くために、潜堤を設置していないときの圧力変動も、潜堤を設置した場合と同一条件下で計測し、水中マイクロホンを固定した支柱による固有振動周波数についても調べた。また、砕波持続域や気泡が混入している領域を把握するために、8 mm ビデオカメラにより、潜堤周辺での波の挙動を撮影した。その際、一辺が 2.0 cm の正方格子を水槽のガラス側面に設置し、解析時の目安となるようにした。

2.2 解析方法

データレコーダーに記録された各計測データをサンプリングタイム 0.001 s で AD 変換し、データの静水位のゼロ点を補正するとともに、それぞれのデータ間の位相のずれを修正した。解析対象波は、消波装置からの反射波の影響がなく波形が安定している 2 周期の波とした。そして、抽出したデータを FFT 法により各周波数成分に分解し、水中圧力の振幅スペクトルを算定した。また、8 mm ビデオカメラにより撮影された潜堤周辺での波の挙動から、砕波位置、砕波持続域(砕波点より自由表面で乱れが認められなくなる地点、つまり砕波終了点までの領域)および気泡が混入する領域を調べた。

3. SOLA-VOF 法に基づく数値計算法

潜堤による砕波変形・再生過程での水位変動や水粒子速度を高精度に数値予測するために、ソース(わき出し)による造波方法(Brørsen and Larsen, 1987)と付加減衰領域(Added Dissipation Zone)による開境界処理法(Hinatsu, 1992)を組み合わせた SOLA-VOF 法(Hirt and Nichols, 1981)に基づく数値計算法(川崎, 1998)を用いる。

基礎方程式は、非圧縮性粘性流体に対する、i) 連続方程式(1), ii) 運動方程式として Navier-Stokes 方程式(2), (3), iii) 自由表面の挙動を模擬するための、

* 正会員 博(工) 大阪大学大学院助手 工学研究科土木工学専攻
** フェロー 工 博 名古屋大学大学院教授 工学研究科土木工学教室
*** 学生会員 名古屋大学大学院 工学研究科土木工学専攻

流体の体積率を表す VOF 関数 F の移流方程式 (4) から構成される。なお、本計算では、計算領域に造波ソースと付加減衰領域を設けているため、式 (1), (3), (4) の右辺に、これらによる付加項 q , $\nu/3\partial q/\partial z$, $-\gamma w$, Fq が組み込まれている。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = q = \begin{cases} q^*/\Delta x_s & \text{at } x = x_s \\ 0 & \text{at } x \neq x_s \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \\ = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \\ + \frac{\nu}{3} \frac{\partial q}{\partial z} - \gamma w \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial(Fu)}{\partial x} + \frac{\partial(Fw)}{\partial z} = Fq \quad (4)$$

ここで、 u , w はそれぞれ x , z 方向の流速成分を、 q^* , Δx_s はそれぞれ造波位置 $x = x_s$ のわき出し強さ、 x 方向のメッシュ長さを表す。なお、造波位置以外のところでは、 $q = 0$ である。また、 t は時間を、 p は圧力を、 g は重力加速度を、 ρ は流体密度を、 ν は動粘性係数を、 γ は付加減衰領域における正の値をもつ減衰係数を示す。なお、付加減衰領域以外の解析対象領域では、 $\gamma = 0$ としている。

図-1 に示すように、解析対象領域の両端に付加減衰領域を、また解析対象領域と沖側の付加減衰領域の接続位置に造波ソースを設けた一定水深 2 次元波浪場を想定し、その波動場に設置された潜堤に対し、 x の負方向から波が入射する場合を考える。ここで、原点は静水面と潜堤前面の鉛直延長線が交わる点で、 z 軸は鉛直上向きを正とし、図中の B , D , R , h はそれぞれ堤幅、堤高、天端水深、静水深である。

計算条件は、解析対象領域での x 方向のメッシュ長さ Δx_i を、 $\Delta x_i/L_i = 1/200 \sim 1/100$ (L_i : 入射波長) の範囲で一定値となるようにし、付加減衰領域での Δx_i を、数値拡

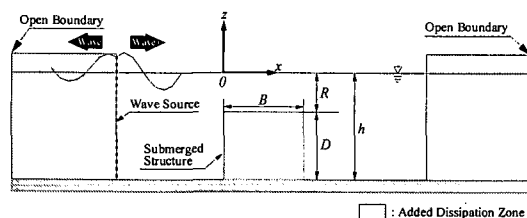


図-1 潜堤および数値波動水槽の諸元

散により波エネルギーを減衰させるために徐々に大きくした。一方、 z 方向のメッシュ長さ Δz_k については、水深方向に変化させず、 $\Delta z_k/h = 1/40$ とした。また、時間ステップ間隔 Δt を、各時間ステップにおいて Courant 条件を満足するように 0.001 s と一定に設定した。

4. 実験結果とその考察

4.1 砕波持続域と気泡混入領域

一般に、気泡が運行しているところでは、気泡の体積変化によって、圧力変動が大きく変化すると推測できる。そこで、ビデオ画像より、波一周期の間に静水面下で気泡が混入しうる領域（以後、気泡混入領域と称する）を調べ、模式図として示したものが図-2 である。ここで、(i), (ii) はそれぞれ S-P 型砕波、二段砕波の場合であり、図中の B.P. と B.E.P. は、それぞれ砕波点と砕波終了点を表す。なお、本論で提案した計算手法により得られた水位の振幅スペクトルの計算結果から、砕波持続域の推算がある程度可能であることを付記しておく。

同図より、S-P 型砕波の場合、潜堤岸側背後 $x/L_i = 0.24 \sim 0.32$, $z/h = -0.225 \sim 0.0$ (図中の網掛け部分) の領域で気泡が混入しているのに対して、二段砕波の場合、気泡が混入している範囲は、主に潜堤前面での $x/L_i = -0.11 \sim -0.04$, $z/h = -0.35 \sim 0.0$ と潜堤岸側背後での $x/L_i = 0.22 \sim 0.36$, $z/h = -0.35 \sim 0.0$ の 2 ヶ所である。二段砕波は、前述したように、潜堤上からの冲向き戻り流れと進行してくる波とが、潜堤の沖側端部より若干沖側の位置で衝突し合い、波面が不連続となって砕波し、さらに潜堤上で再び砕波するといった砕波形式であるため、潜堤前面と潜堤岸側背後で多くの気泡が運行している。また、図-2(i) と (ii) を比較すると、二段砕波は、S-P 型砕波よりも砕波規模が大きいいため、より広い範囲で多量の気泡が運行しているのがわかる。

4.2 水中圧力の時間変動と振幅スペクトル

図-2 の気泡混入領域の模式図を用いながら、気泡と水中圧力の関係を議論する。

図-3 は、S-P 型砕波の場合で、図-2(i) に示す (a) ~ (c) の 3 地点における水中圧力の時間変動と振幅スペクトルを同時に示したものである。同図より、水中圧力の時間波形は、図-4 に示す水面の時間波形の特性と同様で (なお、水中圧力と水面の時間波形は、同時刻間での時間波形でないことを付け加えておく)、潜堤前面ではほぼ正弦波に近いものの、潜堤岸側背後の砕波が持続している領域では、波峰が急峻化し波谷が平坦となるといった強い非線形性を帯びている。また、波の再生領域においては、水面の時間波形と比べて顕著でないが、圧力の時間波形からも、砕波や波と潜堤による非線形干渉の影響により波峰の分裂がみられる。

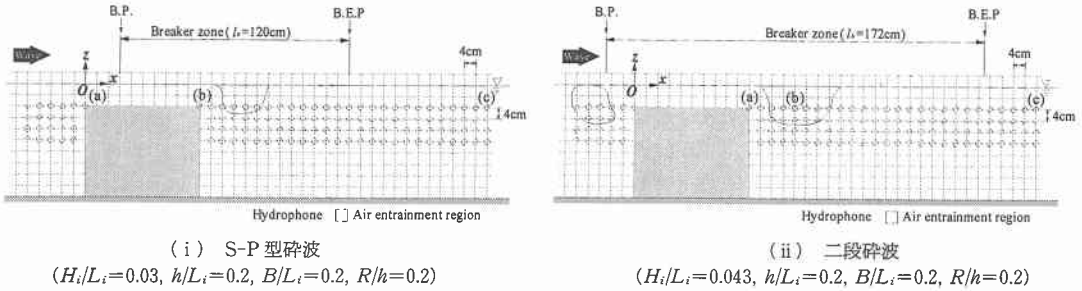


図-2 気泡混入領域の模式図

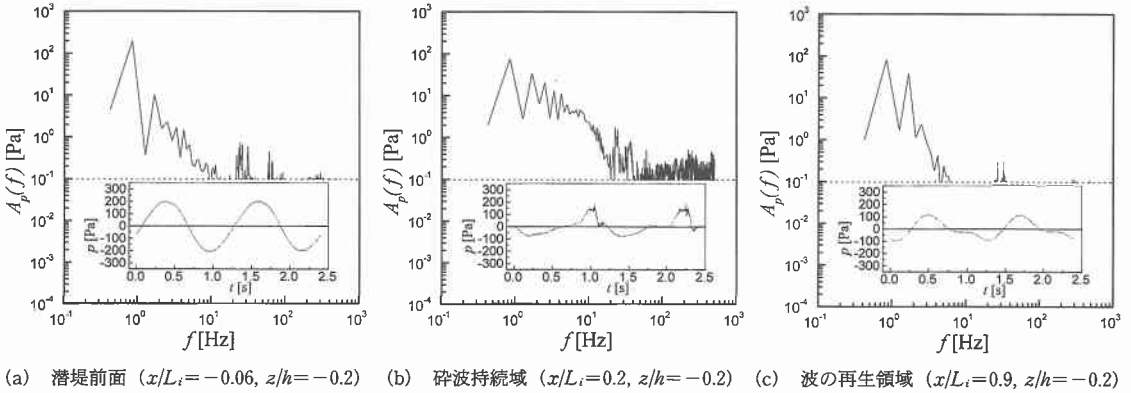


図-3 S-P 型砕波の水中圧力の時間変動と振幅スペクトル ($H_i/L_i=0.03, h/L_i=0.2, B/L_i=0.2, R/h=0.2$)

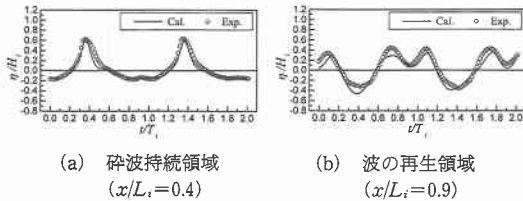


図-4 水面の時間波形の計算結果と実験結果 (S-P 型砕波)

図-3(b)より、潜堤岸側隅角部周辺における圧力の時間波形の波峰で、20 Hz 以上の高周波数成分が増大しているのが顕著に認められる。この地点の付近では、気泡の連行は認められないが、若干岸側で気泡が連行されるので、後述するように、その連行気泡が一因となり、高周波数成分の圧力変動が生じたものと考えられる。さらに、図-5 に示す定常渦度の計算結果から確認できるように、砕波の影響により時計まわりの渦が形成されている。また、渦が時間的に変化しているのをビデオ画像より確認しており、渦は高周波数成分の圧力変動と強い相関性があると推察される。そして、渦度が時間的に変化したり、渦が非定常な運動をする場合、渦が起因して水中で音が発生する（望月・丸田，1996）といわれていることを考慮すると、渦あるいは渦によって発生した圧力の高周波数成分が水中での支配的な音源である可能性は

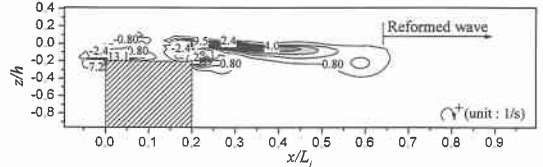


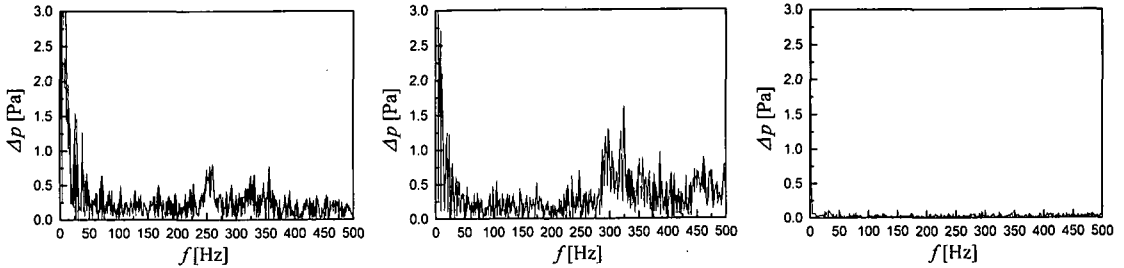
図-5 潜堤周辺での定常渦度 $\overline{\omega_y}$ の空間分布の計算結果 (S-P 型砕波; $H_i/L_i=0.03, h/L_i=0.2, B/L_i=0.2, R/h=0.2$)

高い。一方、波の再生領域では、図-3(c)より、圧力の高周波数成分が顕著に認められず、さらに図-5 をみると、定常渦度がほぼ 0 となっている。したがって、渦や気泡の影響によって、ある特定の高周波数帯の波動圧が増大すると判断できる。

4.3 圧力差スペクトル特性

砕波によって生じる高周波数の圧力変動の特性をより詳細に議論するために、砕波に伴う圧力の振幅スペクトルと潜堤を設置していないときの入射波による圧力の振幅スペクトルを比較し、砕波の影響による水中圧力の増大分（ここでは、圧力差スペクトルと称することにする）を使って、砕波による水中圧力の特性を考察する。

図-6 は、二段砕波の場合で、図-2(ii) に示す地点 (a)～(c) での圧力差スペクトルを示したものである。



(a) 潜堤岸側隅角部 ($x/L_i=0.2, z/h=-0.2$) (b) 気泡混入領域 ($x/L_i=0.28, z/h=-0.2$) (c) 波の再生領域 ($x/L_i=0.9, z/h=-0.2$)

図-6 二段碎波の圧力差スペクトル ($H_i/L_i=0.043, h/L_i=0.2, B/L_i=0.2, R/h=0.2$)

渦の形成が顕著である潜堤隅角部付近 (図-6(a)) や気泡混入領域 (図-6(b)) で、20 Hz～500 Hz の高周波数帯で圧力差スペクトルが増大している。特に、気泡が水中に最も混入している地点を示す図-6(b) をみると、300～500 Hz といった非常に高い周波数の圧力差スペクトルが励起しているのがわかる。これは、後述するように、気泡の体積変化によるものと推察される。一方、渦や気泡の影響がほとんど及ばない波の再生領域 (図-6(c)) では、20 Hz 以上の周波数帯の圧力差スペクトルが非常に小さくなっている。したがって、渦と気泡の影響により、20 Hz 以上の高周波数成分の圧力変動が卓越すると判断できる。なお、ビデオ画像解析から確認しているように、二段碎波の場合、碎波規模がかなり大きいため、紙面の制約上図示しないが、S-P 型碎波に比べて潜堤を設置していない場合との圧力差がかなり大きくなっている。

4.4 水中圧力の振幅スペクトルの空間特性

図-7 に例示するように、20～500 Hz と 300～500 Hz までの水中圧力の振幅スペクトルを積分した値により、圧力の高周波数成分の空間変化を考察する。なお、圧力の振幅スペクトルの積分値は、物理的な意味をもたないものの、特定の周波数帯がどの地点で卓越するかという情報が得られる。

図-7(i (a)), (ii (a)) より、20～500 Hz の圧力スペクトルの積分値は、潜堤の隅角部だけでなく、気泡が水中に連行している範囲 (S-P 型碎波の場合、 $x/L_i=0.24\sim0.32, z/h=-0.225\sim0.0$ の範囲、二段碎波の場合、 $x/L_i=0.22\sim0.36, z/h=-0.35\sim0.0$ の範囲) においても大きな値が認められる。そして、この傾向は、碎波規模が大きい二段碎波の方がより顕著に現れている。また、潜堤岸側背後における圧力スペクトルの積分値は、潜堤から岸側に離れるにつれて徐々に減少し、波の再生領域ではほぼ 0 に近い値となっている。このことから、碎波に伴い形成される大規模渦や気泡の影響により、高次周波数成分の圧力変動が発生していることがわかる。一方、300～500 Hz といった非常に高い周波数帯での圧力

スペクトルの積分値は、図-7(i (b)) から確認できるように、ほぼ気泡が連行している領域でのみ大きくなっている。したがって、300 Hz 以上の高周波数成分は、気泡の振動や体積変化に強い相関性があり、さらに気泡から生じる音、すなわち気泡音の発生に起因している可能性は十分高いと判断される。

5. 気泡音の周波数特性に関する一考察

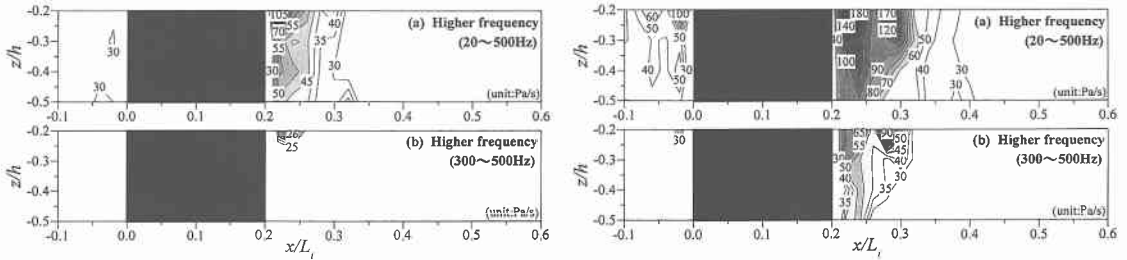
流体中に単独で存在する気泡の挙動やそれに伴う気泡音の特性に関して、Minnaert (1933) をはじめとする多くの研究者たちにより、理論解析と水理実験の面から議論がなされている。気泡音に関するこれらの知見および理論式を、本実験で認められるような多量の気泡が同時に混入している状況にそのまま適用できるかどうか不明ではあるが、多量の気泡が連行されている場合での気泡の振動モデルが現在確立されていないため、ここでは、Minnaert (1933) や Plesset・Prosperetti (1977) が提案したひとつの気泡に対する挙動モデルを用いて、碎波に伴う気泡音の周波数と気泡の大きさの関係を論議する。

気泡の振動形態のうち、最も基本的なものは、膨張・収縮といった振動であり、碎波に伴う気泡音に対しても、気泡の膨張・収縮が一要因であると推測される。Plesset・Prosperetti (1977) は、気泡の形状を球形であると仮定し、気泡の境界に、流体圧力、気泡の内部圧力、表面張力、流体の粘性による外力が作用したときの振動する気泡の運動方程式を展開することによって、次式に示す気泡の振動の基本周波数 f_0 を求めている。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\kappa p_0}{\rho} - \frac{2\sigma_s}{\rho R_0}} \quad \text{..... (5)}$$

ここで、 R_0 は気泡の半径、 κ は比熱比、 p_0 は平衡状態における気泡内の圧力、 ρ は流体の密度、 σ_s は表面張力である。

式(5)において表面張力の影響を無視すると、式(5)は式(6)となる。式(6)より、気泡の振動の基本周波数 f_0 が気泡の半径 R_0 に反比例する。すなわち、気泡の半径の減少に伴い、気泡の振動周波数が高くなることが



(i) S-P 型砕波
($H_i/L_i=0.03$, $h/L_i=0.2$, $B/L_i=0.2$, $R/h=0.2$)

(ii) 二段砕波
($H_i/L_i=0.043$, $h/L_i=0.2$, $B/L_i=0.2$, $R/h=0.2$)

図一 高周波数帯における圧力の振幅スペクトルの積分値の空間分布

理解できる。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\kappa p_0}{\rho}} \dots\dots\dots (6)$$

実験時の観測およびビデオ画像解析より、本実験においては、砕波に伴って発生した気泡の半径が概ね 10 mm 以下であった。よって、 $R_0=0.01$ m として、式 (6) より f_0 を算定する。ここで、流体密度を $\rho=1000$ Ns²/m⁴、砕波に伴って発生した気泡が空気であると仮定して、比熱比を $\kappa=1.4$ とした。また、気泡内の圧力 p_0 は、剛球が水面に落下したときに発する音の特性を水理実験より検討した森ら (1987) によると、気泡が存在する水深に対してほとんど変化せず大気圧に等しいと仮定できるため、ここでは $p_0=101.3$ kPa とした。したがって、気泡の半径 $R_0 \leq 0.01$ m での気泡の振動周波数 f_0 は、328 Hz 以上となる。このことは、気泡が混入している領域で、300 Hz 以上の高周波数の圧力変動が卓越するという本水理実験より確認されたこととほぼ一致しており、気泡の振動が気泡連行域での水中音の発生機構である可能性が高いと考えられる。

いうまでもなく、気泡同士の衝突や振動の干渉などを今後理論に考慮していく必要があるため、詳細については今後の研究を待たなければならない。しかし、ひとつの気泡の振動によって発生する水中音の理論式を、多量の気泡が同時に混入している状況に適用した場合でも、気泡による振動周波数の概略をある程度算定できると考えられる。言い換えれば、気泡連行領域での圧力変動(音圧)を計測することにより、気泡の規模とその分布および気泡量などを推定できる可能性は高いといえそうである。さらに、砕波変形過程での多量の気泡の混入を伴う強い乱れによって逸散される波エネルギーを定量的に評価できる可能性も秘めている。したがって、水中圧力特性を解明することは、砕波変形・再生過程の内部構造の解明の糸口になりうると考えられる。

6. 結 言

本研究では、規則波が不透過矩形型潜堤により砕けたときに形成される砕波持続域での水中圧力特性を、主に水理実験結果に基づいて議論した。そして、水中圧力特性を解明することが、砕波の内部構造の解明の手がかりになりうることを示唆した。今後引き続き、砕波持続域での水中圧力の変動機構に関して、水理実験と数値計算の両面から考究していく所存である。

参 考 文 献

- 岩田好一朗・川崎浩司・安藤敏宏 (1997): 潜水構造物による砕波再生過程と砕波持続距離に関する研究, 海岸工学論文集, 第 44 卷, pp. 71-75.
- 片野明良・村上信一郎・服部昌太郎 (1992): 幅広潜堤の消波特性の表示システム, 海岸工学論文集, 第 39 卷, pp. 646-650.
- 川崎浩司・安藤敏宏・岩田好一朗 (1997): 砕波持続領域内の圧力変動に関する一考察 一没水構造物による一, 土木学会第 52 回年次学術講演会講演概要集, 第 2 部, pp. 64-65.
- 川崎浩司 (1998): 潜水構造物による砕波変形と再生過程に関する基礎的研究, 名古屋大学学位論文, 186 p.
- 望月 修・丸田芳幸 (1996): 流体音工学入門一ゆたかな音環境を求めて一, 朝倉書店, 189 p.
- 森 康夫・水上雅人・武士保健 (1987): 剛球または水滴の水面下への落下および水流により発生する音の研究 (第 1 報, 剛球と水滴の場合), 日本機学会論文集 (B 編), 53 卷, 487 号, pp. 894-902.
- Brorsen, M., and J. Larsen (1987): Source generation of non-linear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Eng., Vol. 11, pp. 93-113.
- Hinatsu, M. (1992): Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface, Jour. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No. 217, pp. 1-11.
- Hirt, C. W., and B. D. Nichols (1981): Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, Jour. Comp. Phys., Vol. 39, pp. 201-225.
- Minnaert, M. (1933): On musical air-bubbles and the sounds of running water, Phil. Mag., Vol. 16, pp. 235-248.
- Plesset, M. S. and A. Prosperetti (1977): Bubble dynamics and cavitation, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 9, pp. 145-185.