

一様傾斜水域での砕波に伴う水中圧力の時空間変動特性

川崎 浩 司*・村瀬 政 善**・岩田好一朗***

1. 緒 言

砕波現象は、周知のとおり、水中への多量の気泡混入と激しいエネルギー逸散を伴う極めて複雑な物理現象である。そのため、数多くの水理実験や数値計算が行われ、波高減衰特性のみならず、水粒子速度場や乱流場などの内部特性についても議論が重ねられてきた。しかし、流体内部構造の一つである水中圧力に関しては、砕波によるエネルギー逸散に影響を及ぼす連行気泡の挙動、さらには魚類の唼集効果の一因である水中音の発生機構に密接な関連があるにもかかわらず、その変動特性の解明に着手した研究例 (岩田ら, 1997; 川崎ら, 1998, 1999) がほとんどなく、検討の余地が多く残されている。

そこで、本研究では、一様傾斜面上での砕波、特に Plunging 型砕波と Spilling-Plunging 型砕波を対象に水理実験を行い、気泡や水中音の発生機構に関連性がある高周波数成分の水中圧力変動特性について考究する。さらに、乱流 $k-\epsilon$ モデルを考慮した VOF (Volume Of Fluid) 法に基づく数値計算より、砕波変形に伴う全圧力と波動圧の時空間変動特性を実験結果と併せて考察する。

2. 水理模型実験

一様傾斜水域での砕波による水中圧力変動特性を明らかにするために、1/30 勾配斜面を有する名古屋大学大学院工学研究科土木工学教室の 2 次元造波水路 (長さ 30 m, 幅 0.7 m, 高さ 0.9 m) を用いて水理実験を行った (図-1 参照)。実験では、入射波周期 T_0 を 1.2 s と固定し、入射波高 H_0 のみを 15.0 cm, 9.0 cm と変えることにより、斜面上で Plunging 型砕波, Spilling-Plunging (S-P) 型砕波を発生させた。なお、斜面前面での静水深 h_0 を 60 cm と一定に保ち、作用波はすべて規則波とした。

超小型水中マイクロホン (Brüel & Kjær 社製: 8103) を用いて、図-1 に示すように、砕波点沖側から岸側方向に 524 cm, 静水面から鉛直下向きに $z = -4 \sim -20$ cm の

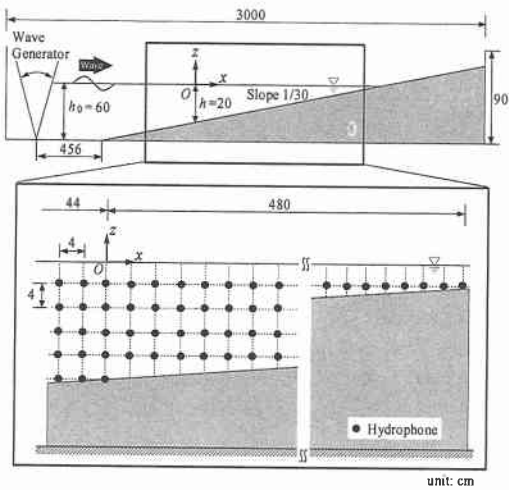


図-1 2次元造波水路の諸元と座標系

領域における約 360 地点で、波動圧の時間変動を計測した。計測データをサンプリングタイム 0.0005 s で AD 変換し、FFT 解析により水中圧力の各周波数成分の振幅スペクトルを算定した。また、計測した圧力変動データに含まれるノイズを除くために、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。さらに、水位と水粒子速度の時間変動を、圧力の計測範囲とほぼ同領域で、容量式水位計 (計測技研: C-300) と電磁流速計 (ALEC ELECTRIC 製: ACM 200-P) を使用して計測するとともに、砕波点、水塊の突っ込み点、気泡混入領域、水平渦発生領域などを把握するために、8 mm ビデオカメラにより砕波状況を撮影した。なお、造波開始前の静水状態よりすべての計測を行った。

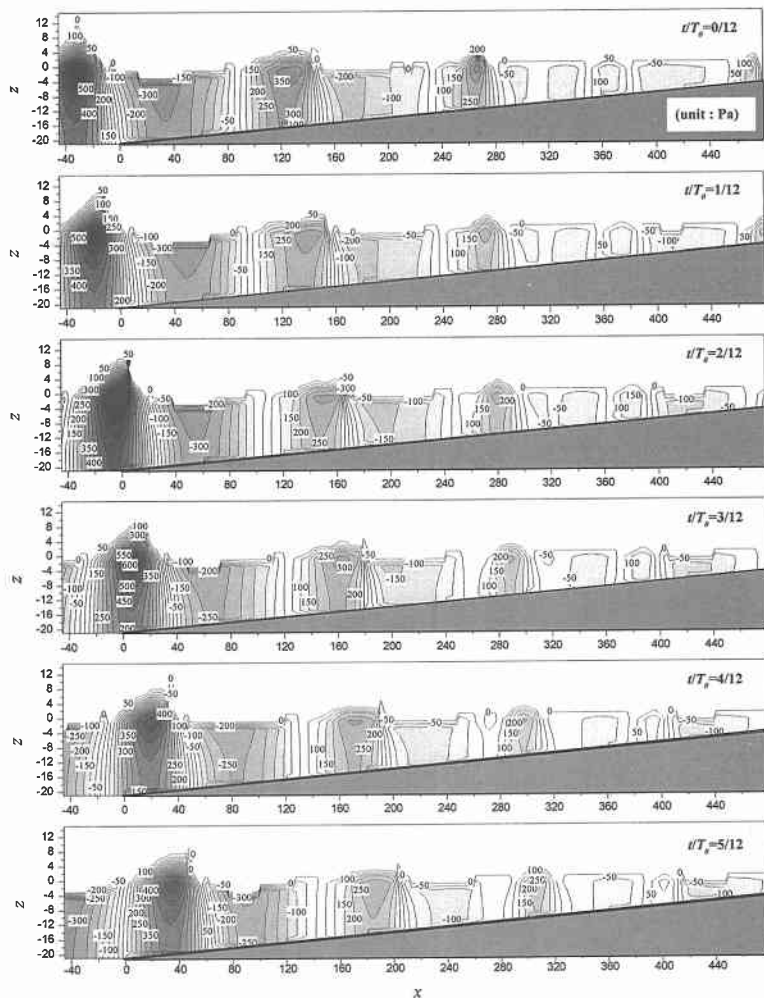
3. 数値シミュレーションの概要

砕波に伴って時空間的に変化する全圧力と波動圧の諸特性を検討するために、水理実験と同一条件下で、乱流 $k-\epsilon$ モデルを考慮した VOF 法を用いて砕波の数値計算を行った。本計算では、液相場のみを対象に数値シミュレーションを行っているため、連行気泡による圧力変動など気液相の相互干渉によって発生する水中圧力変動を再現することはできない。これについては今後検討すべ

* 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

** 正 会 員 修(工) (株)ニュージェック 河川海岸部河川計画室

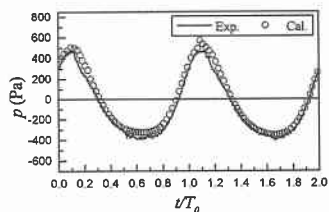
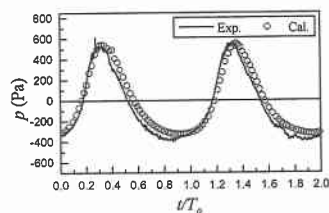
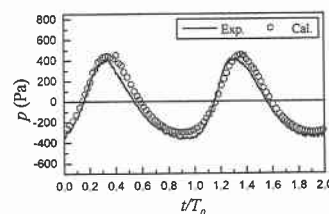
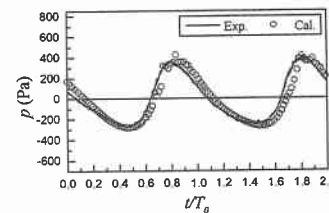
*** フェロー 工 博 名古屋大学大学院教授 工学研究科土木工学教室



図一2 数値計算による波動圧分布の時間変化の一例 (Plunging型砕波)

き重要な課題であるが、ここでは砕波に伴う水中圧力の時空間変動の基本特性を把握することを主たる目的としており、液相流動場のみを対象に数値計算を行った。

基礎方程式は、非圧縮性粘性流体に対する連続方程式、Reynolds運動方程式、自由水面を模擬するための流体体積率を表すVOF関数の移流方程式、乱流エネルギーとその逸散率の輸送方程式である。なお、数値計算手法の詳細は、磯部ら(1999)と同様である。計算領域に関しては実験水路の諸元に基づいて設定し、座標系は、図一1に示すように、静水深 $h=20.0$ cmの地点での鉛直測線と静水面の交点を座標原点 O とする $x-z$ 直交座標である。また、 x, z 方向の計算格子間隔 $\Delta x, \Delta z$ をともに 2.0 cm と設定し、計算の安定性を確保するために、CFL条件と粘性項の安定条件に基づき、時間ステップ間隔を $\Delta t=0.001$ s と一定にした。

(a) $x=-24.0$ cm, $z=-8.0$ cm(b) $x=16.0$ cm, $z=-4.0$ cm(c) $x=16.0$ cm, $z=-12.0$ cm(d) $x=100.0$ cm, $z=-8.0$ cm

図一3 波動圧の時間波形

4. 砕波に伴う水中圧力の時空間変動特性

4.1 水中圧力の時空間変化

本節では、計算結果に基づき、砕波に伴う波動圧および全圧力の時空間変動の基本特性について議論する。

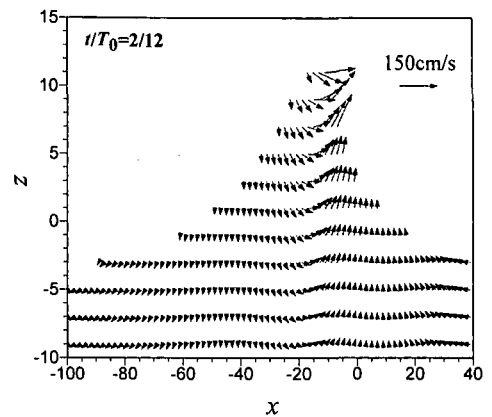
図一2は数値計算による波動圧の空間分布の一例を示し、Plunging型砕波の場合である。ここで、全圧力から静水圧 ($-\rho g z$) を差し引いた圧力成分を波動圧と定義した。同図の $t/T_0=0/12 \sim 2/12$ より、沖側から来襲する波は水深の減少に伴って非線形性を帯びながら前傾していき、 $t/T_0=2/12$ の時刻で、自由水面の形状のみならず波動圧の空間分布がほぼ鉛直となっている。後述するが、同時刻で波が崩れたと考えられる。さらに、水理実験より確認された砕波点 ($x \approx -10$ cm) での鉛直測線において、波の通過に伴う波動圧分布の時間変化を考察すると、波谷から波峰が通過する際に、自由水面近傍で波動圧分布

が非常に密になっている。以上のことから、碎波の波動圧変動は、等波動圧線が鉛直に切り立ち波峰前面部に集中するといった特徴をもつことが明らかとなった。

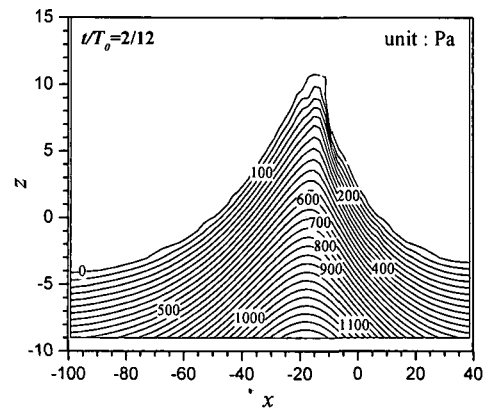
図-3より、碎波に伴う波動圧の時間変化について検討する。図中の実線と○印はそれぞれ実験値、計算値を示す。碎波点($x \approx -10$ cm)より沖側に位置する図-3(a)から、非碎波の場合、波動圧の時間波形は、波峰が尖り波谷が平坦となる非線形性を帯びたほぼ前後対称の波形となっている。一方、碎波後の波動圧の時間波形を示す図-3(b)~(d)より、波谷から波峰にかけて波動圧が急激に増大している様子がみられる。このことは、波谷から波峰が通過する際に波動圧の空間分布が密になると上述したことに相当している。さらに、実験結果から、波動圧の時間波形でごく小さな振幅を有する高周波数変動が生じているのがわかる。特に、碎波帯内でこの傾向が顕著にみられる。したがって、この高周波数成分の波動圧は、碎波に伴う流体内部の乱れによるものと推察される。なお、後節で高周波数成分の波動圧の発生要因について検討する。

計算波形と実験波形の比較より、計算結果は実験波形の高周波数成分を除く波動圧の時間変動を良好に再現している。よって、低周波数成分の波動圧の時空間変動に対しては、本研究で用いたVOF法に基づく計算手法の妥当性と有効性が検証される。なお、紙面の制約上図示しないが、水位と水粒子速度に対しても、計算結果は実験結果とよく一致していることを付記しておく。

碎波の瞬間に波動圧の空間分布が鉛直になると前述したが、十分な議論をしていない。そこで、図-4(a)、(b)より、碎波瞬間での水粒子速度と全圧力の空間分布特性を考察する。図-4(a)から認められるように、波頂部での水粒子速度が岸向き方向に非常に大きくなっている。碎波の判定条件の一つとして、水平方向の水粒子速度が波速以上に大きくなったときを碎波と定義するRankin(1864)の碎波条件がある。この場合、水平方向の水粒子速度、波頂部の移動速度から算定した波速はそれぞれ144.0 cm/s、140.0 cm/sであった。波頂部での水平方向水粒子速度の値が波速値を越えているため、Rankinの碎波条件から、碎波が生じていると判断される。また、同時刻での全圧力の空間分布を示す図-4(b)をみると、波峰前面部付近で全圧力が密に集中し、その分布形状がほぼ鉛直になっていることが確認できる。したがって、全圧力分布が鉛直になるとき、つまり、全圧力の鉛直方向勾配がゼロになるとき、碎波が生じると考えられる。一方、碎波後では、図-5に例示するように、波峰前面部での全圧力の鉛直勾配 $\partial p / \partial z$ が正となっている。例えば、 $x=61.0$ cm 測線上での $z=3.0$ 、 5.0 cmの地点における全圧力はそれぞれ $p=251.1$ Pa、 $p=287.5$ Paであり、



(a) 水粒子速度場の空間分布



(b) 全圧力の空間分布

図-4 碎波瞬間での水粒子速度と全圧力の空間分布

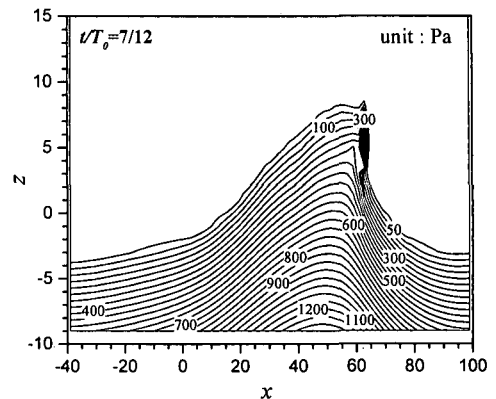


図-5 碎波後での全圧力の空間分布

$\Delta p / \Delta z = 18.2 > 0$ となる。以上のことから、全圧力の鉛直方向勾配がゼロ以上になる条件 $\partial p / \partial z \geq 0$ を碎波の判定指標として適用することが可能であろう。しかし、本計算結果からでは、Rankinの碎波条件と全圧力を用いた碎波条件が同時に成立するのかどうか明示することがで

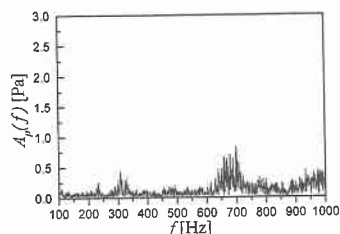
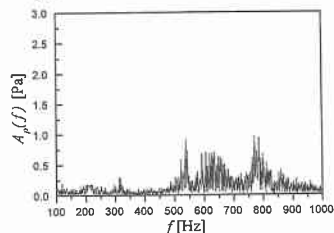
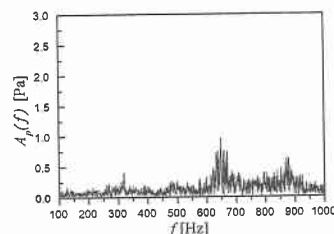
(a) $x=12.0$ cm, $z=-8.0$ cm(b) $x=24.0$ cm, $z=-12.0$ cm(c) $x=48.0$ cm, $z=-12.0$ cm

図-6 波動圧の振幅スペクトル (実験結果)

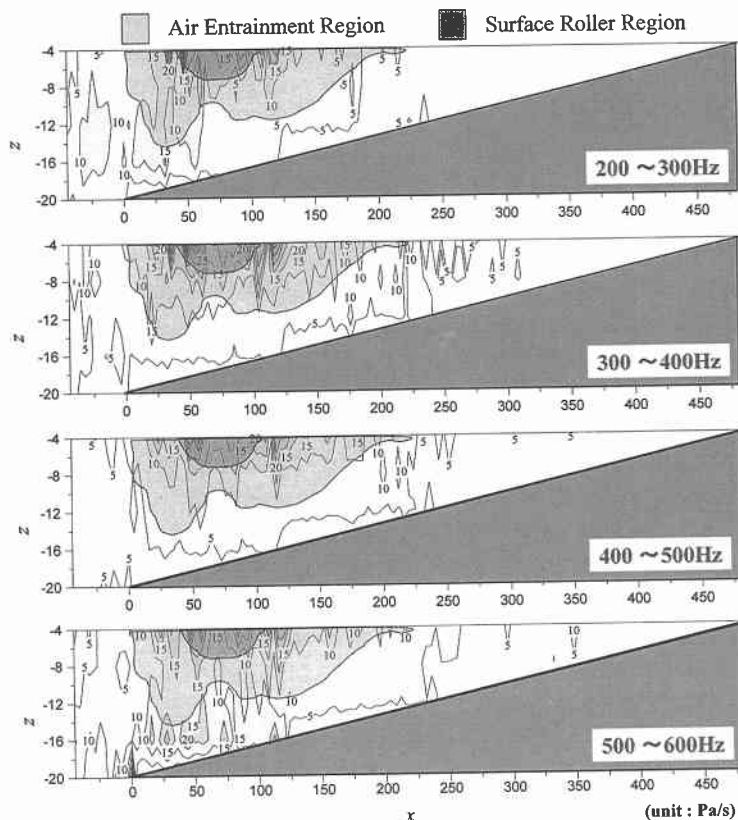


図-7 高周波数帯における波動圧スペクトル積分値の空間分布 (実験結果)

きなかった。これに関しては、引き続き検討する。

4.2 高周波数成分の水中圧力特性

高周波数成分の波動圧の発生要因を明らかにするために、連行気泡の挙動と関連づけながら、水中圧力の周波数特性を実験結果に基づいて議論する。

図-6は、Plunging型碎波の場合で、碎波帯内における水中圧力の振幅スペクトル値 $A_p(f)$ を示す。同図から、200 Hz 以上の高周波数成分波動圧の増大が顕著にみられる。図示しないが、S-P型碎波の場合でも同様な特徴が認められた。水理実験での目視観察やビデオ画像から、図-6に示す地点は、水塊の巻き込みにより気泡が混入し流体内部が激しく乱れている領域に位置している。したがって、波動圧の高周波数成分は水中に混入された気泡の影響により発生したと推察される。しかしながら、各地点で波動圧が増大する周波数帯が異なり、同図のみからでは高周波数成分の波動圧特性に関する一般的な特徴が認められない。

そこで、波動圧スペクトルを特定の周波数帯で積分することにより、連行気泡と高周波数成分の波動圧の関係を検討する。図-7に、式(1)によって定義された波動圧のスペクトル積分値 I_p の空間分布を示す。また、同図

には、ビデオ画像より得られた、一波が通過する間に静水面下で多量の気泡が混入する領域と水平渦が通過する領域（ここでは、それぞれ気泡混入領域、水平渦領域と称する）の模式図も同時に示す。

$$I_p = \int_{f_i}^{f_i+100} A_p(f) df \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 f_i は解析対象とする周波数帯の最小周波数である。

図-7より、周波数帯に関係なく、波動圧の振幅スペクトルの積分値は、水塊が自由水面に突入した地点 ($x=0.0$ cm) から岸側で急激に増大している。さらに、波動圧のスペクトル積分値が増大する領域と気泡混入領域がおおよそ一致している。特に、水平渦によって多量の気泡が流体内部に連行している水平渦領域では、波動圧の増大が顕著である。このことから、局所的に増大する高周波数成分の圧力変動は、気泡混入・連行によって生じたものと判断できる。

ついで、Plesset・Prosperetti (1977) が提案した単一気泡に対する理論式を用いて、連行気泡の諸量から水中圧力の周波数別特性を議論する。Plesset・Prosperetti (1977) は、気泡の振動形態が膨張・収縮といった振動で

あると仮定し、次式に示す気泡振動の基本周波数 f_0 を算出した。

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

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 は流体の密度である。なお、各パラメーターの数値は川崎ら (1999) を参照されたい。

実験時の目視とビデオ画像から、 $x=48.0\text{cm}$ 、 $z=-12.0\text{cm}$ の地点で確認された気泡の半径は $0.48\sim 0.53\text{cm}$ であった。式 (2) より、気泡径 $R_0=0.48\sim 0.53\text{cm}$ に対する気泡の振動周波数 f_0 を算定すると、 $f_0=619\sim 683\text{Hz}$ となる。これは、図-6(c) に示す波動圧が増大している周波数帯とほぼ一致している。また、 $x=24.0\text{cm}$ 、 $z=-12.0\text{cm}$ の地点では、碎波した波の通過に伴い径の異なる気泡が多く存在し、その径の範囲は $R_0=0.4\sim 0.66\text{cm}$ であった。式 (2) から同様に f_0 を算定すると、 $f_0=497\sim 820\text{Hz}$ となる。この場合も、図-6(b) に示す振幅スペクトルが増大する周波数帯とよく一致している。したがって、高周波数成分の波動圧変動は気泡の振動が起因して発生すると判断できる。

周波数帯別に図-7 をみると、周波数帯の違いにより、スペクトル積分値の増大領域が異なっている。具体的には、 500Hz 以下の周波数帯の波動圧は自由水面近傍で増大しているのに対して、 $500\sim 600\text{Hz}$ の周波数帯ではスペクトル積分値が自由水面付近だけでなく斜面底部付近でも増大している。ビデオ画像から、碎波により水中に取り込まれた気泡のうち、比較的小さい径を有する気泡が水深の深い範囲まで連行している様子が認められた。したがって、気泡の連行現象により、 500Hz 以上の高周波数成分の波動圧変動が斜面底部付近で発生したといえる。

以上のことから、碎波に伴って気泡が混入している領域で水中圧力変動を計測することにより、連行気泡の大きさやその空間分布がある程度定量的に評価できるといってもよい。さらには、気泡の混入・消失が波エネルギーの逸散に影響を及ぼすことを踏まえると、連行気泡と水中圧力変動の明確な関係を見いだすことは、碎波現象の内部構造を解明する一助となるだけでなく、碎波による波エネルギーの逸散量を定量的に評価できる可能性を秘めているだろう。

5. 結 言

本研究で得られた主要な結論を以下に示す。

- 1) 気泡混入領域では、 200Hz 以上の高周波数波動圧が局所的に増大することが水理実験より判明した。特に、水平渦が発生している領域では、その傾向が顕著に現れた。

- 2) 連行気泡の振動周波数を Plesset・Prosperetti による理論式から算定すると、波動圧スペクトルが増大する周波数帯とよく一致した。上記の結論と併せて考えると、高周波数波動圧の主な発生要因は、流体中に混入された気泡の振動であると断定できる。
- 3) 気泡が混入している領域で水中圧力変動を計測することによって、連行気泡の大きさやその空間分布がある程度定量的に評価できる可能性を示した。
- 4) 碎波の波動圧は、波谷から波峰にかけて短時間で急激に増加し、波峰前面部に等波動圧線が密に集中することが明らかとなった。
- 5) 碎波が生じている波峰前面部では、波動圧と静水圧を含む全圧力の鉛直勾配 $\partial p/\partial z$ がゼロ以上となることが計算結果より明らかとなった (なお、 z は鉛直上向きを正とした)。したがって、 $\partial p/\partial z \geq 0$ の条件を満たすとき、「碎波」と定義できよう。
- 6) 計算結果は高周波数成分を除く波動圧の時空間変動の実験結果を良好に再現しており、水位と水粒子速度のみならず、水中圧力変動に対する数値計算手法の妥当性が検証された。しかし、本計算では、連行気泡の振動によって発生する水中圧力変動を再現することができない。これに関しては今後検討する予定である。

謝辞：本研究にあたり、「数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究会 (代表：東京大学 磯部雅彦教授)」で開発中の計算プログラムを使用させて頂いた。関係者各位に謝意を表する。また、本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金 (基盤研究 (B) (1)：研究代表者 岩田好一朗、奨励研究 (A)：研究代表者 川崎浩司) による成果であることを付記しておく。

参 考 文 献

- 磯部雅彦・高橋重雄・余 錫平・嶺山 勉・藤間功司、川崎浩司・蔭 勤・秋山 実・大山洋志 (1999)：数値波動水路の耐波設計への適用に関する研究—VOF 法基本プログラムの作成—，海洋開発論文集，第 15 巻，pp. 321-326。
- 岩田好一朗・川崎浩司・安藤敏宏 (1997)：潜水構造物による碎波再生過程と碎波持続距離に関する研究，海岸工学論文集，第 44 巻，pp. 71-75。
- 川崎浩司・岩田好一朗・村瀬政善 (1998)：碎波持続領域での水中圧力特性，海岸工学論文集，第 45 巻，pp. 131-135。
- 川崎浩司・村瀬政善・渋谷貴志・岩田好一朗 (1999)：大規模碎波に伴う水中圧力変動と碎波形態に及ぼす台形型潜堤の幾何形状効果，海岸工学論文集，第 46 巻，pp. 146-150。
- Plesset, M. S. and A. Prosperetti (1977)：Bubble dynamics and cavitation, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 9, pp. 145-185。
- Rankin, W. J. (1864)：Summary of properties of certain stream lines, Phil. Mag. (4), 29。