

砕波形式の相違による気体の圧力分布に関する研究

A Study on the Dependence of Air Pressure Distribution on Difference in Breaker Types

鷲見浩一¹・植松達也²・板垣健吾³

Hirokazu SUMI, Tatsuya UEMATSU and Kengo ITAGAKI

The structure of gas pressure during wave breaking has not been fully explained. In this study, the distribution of gas pressure during wave breaking for two breaker types was studied by conducting hydraulic experiments and numerical computations. Further, the effects of wave breaking on the gas pressure were considered. As a result, we found that the distribution of gas pressure became symmetric between the front and back of the wave crest when wave breaking does not occur. On the other hand, gas pressure was found to be asymmetric between the front and back of the wave crest when there was wave breaking. Specifically, isobaric contour intervals were found to be smaller in front of the wave crest.

1. はじめに

砕波機構を解明するために、これまでに多くの研究が行われ、砕波時の波内部の流速分布や渦構造などの諸現象が明らかにされており、灘岡ら(1985)は斜降渦の海底面への到着が底質の浮遊に支配的であるという重要な知見を報告している。さらに、砕波現象の解明に重要な波内部の圧力分布特性についての研究も実施されており、川崎ら(2000)は砕波時の液相内に混入する気泡が波動圧の高周波成分の発生に寄与することを確認している。また、砕波瞬時に水表面から気泡が波内部に混入することを考慮すると、砕波には気体と液体の両相での流体の運動が相互に関係していると考えられる。この点に着目して、近年では気液 2 相流における砕波時の流速分布を検討した研究も実施されつつあり、著者ら(2005)が気液 2 相流での砕波時の流速と圧力の分布特性について考察している。しかし、著者ら(2005)の研究は砕波形式の相違による気体の圧力構造を検討したものではない。また、砕波時の気相での圧力構造を考察した研究は小数である。したがって、砕波時の気体の圧力構造については、議論が充分でなく、不明な点が多いのが現状である。

本研究では、入射波の砕波に伴う気相の圧力の時空間変動を、2つの砕波形式において検討する。さらに、気体の圧力から静水面を基準とした気圧を差し引いた波動気圧を定義し、波動運動が気体の圧力構造へ及ぼす影響についても考究する。

2. 水理実験と数値計算

本研究では、微差圧計を用いた水理実験と功刀(1996)

による MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) 法を自由界面の解法とした $k-\epsilon$ 乱流モデルによる数値計算を行って、砕波時の気体における圧力特性を考究した。

(1) 砕波時の気体の圧力変動を検討する実験

実験は、図-1 に示す片面ガラス張りの 2 次元造波水槽 (長さ 18.0 m, 幅 0.7 m, 高さ 1.0 m) を用いて、水深 $h=40$ cm の水路底面上にアクリル板で作成した一様海底勾配 (勾配 $\tan \beta=1/10$, 長さ 4.8 m, 幅 0.7 m,

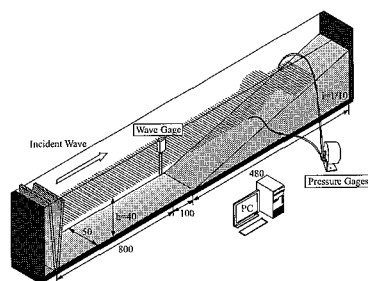
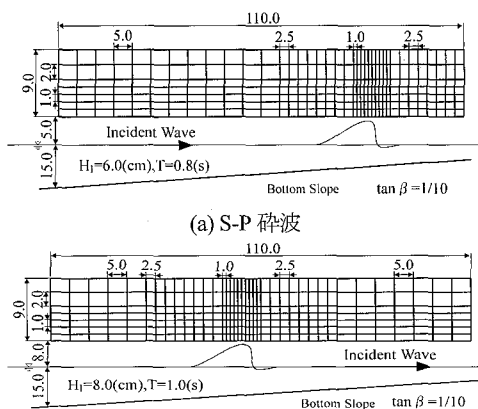


図-1 実験結果 (単位: cm)



(a) S-P 砕波

(b) Plunging 砕波

図-2 計測範囲 (単位: cm)

1 正会員 博(工) 金沢工業大学准教授 環境・建築学部 環境土木学科
2 正会員 修(工) 名工建設株式会社
3 学生会員 金沢工業大学大学院 工学研究科 環境土木工学専攻

高さ 0.48 m) を設置して行った。実験波は、波高 $H_f = 6.0$ cm, 周期 $T = 0.8$ s と $H_f = 8.0$ cm, $T = 1.0$ s の 2 種類の規則波とした。砕波形式は、それぞれ Spilling 砕波と Plunging 砕波の中間の性質を持つ Spilling-Plunging 砕波 (以下に S-P 砕波とする) と Plunging 砕波である。波動運動に伴う気体の圧力の計測には、直径 8 cm, 高さ 4 cm の円柱形の微差圧計 (SSK: DP8A-5) を用いた。微差圧計には、2 つの圧力接続口が設けてあり、この圧力接続口に直径 $d = 6$ mm のゴムチューブを配管し、1 本を圧力計測点に、残りの 1 本を静水面に設置して、静水面からの圧力変動を計測した。気体の圧力の計測範囲は、図-2(a), (b) に示すように、 $h = 15$ cm の静水面から S-P 砕波で 5 cm, Plunging 砕波で 8 cm 上方の地点を原点として、水平方向は原点から岸側に 110 cm, 鉛直方向は原点から上方に 9 cm とした。この計測範囲内に 312 の計測点を設けた。また、気体の圧力と同時に水面変動も測定した。気体の圧力と水位の値は、造波開始から S-P 砕波で 8 ~ 12 波目, Plunging 砕波で 7 ~ 11 波目までの 5 波による位相平均値を採用した。

(2) 砕波の気液 2 相流数値解析

波動運動による気体の圧力変動を考究するために、自由界面の解法に MARS 法を採用した標準 $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる砕波の数値計算を行った。MARS 法は、VOF

法の特徴である質量の完全な保存性を保ちつつ、その欠点である界面勾配の輸送の不正確性を、計算格子内の界面勾配を 1 次関数で近似する line-segment 関数の導入により、改良した計算手法である。実際の計算では、入力波条件と計算領域を実験と同じ諸元で設定し、砕波による気相と液相での流速分布と圧力分布を求めた。

3. 砕波時の気体の圧力

S-P 砕波の気体の圧力の空間分布の実験結果と計算結果をそれぞれ図-3 と図-4 に、Plunging 砕波の気体の圧力の空間分布の実験結果を図-5 に示す。なお、図-3 ~ 5(a) ~ (c) は、砕波前、砕波時、砕波後の時刻における気体の圧力を図示しており、図-3(a) ~ (c) と図-4(a) ~ (c) は、それぞれ同時刻の気体の圧力を表示している。実験より確認した砕波水深 h_b は、S-P 砕波で約 7 cm, Plunging 砕波で約 10 cm であり、時刻 t の基準は両砕波形式において、入射波が砕波点に到達する時刻が $t/T = 0.525$ となるように設定してある。

図-3 と図-4 より実験と計算による水面波形は概ね一致していることが判る。また、図-4 に示す水中圧力は、水面から海底に接近するにつれて増大し、波峰や波谷などの全域において水面形状と相似した分布となっている。

図-3(a) ~ (c) より気体の圧力は、 Z/h が一定の場合は

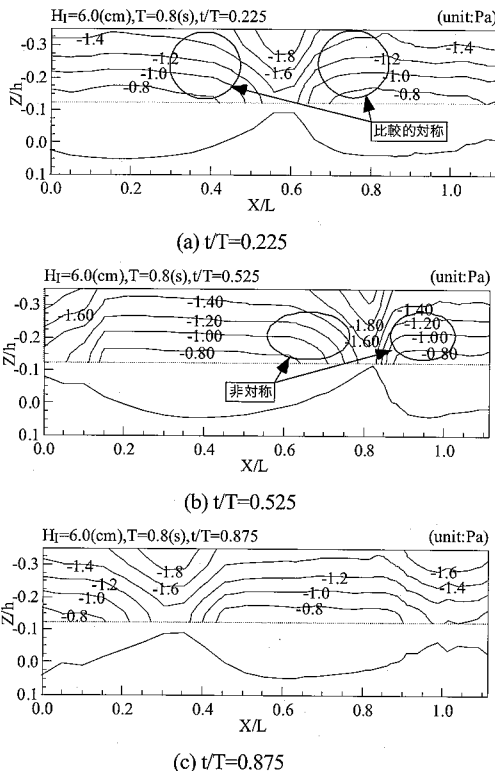


図-3 実験による S-P 砕波の気体の圧力の空間分布

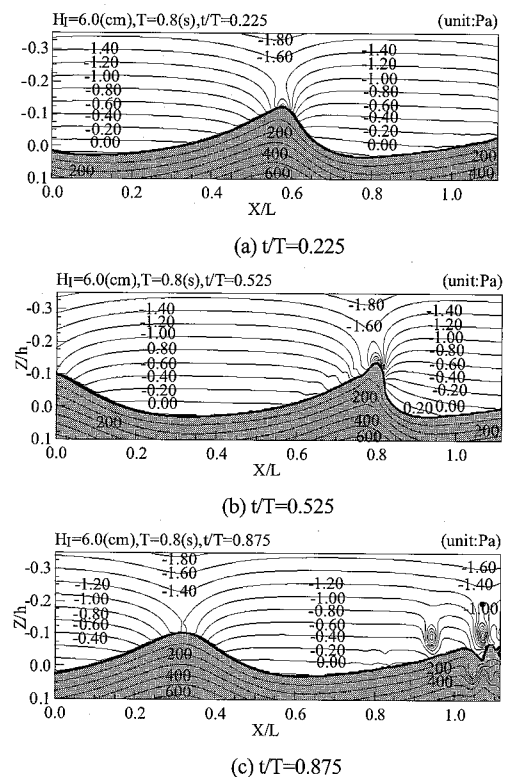


図-4 計算による S-P 砕波の気体の圧力の空間分布

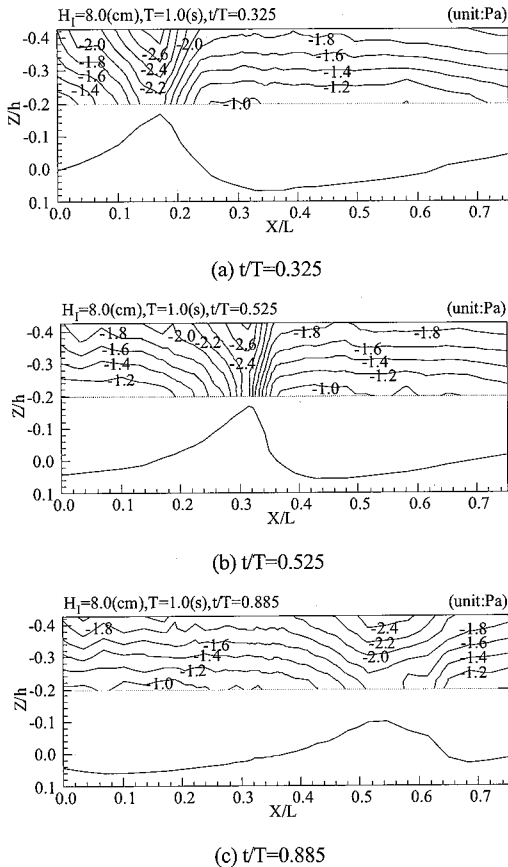


図-5 実験による Plunging 砕波の気体の圧力の空間分布

非砕波時と砕波時において、波頂上部の領域で小さく、波谷上部の領域で大きくなる傾向がある。このような気体の圧力の分布特性は、計算結果の図-4(a)～(c)においても同様であるが、図-3(c)と図-4(c)の $0.9 \leq X/L \leq 1.1$ の砕波後の波頂部後方では、気体の圧力の分布状態が実験と計算で異なり、図-4(c)では同心円状に分布した圧力が確認できる。これは、図-4(b)の $X/L \approx 0.8$ の波頂部近傍に確認できる半円状の圧力分布が、入射波の砕波後に残留したものと推察される。実験では、このような圧力分布を観測可能な計測間隔を設定していなかったために、差異が生じたものと考えられる。

図-5(a)～(c)に示す Plunging 砕波の気体の圧力の分布傾向も、S-P 砕波と同様に、波頂上部の領域で小さく、波谷上部の領域で大きくなる。図-3(b)に示す S-P 砕波の砕波時と図-5(b)に示す Plunging 砕波の砕波時の気体の圧力を比較すると、 $Z/h = -0.3$ では両砕波形式において波谷上部域では約 -1.4 Pa と同じ程度の大きさを示すが、波頂上部域では Plunging 砕波が S-P 砕波よりも小さい気圧となる。このように、砕波形式が異なる場合の気体の圧力は、波谷上部域では両砕波形式においてほぼ同じ気

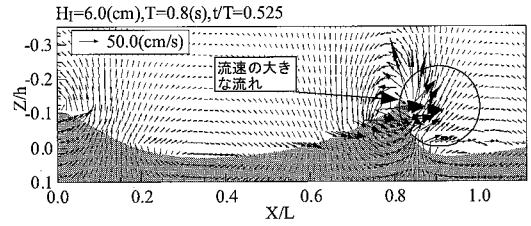


図-6 S-P 砕波の砕波時の流速分布

圧となるが、波頂上部域では砕波形式において差異が生じることが判る。また、S-P 砕波の気相の圧力の等圧線は、波頂上部で下に凸となり、図-3(a)に示すように非砕波時には波峰の前後で比較対称な分布となる。しかし、砕波時の等圧線は、図-3(b)に示すように波峰の前後で非対称となり、波峰前面の等圧線間隔が密となる。このため、同領域では圧力勾配が大きくなり、図-6に図示したように流速の大きな流れが発生する。

図-3～5(a), (b)に示すように、波頂上部の気体の圧力は S-P 砕波で約 $-1.8 \sim -1.6$ Pa、Plunging 砕波で約 $-2.6 \sim -2.2$ Pa となる。一方、波谷上部の圧力は、静水面から上方に離れるほど小さくなり、 $Z/h = -0.3$ では両砕波形式において約 -1.4 Pa となる。これより、波頂上部の気体の圧力の変動は、波谷上部より激しいという実態が判る。また、砕波後、図-3～5(c)に示すように波頂上部の圧力は上昇する。

4. 波動運動に伴う波動気圧の変化

本研究では、波動運動の影響による気相の圧力変動を検討するために、第3章で述べた気体の圧力から気圧 ρgh (ρ : 気体の密度、 g : 重力加速度、 h : 静水面からの距離) を差し引いた波動気圧を求めた。

実験により得た S-P 砕波の波動気圧の空間分布を図-7(a)～(d)に、Plunging 砕波の波動気圧の空間分布を図-8(a)～(d)に示す。なお、時刻 t は両砕波形式において、入射波の砕波する時刻が $t/T = 0.525$ となるように設定してある。

S-P 砕波の非砕波時の波動気圧の分布を示した図-7(a)では、 $0.45 \leq X/L \leq 0.65$ の波頂上部域では等圧線が集中し、その間隔は狭くなっているが、波前脚部から岸側の $X/L > 0.70$ と波頂部後方から沖側の $X/L < 0.40$ の領域では、等圧線間隔は波峰から遠ざかるにつれて広がる傾向にある。また、 $X/L \approx 0.6$ の波頂上部域における波動気圧は、静水面から離れ Z/h が小さくなるほど大きくなる。図-7(a)から 0.12 s 後の砕波直前の時刻における図-7(b)では、図-7(a)と比較して $X/L \approx 0.7$ の波頂上部域において波動気圧が小さくなり、 $0.75 \leq X/L \leq 0.80$ の波前脚部の上部域においては等圧線間隔がさら

に狭くなっている．図-7(c)に碎波時の波動気圧を示す．同図より碎波時の波動気圧は，0.12 s 前の波動気圧を図示した図-7(b)と比較して， $0.85 \leq X/L \leq 0.90$ における波峰前面上部域の波動気圧の等圧線間隔が，さらに密となり急勾配となって集中している．一方，波頂部後方の上部域の波動気圧の等圧線間隔は，碎波直前から碎波までの短時間に，急激な変化をしない．碎波後の時刻の波動気圧分布を示す図-7(d)では，波面崩壊により $0.95 \leq X/L \leq 1.10$ では波高の低下が生じ，この領域の波動気圧は波谷上部域の波動圧と比較して小さいものとなっている．また，碎波後の波峰上部での波動気圧は，碎波時の波峰上部の波動気圧よりも大きくなっている．

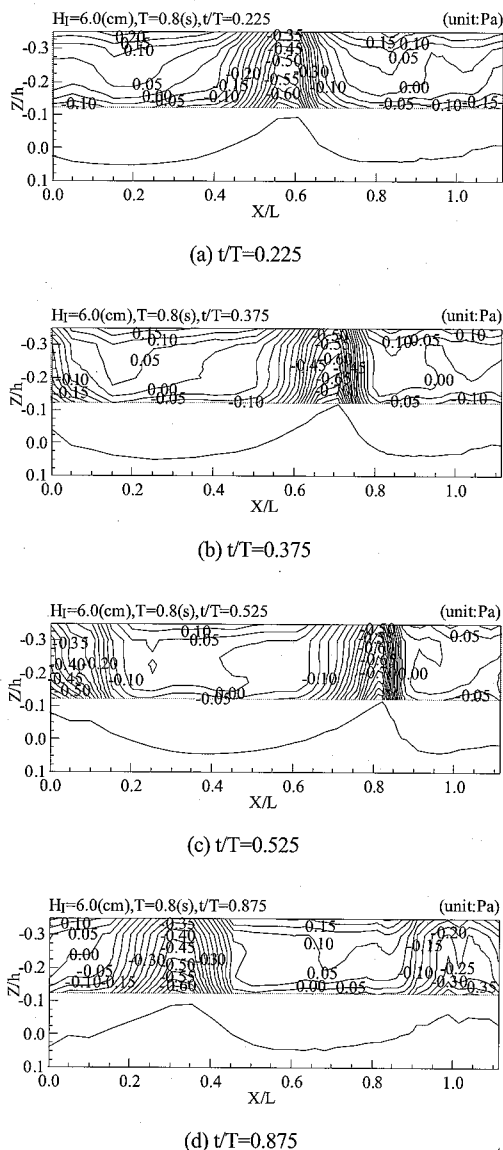


図-7 S-P碎波の波動気圧の空間分布

Plunging 碎波の非碎波時の波動気圧の空間分布を図-8(a)に示す．同図の $0.0 \leq X/L \leq 0.2$ においても，S-P 碎波と同様に波頂上部の領域で等圧線が急勾配で集中する分布となっている．入射波が図-8(a)から0.08 s 進行した図-8(b)では， $0.18 \leq X/L \leq 0.24$ の波峰前面の上部領域の等圧線間隔が，0.08 s という短時間に図-8(a)よりも密になることが確認できる．図-8(c)に碎波時の波動気圧を示す． $0.32 \leq X/L \leq 0.36$ の波峰前面上部域の等圧線間隔は，図-8(b)の同領域の等圧線間隔よりも密となっている．また，図-8(c)の $0.28 \leq X/L \leq 0.36$ の波頂上部の波動気圧と図-7(c)の $0.75 \leq X/L \leq 0.85$ に示す

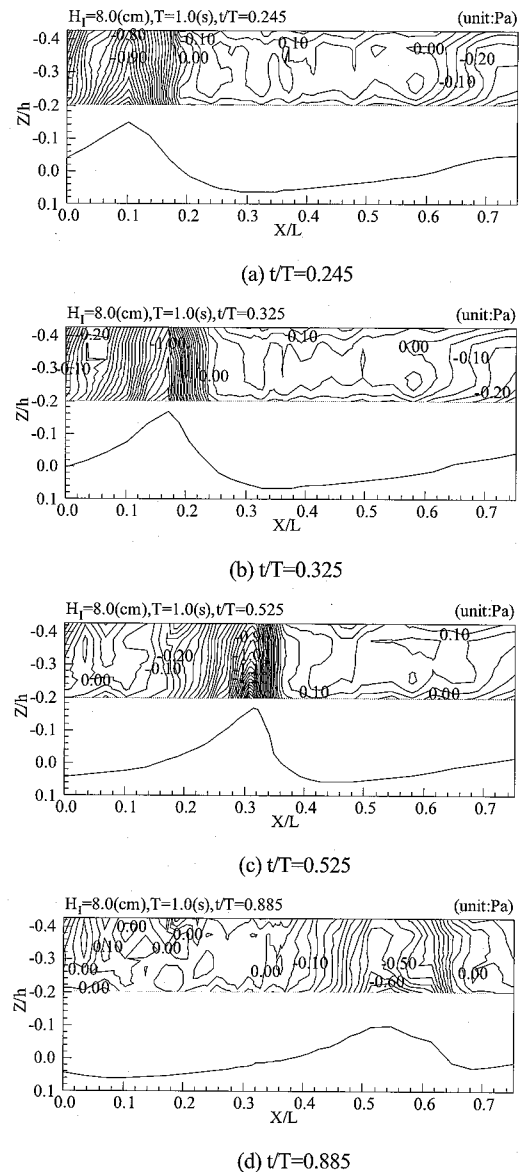


図-8 Plunging 碎波の気体の圧力の空間分布

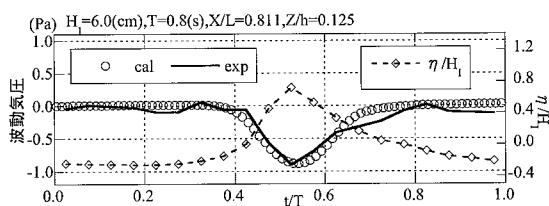


図-9 S-P 碎波の波動気圧の実験値と計算値

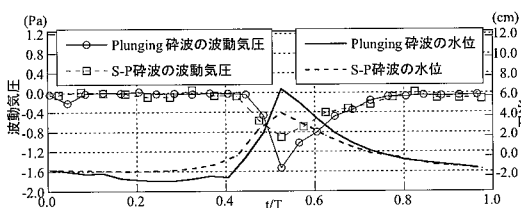


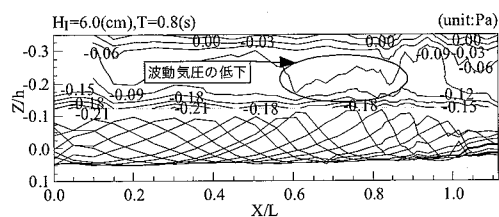
図-10 波動気圧と水位の関係

S-P 碎波の波頂上部の波動気圧を比較すると、Plunging 碎波は S-P 碎波よりも小さい波動気圧の分布となる。碎波後の波動気圧を図-8(d)に示す。同図より碎波後の波峰上部の $0.44 \leq X/L \leq 0.64$ では、碎波時において波頂上部に集中していた等圧線の間隔が広がっていることが判る。また、同領域の波動気圧は、碎波時の波頂上部の波動気圧よりも大きくなっている。

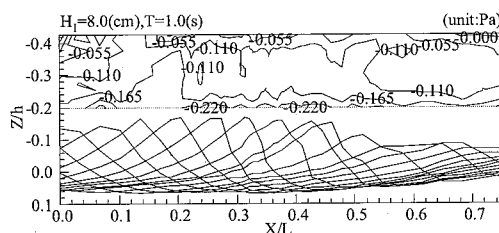
S-P 碎波の波動気圧の実験値と計算値の比較結果を図-9に示す。図-9には水位変動も併せて図化してある。波動気圧と水位の変動を関連づけて考察すると、波動気圧は水位のゼロアップクロス点から約 $1/11$ 周期の短時間に最小となることが判る。これは、波峰前面の等圧線の集中によるものである。

このように、図-7～9より碎波に伴う波動気圧の時空間分布が明かとなった。すなわち、非碎波時の波動気圧の等圧線は、両碎波形式において波峰の前後に急勾配となって集中し、波頂上部で最小となり、波峰の前方と後方に向かうにつれてゼロに接近し、波谷上部では緩勾配の広い等圧線間隔となる。波が碎波点に接近し波峰が急峻化すると、波峰前面の波動気圧線の間隔は非碎波時よりも密となり、急激な波動気圧の変化が生じる。そして、図-10に示すように碎波瞬時に波頂上部の波動気圧は最小値を示し、S-P 碎波で約 -0.8 Pa、Plunging 碎波で約 -1.6 Pa となる。碎波後、波峰前面の等圧線間隔は疎となり、波動気圧は上昇する。波動気圧は波頂上部での発生と変動が波谷上部よりも顕著であり、波動運動が気体の圧力変動に影響する領域は波峰上部が主となることが判った。

図-11(a), (b)に1周期平均した S-P 碎波と Plunging 碎波の波動気圧を示す。1周期平均した波動気圧は、波動気圧の大きさが碎波形式により異なり、Plunging 碎波は S-P 碎波より、その変動幅が大きくなる。しか



(a) S-P 碎波



(b) Plunging 碎波

図-11 1周期平均した波動気圧

し、碎波時の波頂部近傍での波動気圧の低下といった分布傾向は、両碎波形式で同様である。

5. 結 論

本研究では微差圧計を用いた水理実験と MARS 法による数値計算を行って、碎波に伴う気相の圧力の時空間変動を考究した。本研究で得られた主要な結論を示す。

- 1) S-P 碎波の気相の圧力の等圧線は、波頂上部で下に凸となり、非碎波時には波峰の前後で比較的対称な分布となる。碎波時の等圧線は波峰の前後で非対称となり、間隔は密となる。また、波頂上部の気相の圧力の変動は、波谷上部よりも激しくなる。
- 2) 非碎波時の波動気圧の等圧線は、波峰の前後に急勾配となって集中し、波峰の前方と後方に向かうにつれてゼロに接近する。碎波時に、波峰前後の等圧線間隔は非碎波時よりも密となり、碎波瞬時に波頂上部の波動気圧は最小値を示す。碎波後、波峰前面の等圧線間隔は疎となり、碎波時と比較して波動気圧は上昇する。

参 考 文 献

- 川崎浩司・村瀬政善・岩田好一郎(2000): 一樣傾斜水域での碎波に伴う水中圧力の時空変動特性, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 161-165.
- 功刀資彰(1997): 自由界面を含む多層流の直接数値解析法, 日本機械学会論文集B編, 第63巻, 609号, pp. 1576-1584.
- 鷺見浩一・兼藤 剛・植松達也(2005): 気液混相流場での碎波に伴う速度場と圧力場の時空間変動に関する研究, 海岸工学論文集, 第52巻, pp. 86-90.
- 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄(1985): 二成分光ファイバ流速計を用いた碎波帯内流速場の特性の解明, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 50-54.