

風波砕波による気泡分布について

森 信 人*・今 村 正 裕**

気泡径分布について次元解析を行い, 気泡径分布形状およびエネルギー散逸率についての推定を行った。さらに, 淡水を用い風洞水路内において砕波を含む風波実験を行った。砕波により水中に混入された直径 500 μm 以下の気泡を PDA により計測し, 気泡径分布のべき乗則および気泡上昇速度の鉛直分布の測定を行った。その結果, 風波砕波の気泡径分布は, 風速や水深方向に分布形状はほとんど変化せず一定であり, $N(d) \sim d^{-5/2}$ のべき乗則を持つことを明らかにした。

1. 緒 言

海面上において高風速時に砕波により水中に混入される気泡は, 大気・海洋間の物質輸送, 有機物やバクテリアの除去, 水中の雑音や海面上のエアロゾルなどに密接に関わる重要な現象である。

80 年代から, ボイド計, 写真や音響による気泡の計測が行われてきたが (例えば Thorpe, 1982), 測定手法および精度の問題から気泡径分布やその非定常性については未解明な点が多かった (Loewen, 2002)。しかし 90 年代後半より, レーザーを用い高精度な気泡計測や (気泡径 10 μm オーダー; 森, 2003), 高速度カメラを用いた画像処理による非定常な気泡計測 (気泡径 100 μm オーダー; Leifer・de Leeuw, 2002) が行われるようになってきた。Deane・Stokes (2002) は, 造波機で造波した深海波の砕波実験結果より, 大きな気泡 (直径 1 mm 以上) は砕波のジェットによるエアーキャビティが乱れにより分裂して生成される一方, これより小さな気泡 (直径 1 mm 以下) は砕波のジェットが水面を叩くときに生成されることを示し, 気泡径分布が 2 つの異なるべき乗則に従うことを明らかにしている。

風波の気泡径分布についての理論は, 80 年代に Thorpe (1982) が総括しており, その後に水面近傍にまで記述できるように拡張が行われている (例えば Baldy, 1993)。しかしながら, 現象を記述する相似則やパラメータが多いことから, 個々の仮定の妥当性の検証や気泡の分布形状に不確定要素があり, 確立した理論が存在しない。

そこで本研究では, 気泡径分布形状およびこれに付随する物理緒量について理論的考察を行い, 風洞水路において計測した結果と比較検証し, その妥当性について評価を行う。さらに気泡の上昇速度についても検討を行い, 風波砕波により水中に取り込まれた気泡についての特徴を明らかにする。

2. 風波砕波の気泡に関する理論的考察

(1) 気泡径分布

風波海面下の速度場において Kolmogorov の慣性小領域が成立し, またボイド率が低く, 気泡は流体運動に影響を与えないと仮定する。Eötvös 数は 1 より小さく, 表面張力が卓越し, 気泡形状は直径 d のみで記述できると考える。この条件下では, Weber 数が重要なパラメータとして残る。

$$We = \frac{\rho_w u^2 d}{\gamma} \dots\dots\dots (1)$$

ここで ρ_w は水の密度, γ は表面張力係数, u は相当する気泡径における乱れ速度, d は気泡径である。慣性小領域では, $u = 2\epsilon^{2/3} d^{2/3}$ であるから, 気泡が分裂する Weber 数を We^c とおくと Hinze スケールは,

$$d_H = 2^{-\frac{8}{5}} c \left(\frac{\rho_w}{\gamma} \right)^{\frac{3}{5}} \epsilon^{-\frac{2}{5}} \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで, $c = (We^c)^{3/5}$ である。

Garrett ら (2000) は, 気泡径分布 $N(d)$ が風波の砕波により水中に混入される単位体積当たりの空気供給率 $Q[\text{s}^{-1}]$ に比例すると仮定し, 次元解析より以下の分布を提案している。

$$N(d) \propto Q \epsilon^{-\frac{1}{3}} d^{-\frac{10}{3}} \dots\dots\dots (3)$$

この気泡径 d の $-10/3$ 乗に比例する分布は, Hinze スケールより大きな径をもつ気泡について成立することが確認されている。一方, Deane・Stokes (2002) は, Hinze スケールより小さい気泡がジェットの流速 v の 2 乗に比例すると仮定し,

$$N(d) \propto Q \left(\frac{\gamma}{\rho_w} \right)^{-\frac{2}{3}} d^{-\frac{2}{3}} \dots\dots\dots (4)$$

の分布を提案している。 $d^{-(2/3)}$ 則は, 水槽や現地で観測される気泡径のスペクトルと比較して幅広く, Hinze スケール以下の気泡径分布のべき乗則を正しく表現できていない。気泡径分布が Hinze スケール以下で何らかのべき乗則に従う場合, パラメータとして重要になるのは, 空気供給率 Q , エネルギー散逸率 ϵ , 鉛直方向の代表長

* 正会員 工博 (財)電力中央研究所 流体科学部 主任研究員
** 正会員 工博 (財)電力中央研究所 環境科学部 主任研究員

さ、表面張力であると思われる。しかし、このままでは過剰完全系であるため解くことができない。そこで、空気供給率 Q がエネルギー散逸率 ϵ 、鉛直方向の代表長さ $H_{1/3}$ に依存すると仮定する。

$$Q \propto \epsilon^{1/3} H_{1/3}^{-2/3} \dots\dots\dots (5)$$

ついで、気泡径分布 $N(d)$ が空気供給率 $Q[s^{-1}]$ に比例し、表面張力、密度および気泡径に依存すると仮定すると次式を得る。

$$N(d) \propto Q \left(\frac{\rho_w}{\gamma} \right)^{1/2} d^{-5/2} \dots\dots\dots (6)$$

$$= Q \epsilon^{1/3} H_{1/3}^{-2/3} \left(\frac{\rho_w}{\gamma} \right)^{1/2} d^{-5/2} \dots\dots\dots (7)$$

ϵ の影響は Q を介して d のべき乗則に影響する形になる。上記の議論では、初期に混入された Hinze スケール以上の気泡が分裂して Hinze スケール以下の気泡を生成すると仮定している。波の時間スケール T_p に対し、慣性小領域の代表時間 $T_i = \epsilon^{-1/3} d^{2/3}$ であり、1つの気泡が m 個に分裂する時間スケールは $T_m = m^{-2/9} \epsilon^{-1/3} d^{2/3}$ である。 $d_H = 1 \text{ mm}$ 、 $\epsilon = 0.1 \text{ Wm}^{-1}$ とした場合、 $T \approx 44 \text{ ms}$ であり、気泡が分裂するスケールはこれより遙かに早い。時間平均量にはほとんど影響が無いと思われる。また、初期に砕波により形成される気泡ブルームの時間スケール T_a は T_p に対して十分小さいと仮定することにより、1点計測で観測される気泡径分布は式(7)に従うことになる。

(2) エネルギー散逸

Martínez-Bazán ら (1999a) は剪断流や乱流中の気泡に対する We^c を調べ、 $We^c \approx 3.0 \sim 4.7$ を得ている。式(2)より、Hinze スケールでのエネルギー散逸率 ϵ は、

$$\epsilon = \frac{\gamma}{\rho_w} c^5 d_H^{-5/2} \dots\dots\dots (8)$$

となる。Deane・Stokes (2002) は、水槽実験結果より、 $d_H = 1 \text{ mm}$ 、波峰単位幅当たりのエネルギー散逸率を流速から $\epsilon = 14.5 \text{ Wm}^{-1}$ と推測している。

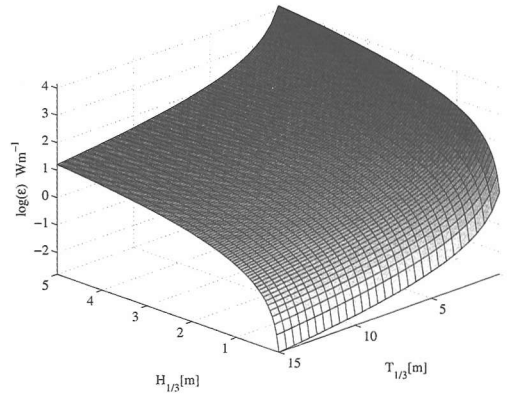
エネルギー散逸率 ϵ をより一般的に求めるため、Haselmann (1974) の提案した風波砕破のエネルギー散逸モデルである White cap モデルを利用する。

$$S_{ds}(k) = -\gamma_d E(k) \dots\dots\dots (9)$$

$$\gamma_d = C_{ds} \left(\frac{\tilde{\alpha}}{\tilde{\alpha}_{PM}} \right) \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}} \right) \omega \dots\dots\dots (10)$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{m_0 \bar{\omega}^4}{g^2} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 k は波数、 $\bar{\omega}$ は平均角周波数、 S_{ds} は波数毎のエネルギー散逸率、 γ_d はエネルギー散逸係数、 $E(k)$ は波浪のエネルギースペクトル、 m_0 は積分した全エネルギー、 $\tilde{\alpha}_{PM}$ は Pierson-Moskowitz 型スペクトルより与えられ



図一 White cap 理論から推定されるエネルギー散逸率 ϵ_w

る波形勾配、 C_{ds} 、 δ は係数である。一方向波を仮定し、深海波の分散関係式を利用して周波数方向に $[0, \infty]$ の区間で積分すると、エネルギー散逸率が求まる。周波数スペクトル $E(f)$ を、Pierson-Moskowitz 型のスペクトル：

$$E(f) = C_1 H_{1/3}^2 T_{1/3}^4 f^{-5} \exp \left[-\frac{3}{4} (T_{1/3} f)^4 \right] \dots\dots\dots (12)$$

と仮定すると、エネルギー散逸率 ϵ_w は次式のようになる。

$$\epsilon_w = \frac{4\sqrt{2} \pi^3 C_1 C_{ds}}{3^{1/3} g^{2/3}} \Gamma \left(\frac{1}{4} \right) \left(\frac{\tilde{\alpha}}{\tilde{\alpha}_{PM}} \right) \left(\frac{H_{1/3}}{T_{1/3}} \right)^2 \dots\dots\dots (13)$$

図一に示すのは、式(13)をプロットしたものである。White cap モデルに Pierson-Moskowitz スペクトルを適用すると、 $H_{1/3}$ および $T_{1/3}$ に比例する関係となる。砕波によるエネルギー散逸率は直接計測することができないため、妥当性の検討は難しい。Deane・Stokes (2002) の水槽実験条件に合わせて、 $H_{1/3} = 0.2 \text{ m}$ 、 $T_{1/3} = 1.4 \text{ s}$ を式(13)に代入すると、 $\epsilon = 2.6 \text{ Wm}^{-1}$ となる。エネルギー散逸率については今後の検証が必要である。

また乱れの散逸率より、慣性小領域内での乱れのスケール η を推定すると、 $\eta = O[(\nu^3/\epsilon)^{1/4}]$ となる。エネルギー散逸率 ϵ が $1, 30$ および 100 Wm^{-1} とすると、水温 20 度の条件下で、 $\eta \approx 10, 13, 30 \text{ }\mu\text{m}$ となる。これより慣性小領域が成り立つのは $O(10 \text{ }\mu\text{m}) \sim d_H$ の範囲であることが示唆される。

3. 結果と考察

(1) 実験の概要

実験は2次元風洞水路(幅 $0.9 \text{ m} \times$ 高さ $1.8 \text{ m} \times$ 長さ 72.0 m 、実験水深は 1.0 m)を用いて実施した。水路上流端に設置されたファンを用いて気流を発生させた。水面変位は容量式波高計、風速は2成分熱線風速計を用いて計測を行った。気泡の計測は、位相ドップラー流速計

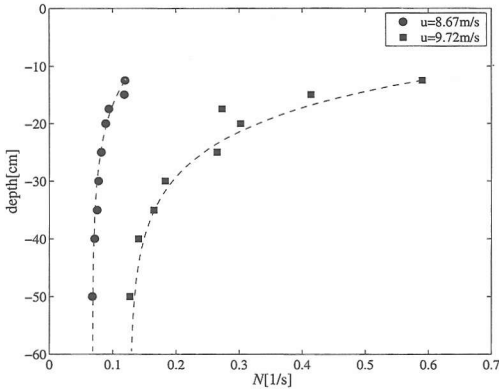


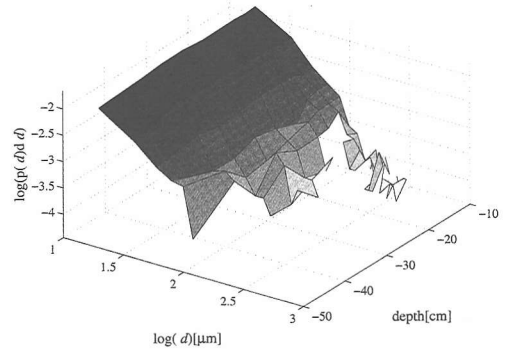
図-2 気泡の出現頻度の鉛直分布(●: $U_{10}=8.67$ m/s, ■: $U_{10}=9.72$ m/s, 点線: 回帰曲線)

(PDA, DANTEC 58N-80 system) を用い, 2 次の後方散乱により行った. PDA 計測は, 散乱角度 74.5° 度, 入射ビームの鉛直方向の入射角度 37.0° 度, 焦点距離 700 mm のレンズを用い, 最大計測可能粒径 $639.31 \mu\text{m}$ の条件下で行った. 風向方向に熱線風速計および容量式波高計を用いて風速および波高の計測を行ったが, PDA 計測は風洞上端より 44 m の地点のみで行った. 実験の詳細は, 森 (2003) を参照のこと.

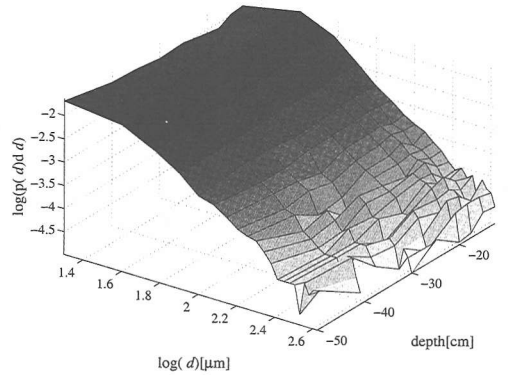
風速は水面上鉛直方向に $15\text{--}20$ 点, 水平方向に $3\text{--}8$ 測点計測し, 得られた風向方向の平均風速分布より, 水面上 10 m 風速 U_{10} を求めた. 実験は, 風速を変化させ, $U_{10}=5.1$ m/s, 8.67 m/s および 9.72 m/s の 3 ケースを行った. PDA で計測を行ったところ, $U_{10}=5.1$ m/s のケースでは, 気泡を検知できなかったため, 以下では $U_{10}=8.67$ m/s および $U_{10}=9.72$ m/s の 2 ケースについて検討を行う.

(2) 気泡径分布について

図-2 に示すのは, 計測された気泡の出現頻度であり, 図中の点線は指数関数を用いた回帰曲線を示す. 計測点を通過する有効な (計測可能であった) 気泡は, $U_{10}=8.67$ m/s で最大 0.12 個/s, $U_{10}=9.72$ m/s で最大 0.6 個/s 程度であり, 計測頻度はそれほど高くない. 出現頻度の鉛直分布は, $U_{10}=8.67$ m/s の場合に水深約 20 cm 以深でほぼ一定の値を取り, 水深 20 cm 以浅でやや増加する. $U_{10}=9.72$ m/s の 30 cm より浅い領域では指数関数的に増加し (図中の点線), これより以深での気泡の出現頻度はほぼ一定値に近づく. PDA 計測点における波浪緒元は, $U_{10}=8.67$ m/s および $U_{10}=9.72$ m/s でそれぞれ $H_{1/3}=10.6$ cm, 16.3 cm および $T_{1/3}=0.73$ s, 0.86 s であった. 有義波高の 2 倍より以深における気泡は移流により運ばれたものではないかと推測される. これらの結果より, 気泡のマクロ的な出現頻度は, $H_{1/3}$ の 2 倍程度の



(a) $U_{10}=8.67$ m/s

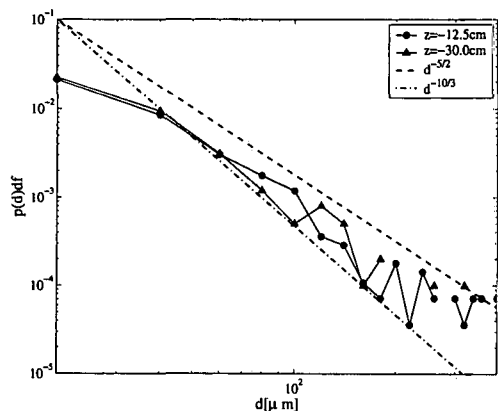
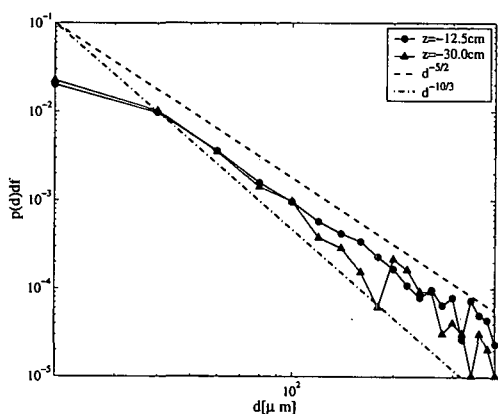


(b) $U_{10}=9.72$ m/s

図-3 気泡径分布の鉛直方向変化

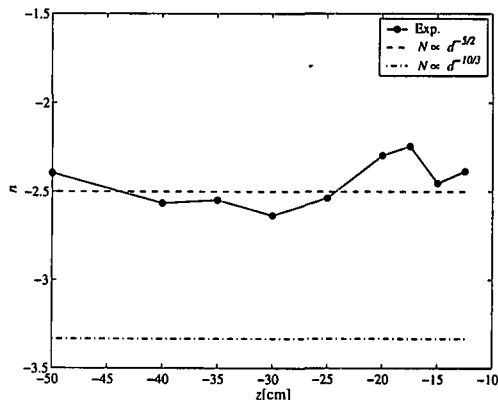
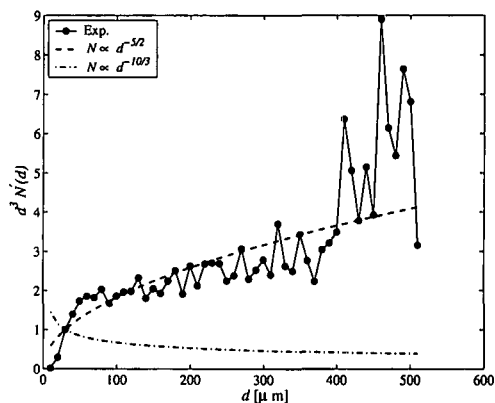
水深までは指数関数に従い, これより深い水深においても気泡が存在することが分かった.

図-3 に示すのは, 水深毎に正規化した気泡直径の確率密度分布 (以下では単に気泡径分布と表記) である. $U_{10}=8.67$ m/s のケースでは, 計測点が深い場合に計測した気泡量が少ないため分布が滑らかに出ていないが, 水深方向に分布形状自体はあまり変化していないことがわかる. $U_{10}=9.72$ m/s のケースはこの傾向が顕著であり, 気泡径分布は水深に依存せず, ほぼ一定であるように見受けられる. 図-4 は, 水深 12.5 cm と 30.0 cm の測点の気泡径分布を式 (3) および式 (7) と重ねて示したものである. $U_{10}=8.67$ m/s では分布がややばらついており判断が難しいが, $U_{10}=9.72$ m/s の気泡径分布は, 計測水深に依存せず $N(d) \sim d^{-5/2}$ のべき乗則に従っているように見える. 現地実験観測結果では $d^{-1.7 \sim 4.0}$ という報告があり (Leifer・Leeuw, 2002), 淡水を用いた水槽実験では, $d^{-2.5 \sim 3.6}$ のべき乗則が報告されており (Thorpe, 1982), この結果は定量的にこれまでの結果と一致している. 但し, 前節で行ったように, 気泡の分布は Hinze スケールを境にべき乗則が変化するため, 比較

(a) $U_{10} = 9.72$ m/s(b) $U_{10} = 8.67$ m/s図-4 気泡径分布に及ぼす風速の影響 (●: $z = -12.5$, ▲: $z = -30.0$ cm, 点線: $d^{-5/2}$, 1点鎖線: $d^{-10/3}$)

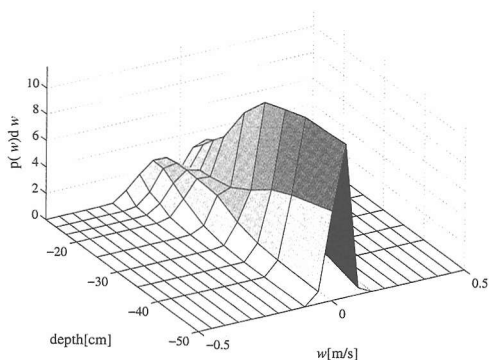
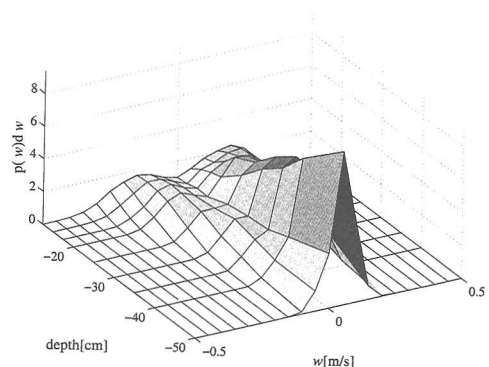
する条件と径に注意する必要があるのは言うまでもない。

べき乗則を定量的に調べるため, $U_{10} = 9.72$ m/s のケースについて最小2乗法を用いてべき乗数を求め, プロットしたものが図-5である。図中の実線は, 実験結果より推定したべき乗数であり, 点線および一点鎖線は式(3)および式(7)中のべき乗数を示す。図より分かるように, 気泡径分布のべきは式(7)で予測される $d^{-5/2}$ に従っており, 水深方向の変化もほとんどない。式(7)を得るに当たり, 水圧変化および気泡の溶解の影響を考慮していない。静水圧の変化による気泡径の変化は $(d/d_0) = [P_0/(P_0 - \rho_w g z)]^{1/3}$ と予想でき (P_0 は大気圧, d_0 は大気圧における気泡径), 水深1 mの変化で約2%の径変化と無視できるが, 水深5 mの変化で約12%と有意になる。ガス交換による気泡径の水深による変化もほぼ同じオーダーであるが, 圧力変化が気泡径分布を急峻化させるのに対し, 溶解による影響は分布形状をなだらかにする。図-1より, 有義波高の2倍程度までは有意な気泡混入

図-5 べき乗則の水深方向の変化 ($U_{10} = 9.72$ m/s, ●: 実験結果, 点線: $d^{-5/2}$, 1点鎖線: $d^{-10/3}$)図-6 各径毎の体積 ($U_{10} = 9.72$ m/s, ●: 実験結果, 点線: $d^{-5/2}$, 1点鎖線: $d^{-10/3}$)

が見られたが, 圧力変化および気体の溶解が気泡におよぼす影響は鉛直方向の実スケールに依存するため, スケールの異なる結果を直接比較する場合には注意が必要となる。

図-6に示すのは, 各径毎の気泡の体積 $Q(d) (\propto d^3 N(d))$ を求め, 式(3)および(7)から予測される径毎の体積変化と比較したものである。なお, 図中の気泡毎の体積 $Q(d)$ は正規化してある。図-5に示したように, $N \propto d^{-5/2}$ の関係を持つため, 径毎の体積変化も式(7)で予想される分布にほぼ従っている。当然のことながら, べき乗の指数が-3以下であると径毎の体積は単調減少になり, 小さな気泡径が体積に占める割合が支配的になるが, べき乗の指数が-3以上であると, 逆にHinzeスケール近傍の気泡が重要になる。今回の実験結果の気泡分布が $d^{-5/2}$ に従っているため, 径毎の空気の体積 ($\propto$ ボイド率) は気泡径について単調増加であり, 全空気混入量には $500 < d < d_H$ の寄与が大きいと思われる。

(a) $U_{10}=8.67$ m/s(b) $U_{10}=9.72$ m/s

図一七 全気泡の上昇速度の鉛直分布

(3) 気泡上昇速度について

前節において風洞水路内で計測された気泡径の分布特性について議論を行った。気泡径の分布形状については数多く研究がなされているが、風波における気泡の力学的特性についての測定結果はそれほど多くない。図一七に示すのは、各水深における全気泡について上昇速度 w の確率密度分布である。これより、平均的な気泡の上昇速度は水面近傍で正負 2 つのピークを持ち、水深が深くなるに従い、2 つのピークは近づき、正の 1 つのピークを持つようになる。水面近傍における正負の 2 つのピークは、 $U_{10}=8.67$ m/s で +10 cm/s および -7.5 cm/s、 $U_{10}=9.72$ m/s で +20 cm/s および -15 cm/s に位置する。水面下の気泡の平均上昇速度は、微小振幅波理論を用いて有義波高より推定される水粒子の流速の半分程度のオーダーである。これは、水面近傍では風波の波動運動が卓越するため、気泡が流体運動に追従して動くが、ある程度気泡の径が大きい場合は、抵抗係数が大きくなるため気泡の運動が水粒子に追従しなくなる為でないかと考えられる。しかしながら、水深が深くなるに従い波動の流速は指数関数的に減少するため、気泡そのものの

運動が卓越し、水深が 40 cm 以深では 5 cm/s 程度の 1 つのピークを持つようになる。

4. 結 語

以上、気泡径分布についての次元解析を行い、分布形状およびエネルギー散逸率についての推定を行った。さらに、淡水を用いて風洞水路内における風波の碎波により水中に混入された直径 500 μm 以下の気泡について PDA を用いた計測を行い、気泡径分布のべき乗則および気泡上昇速度の鉛直方向分布の推定を行った。その結果、以下の知見が得られた。

- 1) 気泡径分布は、風速や水深方向に分布形状はほとんど変化せず一定であり、 $N(d) \sim d^{-5/2}$ のべき乗則を持つ。
- 2) 平均的な気泡の上昇速度は水面近傍で正負 2 つのピークを持ち、水深が深くなるに従い正の 1 つのピークを持つようになる。

今後の課題として、より高風速時の計測および静水圧および溶解を考慮したモデルの構築が挙げられ、順次実施して行く予定である。

謝辞：本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金(課題番号 15360265, 代表者禰津家久および課題番号 13450203, 代表者岡安章夫)の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 森 信人 (2003): 風波破波の気泡分布について, 水工学論文集 47, pp. 1291-1296.
- Baldy, S. (1993): A generation-dispersion model of ambient and transient bubbles in the close vicinity of breaking waves, *J. Geophysical Research* C10, pp. 18277-18293.
- Deane, G. B. and M. D. Stokes (2002): Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, *Nature* 418, pp. 839-844.
- Garrett, C., M. Li, and D. Farmer (2000): The connection between bubble size and energy dissipation rates in the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.* 30, pp. 2163-2171.
- Hasselmann, K. (1974): On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping, *Boundary Layer Meteorology* 6, pp. 107-127.
- Leifer, I. and G. de Leeuw (2002): Bubble measurements in breaking-wave generated bubble plumes during the LUMINY wind-wave experiment, M. Donelan et al., (Eds.), *Gas Transfer at Water Surfaces*, AGU, pp. 303-310.
- Loewen, M. (2002), Inside whitecaps, *Nature* 418, pp. 830-830.
- Martínez-Bazán et al. (1999): On the breakup of air bubble injected into a fully developed turbulent flow. Part I: Breakup frequency, *JFM*, 401, pp. 157-182.
- Thorpe, S. (1982): On the clouds of bubbles formed by breaking wind waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer, *Phil. Trans. R. Soc. London A304*, pp. 155-210.