

風波パラメータを用いたガス交換係数の実験式

津守博通*・古寺大悟**・杉原裕司***

表面更新理論と風波の局所平衡仮説に基づいて、風波気液界面におけるガス交換係数 k_L を規定する 2 つの風波パラメータ $R_B(\omega_p u_{*a}/g)^{1/2}$ と u_{*a}/c_m を導出した。ここで、 R_B は砕波パラメータと呼ばれる無次元数であり、 $u_{*a}^2/(\nu_a \omega_p)$ で定義される。また、 u_{*a} は気流側の摩擦速度、 ω_p は風波のピーク角周波数、 ν_a は空気の動粘性係数、 c_m は表面張力重力波の波速である。これらの風波パラメータを用いて風洞水槽で得られた k_L の実験データを整理し、無次元表示された k_L の実験式を構築した。

1. 緒 論

風波気液界面でのガス交換は風速の影響を強く受けるため、海上風速あるいは気流の摩擦速度とガス交換係数 k_L の関係がこれまで主に調べられてきた(例えば、Jähne & Haußecker, 1998)。提案された k_L の実験式は研究者ごとに大きな差異があり、またこれらの実験式のほとんどは無次元表示されていない。さらに、風波気液界面におけるガス交換は、風速だけではなく波面の状態にも依存するはずである。しかし、実験式の多くは単なる k_L と風速の相関式であり、海面でのガスフラックスを見積もる上で問題がある。このような背景から、風波の波浪特性量や乱流特性量を用いて k_L を普遍表示することは、実際の海洋においてガスフラックスを正確に予測する上で重要である。本研究では、表面更新理論と風波の局所平衡仮説に基づく理論的考察により、ガス交換係数 k_L を規定する風波パラメータを導出する。さらに、風洞水槽を用いて風波乱流特性および O_2 をトレーサースガスとする k_L の測定を行い、理論的考察と実験結果に基づいて、風波気液界面における k_L の実験式を構築する。

2. ガス交換係数に関する理論的考察

風波気液界面では、水面波が存在し、気流から風応力を受けるため、複雑な乱流場が形成されている。しかし、風波乱流場を特徴づける速度スケールや長さスケールを用いることで、風波気液界面でのガス交換に対しても表面更新理論の適用が期待できる。本研究では、表面更新理論と風波の局所平衡仮説に基づいて k_L を規定する風波パラメータを導出する。

風波気液界面におけるガス交換係数 k_L は次のような物理量に依存するものとする。

$$k_L = f(D, u_{*w}, c_m, l) \quad (1)$$

ここで、 D は溶存ガスの分子拡散係数、 u_{*w} は水側の摩擦速度、 $c_m (= (4\gamma)^{1/4})$ は表面張力重力波の波速、 l は表面更新渦の長さスケールを示す。ただし、 g は重力加速度、 γ は表面張力係数であり、 l と表面更新率 f_L の間には次の関係があるものとする。

$$f_L \equiv u_{*w}/l \quad (2)$$

なお、ここで表面張力重力波の波速を導入する理由は、 k_L が波面勾配の変動強度 $\overline{\nabla \eta^2}$ でよく相関でき、 $\overline{\nabla \eta^2}$ は表面張力重力波の特性量で記述できるという実験事実による。次元解析から、 k_L は次のような無次元パラメータに支配されることがわかる。

$$\frac{k_L}{u_{*w}} = f\left(\frac{u_{*w}}{c_m}, \frac{D}{u_{*w}l}\right) \quad (3)$$

風波気液界面のガス交換が表面更新理論 ($k_L \propto \sqrt{D}$) に従うものと仮定すると、式 (3) は次式のようにになる。

$$\frac{k_L}{u_{*w}} = F\left(\frac{u_{*w}}{c_m}\right) \sqrt{\frac{D}{u_{*w}l}} \quad (4)$$

シュミット数 $Sc = \nu_w/D$ (ν_w : 水の動粘性係数) を用いて式 (4) を書き換えると次式が得られる。

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{u_{*w}} = F\left(\frac{u_{*w}}{c_m}\right) \sqrt{\frac{\nu_w}{u_{*w}l}} \quad (5)$$

一般に高レイノルズ数の乱流場におけるガス交換ではマイクロスケールの乱流渦が支配的であることから、十分発達した風波乱流場のガス交換も同様にマイクロスケールの乱流渦に支配されるものと仮定する。このことから、 f_L に対して small-eddy model を適用すると、表面更新率は次式のように表される。

$$f_L \approx \sqrt{\varepsilon_s/\nu_w} \quad (6)$$

ここで、 ε_s は水表面近傍の乱れエネルギー散逸率である。風波乱流場の ε_s については、Terray et al. (1996)、Drennan et al. (1996) が、現地観測データ等に基づいて次式のように定量化できることを示している。

$$\varepsilon_s = \frac{\tau_a \bar{c}}{\rho_w H_s} \approx \frac{u_{*w}^2 \bar{c}}{H_s} \quad (7)$$

ここで、 τ_a 、 H_s はそれぞれ水表面に作用するせん断応力、風波の有義波高である。 $\bar{c}$ は、風から波へのエネルギー入

* 学生会員 修(工) 九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻
** 九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻
*** 正会員 博(工) 九州大学助手 大学院総合理工学府環境理工学部門

力と結びついた特性速度であり、ピーク波の波速 c_p の半分にほぼ等しい (Terray et al., 1996).

$$\bar{c} \approx c_p/2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

また、式 (7) では、次式のように気流側のせん断応力と水側のせん断応力の連続性を仮定している。

$$\tau_a = \rho_a u_{*a}^2 \approx \rho_w u_{*w}^2 \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 u_{*a} は気流側の摩擦速度、 ρ_a 、 ρ_w はそれぞれ空気、水の密度である。式 (2)、(6)、(7)、(8) より、式 (5) 中の u_{*w}/ν_w は以下のように表される。

$$\frac{u_{*w}l}{\nu_w} \approx \sqrt{2 \frac{u_{*w}^2}{\nu_w} \frac{H_s}{c_p}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

さらに、風波の局所平衡仮説を用いて式 (10) を書き換える。局所平衡仮説とは、実際には風波は fetch とともに変化するが、局所的には風と風波が力学的に平衡状態にあるという仮説である。局所平衡状態の風波では、従来の研究から、水槽の風波から外洋の風波まで、幅広いスケールの風波において次式のような関係が支持されている (Toba, 1972)。

$$\frac{gH_s}{u_{*a}^2} \propto \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 ω_p はピーク波の角周波数である。この関係は、鳥羽の 3/2 乗則と呼ばれている。式 (10) は、式 (11) を用いて次式のように変換できる。

$$\frac{u_{*w}l}{\nu_w} \propto \sqrt{2 \frac{u_{*w}^2}{\nu_w} \frac{g}{\omega_p^2} \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{3}{2}}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、重力波の分散関係式 $\omega_p^2 = gk_p$ (k_p : 風波のピーク波数) から、 c_p は次式のように表される。

$$c_p = g/\omega_p \quad \dots\dots\dots (13)$$

これを式 (12) に代入すると、次式ようになる。

$$\frac{u_{*w}l}{\nu_w} \propto \sqrt{2 \left(\frac{u_{*w}}{u_{*a}} \right)^2 \left(\frac{\nu_a}{\nu_w} \right) \frac{u_{*a}^2}{\nu_a \omega_p} \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{3}{2}}} \\ \propto \sqrt{R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 u_{*w}/u_{*a} および ν_a/ν_w は一定としている。 R_B は、Toba & Koga (1986) によって提案された碎波パラメータと呼ばれる無次元数であり、 $u_{*a}^2/(\nu_a \omega_p)$ で定義される。また、 $\omega_p u_{*a}/g$ は波齢 ($\equiv c_p/u_{*a}$) の逆数であり、波係数と呼ばれている。式 (14) を式 (5) に代入し、 u_{*w} を u_{*a} に変換すれば、最終的に k_L の無次元形として次式が得られる。

$$\frac{k_L Sc^{\frac{1}{2}}}{u_{*a}} = \phi \left(\frac{u_{*a}}{c_m} \right) \left\{ R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{4}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

式 (15) 中の関数 ϕ を決定すれば、 k_L の実験式を得ることができる。本研究では、風洞水槽における風波乱流実験の結果から式 (14) の関係を検討し、式 (15) に基づくガス交換係数のパラメタリゼーションを行う。

3. 実験方法およびデータ解析

図-1 に本研究で用いた実験装置の概略図を示す。実験には、長さ 6.2 m、高さ 0.46 m、幅 0.15 m の矩形断面を有する小型の風洞水槽を用いた。実験の全ケースにおいて水深を 0.20 m に固定し、送風により風波を発生させた。表-1 に実験条件を示す。ここで、 U_∞ は境界層外縁の風速、 T_b は風波の有義波周期である。風速は、ペーン式風速計を使用して、水面近傍から 0.15 m の範囲で計測された。 u_{*a} の算定にはプロファイル法を用い、水面において気流側と水側のせん断応力が連続すると仮定して、式 (9) から u_{*w} を算出した。波高および水中流速の測定には容量式波高計と 2 次元のレーザードップラー流速計 (LDV) を用いた。波高、流速ともにサンプリング周波数 100 Hz で計測し、波高は 16,384 個、流速は 32,768 個のデータを取得した。また、水中での流速測定では、鉛直方向に LDV をトラバースさせて計測を行った。各実験条件ごとにレーザが空気中に出ないようにできるだけ水面に近づけて計測し、水深 8.0 cm までは水深方向に 0.5 cm 間隔で、水深 8.0 cm からは 1.0 cm 間隔で計測した。

k_L の測定には、トレーサガスとして O_2 を用いた。あらかじめ窒素ガスを曝気することにより、水槽内の DO を 2~3 mg/l 程度まで低下させた。そして、送風により復元するバルク領域の DO を電極型センサーにより測定し、DO の時間変化から k_L を算定した。センサーからの出力信号はサンプリング周波数 2 Hz で AD 変換され、デジタルレコーダーに記録された。また、DO メーターの出力値を検定するためにセンサー付近で採水を行い、ウィンクラー法による DO 滴定も行った。 k_L は水温にも依存するため、実験から求めた k_L の値を、Elmore & West (1961) の式を用いて 20°C の値 k_{L20} に補正した。

4. ガス交換係数のパラメタリゼーション

図-2 に k_L と u_{*a} の関係を示す。図中には本実験結果とともに、Komori et al. (1993)、Nakayama (2000) および嶋田他 (1998) のデータもプロットされている。Komori et al. (1993)、嶋田他 (1998) はトレーサガスとして CO_2 を、Nakayama (2000) は O_2 を用いている。また、嶋田他 (1998) は塩水での実験結果である。 u_{*a} が小さいとき、すなわち水表面はまだ波立っておらず界面が滑面状態であるときは、 k_L/u_{*a} はほとんど変化しないと考えられる。しかし、 u_{*a} が徐々に大きくなるにつれ、表面張力波が発生し、さらに風波が発達してくるとそれに伴い k_L も増加していく。 $u_{*a} \approx 0.3$ m/s の付近までの挙動がこれに相当するものと考えられる。しかし、ある程度風波が発達すると、 k_L の増加率は小さくなり飽和する

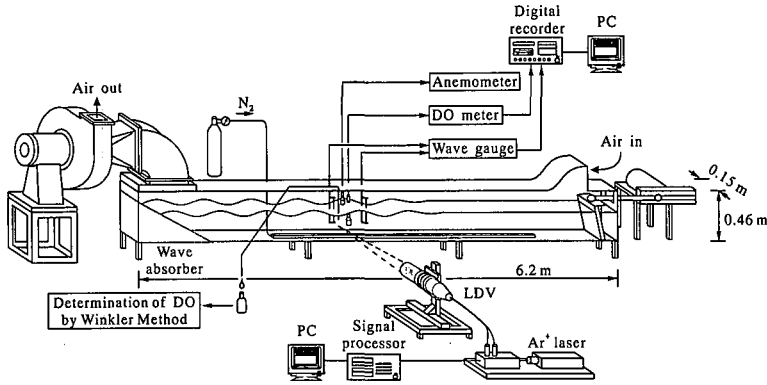


図-1 実験装置の概略図

表-1 実験条件

Run	U_m (m/s)	u_{*a} (m/s)	u_{*w} (m/s)	H_s (cm)	T_s (s)	ω_p (s ⁻¹)	R_B	$\omega_p u_{*a}/g$	u_{*a}/C_m	k_L (m/s)
1	6.71	0.253	8.80×10^{-3}	0.989	0.246	25.4	1.78×10^2	0.656	1.10	6.53×10^{-3}
2	7.68	0.316	1.10×10^{-2}	1.29	0.271	22.8	2.95×10^2	0.735	1.37	1.29×10^{-4}
3	8.35	0.368	1.28×10^{-2}	1.73	0.302	20.4	4.51×10^2	0.767	1.59	1.65×10^{-4}
4	9.20	0.377	1.31×10^{-2}	2.07	0.321	19.6	4.94×10^2	0.752	1.63	1.74×10^{-4}
5	10.4	0.492	1.71×10^{-2}	2.23	0.335	18.3	8.92×10^2	0.919	2.13	1.87×10^{-4}
6	11.3	0.605	2.10×10^{-2}	2.71	0.365	17.5	1.45×10^3	1.08	2.62	1.91×10^{-4}
7	12.0	0.658	2.28×10^{-2}	3.27	0.373	16.4	1.81×10^3	1.10	2.85	1.94×10^{-4}
8	13.0	0.319	2.84×10^{-2}	3.64	0.407	15.4	2.95×10^3	1.29	3.54	2.46×10^{-4}
9	14.1	0.943	3.27×10^{-2}	3.99	0.419	14.7	4.12×10^3	1.42	4.08	2.75×10^{-4}

傾向にあることがわかる。このことは Komori et al. (1993)においても指摘されている。さらに u_{*a} が大きくなると、 k_L は再び増加する傾向がある。 k_L の再増加は、砕波による界面の崩壊、気泡の発生等によってガス交換が再促進されるためと考えられる。 k_L の絶対値には差異が見られるものの、これらの定性的な挙動はトレーサ・ガスや流体の種類によらないことがわかる。

次に、 k_L を規定している乱流の特性長について考察する。杉原・津守 (2002) は、平均せん断流が存在しない振動格子乱流場における表面更新乱流の特性長がテイラーマイクロスケールであることを指摘した。同様に、十分に発達した風波乱流場においても、界面の表面更新渦はテイラーマイクロスケールで特徴づけられるものと考えられる。しかし、本実験の流速測定は点計測であるため、テイラーマイクロスケールを直接算出することはできない。そこでテイラーの凍結仮説に基づいて、乱れによる変動は水表面近傍の水平平均流速 U_s に乗って流されていると見なし、次式よりテイラーマイクロスケール λ を求めた。

$$\lambda = U_s \tau_E \quad \text{.....(16)}$$

ここで、 τ_E は水表面近傍における水平方向の時間スケールであり、水平流速変動の乱れ成分 u'_i から次式を用いて算定した。

$$\tau_E = (2u'^2 / (\partial u'_i / \partial t)^2)^{1/2} \quad \text{.....(17)}$$

ここで、 u'_i は水平流速変動 u' にバンドパスフィルターをかけ、それを通過した成分を風波の波動成分 u_w' として、 u' と u_w' の差から求められている。さて、等方性乱流の場合、エネルギー散逸率 ϵ_s と λ の間には次の関係がある。

$$\epsilon_s = 15\nu_w u_{rms}^2 / \lambda^2 \quad \text{.....(18)}$$

また、流速計測の結果から水表面近傍では、ほぼ次のような関係が成立した。

$$\sqrt{u'^2} / u_{*w} \approx 3.0, \sqrt{w'^2} / u_{*w} \approx 2.0 \quad \text{.....(19)}$$

ここで、 w'_i は鉛直流速変動の乱れ成分である。ここで、両者の中間をとって、乱れ強度 $u_{rms} \approx 2.5u_{*w}$ とすると、式 (18) は次式のようになる。

$$\epsilon_s \approx 15\nu_w (2.5u_{*w})^2 / \lambda^2 \quad \text{.....(20)}$$

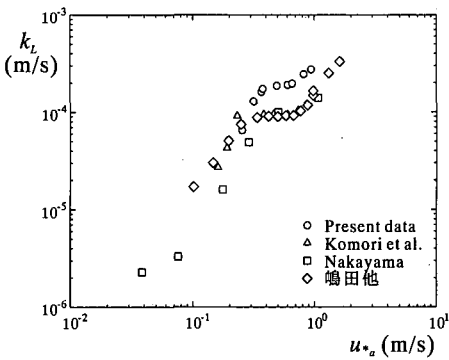
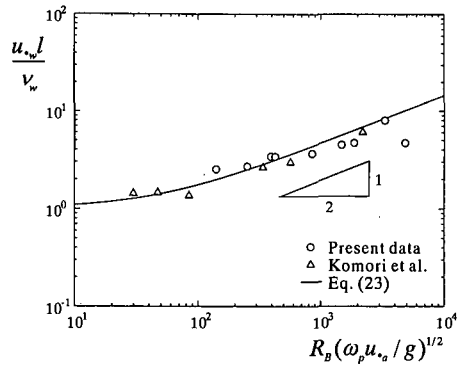
また、式 (2)、(6) から次の関係が得られる。

$$u_{*w} / l \approx \sqrt{\epsilon_s / \nu_w} \quad \text{.....(21)}$$

式 (21) に式 (20) を代入すると、 l と λ の間には次式のような関係が成り立つことがわかる。

$$l \approx 0.1 \lambda \quad \text{.....(22)}$$

以上のように、 λ から l を算出することができる。式 (22)

図-2 k_L の u_{*a} 依存性図-3 $u_{*w} l / \nu_w$ と $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の関係

の係数 0.1 はある程度の目安であり、実際には Komori et al. (1993) の表面更新渦のスケール ($= u_{*w} / f_L$) と λ がよく一致する係数値を用いた。その値は 0.105 であった。このようにして求めた l を用いて、2 節で導いた式 (14) の関係を確認する。図-3 に $u_{*w} l / \nu_w$ と $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の関係を示す。この図より、比較的高風速の条件では両者の間に式 (14) の関係が成立していることがわかる。このことは、本研究のパラメタリゼーションが妥当であることを示唆している。本来、式 (14) は局所平衡が成立する領域でのみ有効であるが、ここでは $u_{*w} l / \nu_w$ を広範囲の $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ に対して次式のように近似する。

$$\frac{u_{*w} l}{\nu_w} = \left\{ 1 + 0.021 R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (23)$$

式 (23) は $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2} \rightarrow 0$ の時、つまり風波が無視できるような滑面的な吹送流場では $l \approx \nu_w / u_{*w}$ で表され、これはもっともらしい結果となっている。

図-4 は、次元解析に基づいて規格化された k_L と風波気液界面のガス交換を規定するパラメータ $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の関係を示す。図中の破線は、実験値に適合するように描かれた fitting curve である。この図から、無次元化されたガス交換係数の挙動は、まず単調に増加してピークに達し、それを過ぎるとしばらく減少し、その後再び増加する傾向にあることがわかる。また、この段階の規格化では、各データのピークに対応する $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の値が一致していないことがわかる。また、ピークを過ぎた後は、 k_L は $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の $-1/4$ 乗に比例しているように見える。これは、式 (15) の挙動と一致しており、このことは、風波気液界面でのガス交換が small-eddy model に従うことを示唆している。

式 (23) を式 (15) に代入すると次式となる。

$$\frac{k_L S c^{\frac{1}{2}}}{u_{*a}} = \phi \left(\frac{u_{*a}}{C_m} \right) \left\{ 1 + 0.021 R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{4}} \dots\dots\dots (24)$$

関数 $\phi(u_{*a} / C_m)$ の具体的な形がわからなければ、 k_L の実

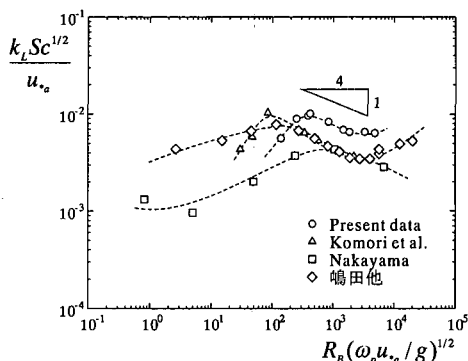
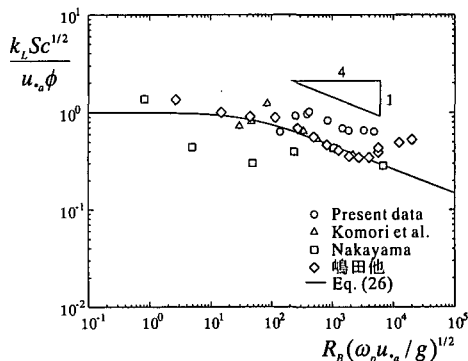
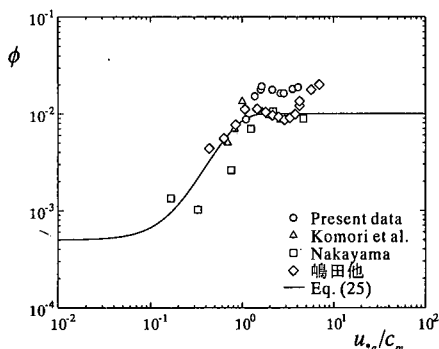
験式を示すことはできない。よって、式 (24) において、両辺を $\{1 + 0.021 R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}\}^{-1/4}$ で割って、右辺を $\phi(u_{*a} / C_m)$ のみの形にし、 ϕ の関数形を明らかにする。図-5 に $k_L S c^{\frac{1}{2}} / [u_{*a} \{1 + 0.021 R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}\}^{-1/4}]$ と u_{*a} / C_m の関係を示す。ここで、 u_{*a} / C_m は表面張力重力波の波風係数に相当する。この無次元化によって、図-4 で見たピークが $u_{*a} / C_m \approx 1$ の位置でほぼ一つに普遍表示されることがわかる。このことから、図-4 で見られた無次元 k_L のピークは、表面張力重力波に関係するものと結論づけられる。つまり $u_{*a} / C_m \approx 1$ を境にして、 $u_{*a} / C_m < 1$ の領域では、表面張力波が卓越し、 $u_{*a} / C_m > 1$ の領域では重力波の作用が卓越するものと考えられる。図中の実線は、実験結果に合うように決めた実験式で、多少バラツキがみられるが本研究では ϕ を次式のように近似した。

$$\phi = 0.01 \left[1 - 0.95 \exp \left\{ -1.8 \left(\frac{u_{*a}}{C_m} \right)^2 \right\} \right] \dots\dots\dots (25)$$

ϕ の関数形が確定したことにより、無次元表示されたガス交換係数 k_L の実験式は以下ようになる。

$$\frac{k_L S c^{\frac{1}{2}}}{u_{*a} \phi} = \left\{ 1 + 0.021 R_B \left(\frac{\omega_p u_{*a}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}^{-\frac{1}{4}} \dots\dots\dots (26)$$

図-6 に $k_L S c^{\frac{1}{2}} / (u_{*a} \phi)$ と $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の関係を示す。図中の実験データは、式 (25) の ϕ の実験式を用いて再規格化されている。したがってデータのバラツキは式 (25) と各データの適合性に依存している。また、図中の実線は式 (26) を表している。この図から、実験データは式 (26) によく適合しており、高風速域では $R_B(\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の $-1/4$ 乗に比例して減衰することがわかる。 $-1/4$ 乗に比例して減衰する領域は、図-5 において $u_{*a} / C_m > 1$ ($\phi \approx 0.01$) となる局所平衡領域である。このことから、風速が増大し、表面張力波から重力波へと変化して水面近傍の乱流が強化されると、風波気液界面ではマイクロスケールの乱流渦がガス交換を支配するものと思われる。

図-4 $k_L Sc^{1/2} / u_{*a}$ と $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の関係図-6 $k_L Sc^{1/2} / (u_{*a} \phi)$ と $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の関係図-5 ϕ と u_{*a} / c_m の関係

5. 結 論

理論的考察と風洞水槽実験から、風波気液界面でのガス交換係数 k_L の実験式を構築するための研究を行った。表面更新理論と風波の局所平衡仮説に基づく理論的考察から、風波気液界面の k_L は、碎波パラメータを波風係数で補正した無次元量 $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ と摩擦速度と表面張力重力波の波速の比 u_{*a} / c_m の2つの風波パラメータに規定されることが示された。また、局所平衡下の風波気液界面においては、 $k_L Sc^{1/2} / u_{*a}$ が $R_B (\omega_p u_{*a} / g)^{1/2}$ の $-1/4$ 乗に比例して減衰することがわかった。このことは、この領域でのガス交換が small-eddy model で記述できることを示している。

本研究を行うにあたり、九州大学松永信博助教授にご助言を頂きました。なお、本研究の一部は、平成12年度九州大学総理工奨励研究費、平成13、14年度の科学研究

費補助金(奨励研究(A)代表者: 杉原裕司, 基盤研究(A)代表者: 角野昇八, 基盤研究(A)代表者: 増田章)の援助の下で行われました。記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 嶋田隆司, 三角隆太, 小森 悟 (1998): 気液界面を通しての炭酸ガスの物質移動係数に及ぼす海水の効果, 日本機械学会論文集中 (B編), 64巻, 621号, pp. 1470-1477.
- 杉原裕司・津守博通 (2002): 気液界面における表面更新乱流の特性, 水工学論文集, 第46巻, pp. 529-534.
- Drennan, W. M., M. A. Donelan, E. A. Terray and K. B. Katsaros (1996): Oceanic turbulence dissipation measurements in SWADE, J. Phys. Oceanogr., Vol. 26, pp. 808-815.
- Elmore, H. L. and W. F. West (1961): Effect of water temperature on stream reaeration, J. Sanitary Eng., Vol. 87, SA 6, pp. 59-71.
- Jähne, B. and H. Haußecker (1998): Air-water gas exchange, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 30, pp. 443-468.
- Komori, S., R. Nagaosa and Y. Murakami (1993): Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, J. Fluid Mech., Vol. 249, pp. 161-183.
- Nakayama, T. (2000): Turbulence and coherent structures across air-water interface and relationship with gas transfer, Ph.D thesis, Kyoto University.
- Terray, E. A., M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drennan, K. K. Kahma, A. J. Williams III, P. A. Hwang and S. A. Kitaigorodskii (1996): Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves, J. Phys. Oceanogr., Vol. 26, pp. 792-807.
- Toba, Y. (1972): Local balance in the air-sea boundary processes. I. On the growth process of wind waves, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 28, pp. 109-120.
- Toba, Y. and M. Koga (1986): A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress, Oceanic Whitecaps, pp. 37-47.