

水・空気2層流における界面での表面積の増加率 及びその他の因子が気体輸送特性に及ぼす影響

EFFECT OF INCREASE OF SURFACE AREA AND OTHER FACTOR ON GAS TRANSFER IN TWO-LAYER FLOWS

中山忠暢¹・瀬津家久²

Tadanobu NAKAYAMA and Iehisa NEZU

¹学生会員 日本学術振興会特別研究員

京都大学大学院 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学教室

The relationship was evaluated between the increase of surface area and the gas transfer coefficient across the interface in two-layer flows by using cross-correlation coefficients evaluated from two sets of ultrasonic depth-measuring instruments in comparison with VTR. It was clarified that the surface area has little effect on gas transfer in smooth-bed flow against former studies. Furthermore, it became clear that the smaller-scale eddies contribute greatly to the greater gas transfer in open-channel flow than those in wind-wave. These findings can be used for evaluating gas transfer in actual river only by the spectrum of surface-wave.

Key Words : cross-correlation coefficients, surface area, energy spectrum of surface-wave fluctuations, gas transfer coefficients, two-layer flows

1. 緒論

従来より、水・空気界面での乱流構造、組織構造及び水面変動は界面を通しての気体輸送特性と密接に関連していることが指摘されている。Akai *et al.* (1977)¹⁾はHanratty and Engen(1957)²⁾による水・空気2層流を対象とした場合の水面形状の変化特性に関して、熱線プローブを用いることによって水面変動の自己相関関数の相違について検討を行っている。一方、気体輸送係数 K_L の評価を行う場合、表面積の変化は微小とみなして表面更新モデル等を用いる手法が従来より多く用いられてきた(近年では表面更新渦の発生周期等を用いて直接的に表面更新率を与えようという提案も幾つかなされている^{3),4)})。一方、中山・瀬津(1999)⁵⁾は水面変動強度が同じでも風波と急勾配開水路流れでは気体輸送係数が大きく異なることを実験的に検証しており、表面積の増加率の相違を一つの可能性として指摘している。また、Dobbins(1964)⁶⁾、Thackston and Krenkel(1969)⁷⁾や中山・瀬津(1999)⁵⁾は開水路流れについてフルード数が大きくなると気体吸収の増加率が大きくなることに注目し、表面更新モデルを適用し水面の穏やかな流れと比較した場合に急流河川での水面の擾乱による表面

積の増加を考慮して、フルード数の効果を含んだ式を提案している。同様に、Rashidi *et al.*(1991)⁸⁾は波が発生していないという条件下で、底面で発生したejectionが水面まで上昇することによるpatch(水面で盛り上がったように見える部分)の面積及び周波数を可視化によって調べ K_L を評価するという、表面更新モデルの拡張を行っている。しかしながら、これらの研究はある風速及び流速に対して行われたものであり、風波と開水路流れでの表面積の増加率の相違、及び両層に流れの存在する2層流について表面積の増加率と気体輸送係数の関連性について未だ明らかになっていない。

本研究では2層流を対象として、レーザ流速計と2台の超音波波高計による水面変動の計測の同時計測、及びDOメータによる酸素の濃度計測を行うことによって、界面の表面積の増加率及びその他の因子が気体輸送に及ぼす影響について評価を行ったものである。

2. 実験方法

本実験は、全長16m、幅40cm、高さ50cmの風洞付き水路を用いて行った。座標系は流下方向を x 、水路

表-1 水理条件
開水路流れ

case	H (cm)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	Fr	U^*b (cm/s)
d1f1	4.0	6.8	0.10	0.44
d1f2	4.0	20.2	0.32	1.22
d1f3	4.0	50.2	0.80	2.53
d1f4	4.0	92.9	1.50	4.64
d1f5	4.0	123.5	2.00	6.06
d2f1	8.0	11.2	0.32	0.56

風波

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	U^*a (cm/s)
d2wa	8.0	0.94	0.0	3.84
d2wb	8.0	1.79	0.0	7.56
d2wd	8.0	3.63	0.0	17.51
d2wf	8.0	5.46	0.0	28.67
d2wh	8.0	8.30	0.0	50.29
w3f0	4.0	8.41	0.0	37.99

2層流

case	H (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{w,mean}$ (cm/s)	Fr	U^*a (cm/s)	U^*b (cm/s)
w1f1	4.0	1.49	20.30	0.32	4.52	1.25
w2f1	4.0	4.39	20.26	0.32	18.45	1.20
w3f1	4.0	8.41	20.59	0.33	40.20	1.22
w1f2	4.0	1.49	50.47	0.81	3.20	2.57
w2f2	4.0	4.39	51.83	0.83	13.66	2.61
w3f2	4.0	8.41	59.24	0.95	38.57	2.61
w1f3	4.0	1.49	98.27	1.57	1.82	4.67
w2f3	4.0	4.39	98.64	1.58	12.49	4.77
w3f3	4.0	8.41	101.84	1.63	32.19	4.93

底面から上向きに y ，界面から下向きに y' ($y'=H-y$, H は水深)，横断方向を z とした．流速変動成分は流下方向成分を u ，鉛直方向成分を v とした．500mWの4ビーム後方散乱型2成分レーザ流速計(Dantec社製)を流れが十分に発達している水路上流端から約9mの地点の水側の水路中央断面($y'/H=0.1$)に設置し，固定プローブとして瞬間流速の測定を行った．その際に，計測部の鉛直上方に分解能が0.1mmの超音波波高計(Keyence社製)を固定プローブとして設置し，もう1台を水平面内に移動させ，流速変動と2つの水面変動の同時計測を行った．計測時間60s，測定周波数は約150Hzで行った．溶存酸素の濃度計測には，ポーロ方式DOセンサーによる溶存酸素測定器(セントラル科学社製)を用いた．濃度計測の詳細については中山・橋津(1999)⁹⁾を参照頂きたい．表-1に水理条件を示す．実験は(A)底面シアアの卓越する開水路流れ，(B)風によるシアアの卓越する流れ，(C)両者の混在する開水路流れ，に分類される． H は水深， $U_{a,max}$ は空

気層での最大風速， U^*a は空気層での風速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度， U^*b は水層の底面での摩擦速度，フルード数は $Fr=U_m/(gH)^{0.5}$ ， U_m は水層での断面平均流速， η' は水面変動強度である．(B)の風波に関しては，静水上に風速を数段階に変化させて吹かせ，通水部のバルブを閉じた状態(反流あり， $H=8.0\text{cm}$ 及び 4.0cm)で行った．(C)の両者の混在する流れに関しては，水流を $Fr=0.32$ (常流)， 0.80 (限界流近傍)， 1.50 (射流)の3通りに，空気流を粗度レイノルズ数の領域区分⁸⁾に基づいて $U_{a,max}$ (m/s)=1.49(滑面)，4.39(不完全粗面)，8.41(粗面)の3通りに変化させ，両者を組み合わせた条件で実験を行った．

3. 理論的考察

(1) 水面変動強度と気体輸送係数の関係
表面更新モデル⁹⁾は次式で表される．

$$K_L=\sqrt{D_m}r \tag{1}$$

ここで K_L (cm/s)は気体輸送係数， D_m (cm²/s)は気体の分子拡散係数， r (1/s)は表面更新率である．Dobbins (1964)⁶⁾やThackston and Krenkel(1969)⁷⁾は開水路流れについてフルード数が大きくなると気体吸収の増加率が大きくなることに注目し，上式の表面更新モデルに表面積の増加を考慮してフルード数の効果を含んだ次式(2)を式(1)に追加することを提案している．

$$C_A=1.0+0.3Fr^2 \text{ or } 1.0+Fr^{1/2} \tag{2}$$

一方，上記した表面積の増加は水面変動によると考えられるため，本論文では上式(2)を水面変動強度 η' を用いて次式(3)のように置き換る．

$$C_A=1+A\left(\frac{\eta'}{H}\right)^2 \tag{3}$$

A は比例定数である．中山・橋津(1999)⁹⁾はDobbins (1964)⁶⁾が次元解析によって提案した表面更新率 r 及び流れスケール L に水面変動の影響を考慮し，かつ，式(3)を式(1)に代入して， K_L を次式で与えた．

$$K_L \propto \left(\frac{D_m}{\sigma}\right)^{1/2} \rho_w^{7/8} (g v_w)^{3/8} \left(1+A\left(\frac{\eta'}{H}\right)^2\right) \eta'^{3/4} \\ \propto \left(1+A\left(\frac{\eta'}{H}\right)^2\right) \eta'^{3/4} \tag{4}$$

よって A の大小によって以下の関係式が得られ，前者が風波，後者が開水路流れに対応する⁹⁾．

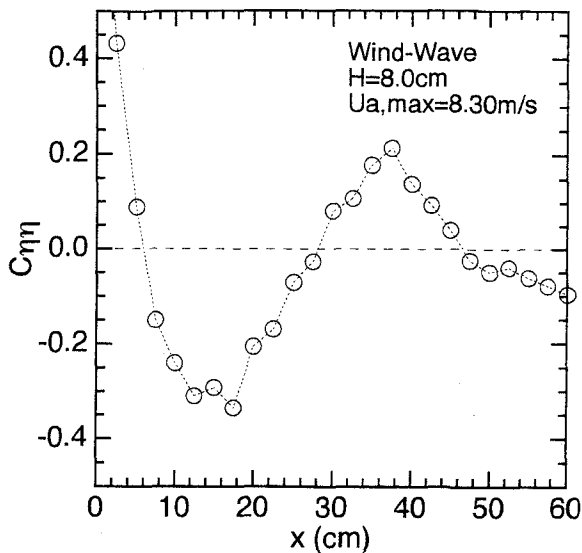


図-1 相互相関係数 $C_{\eta\eta}$ の分布

$$\begin{aligned} K_L &\propto \eta^{3/4} \text{ for } A \ll H^2 \\ K_L &\propto \eta^{11/4} \text{ for } A \gg H^2 \end{aligned} \quad (5)$$

(2) 相互相関係数の分布

風波が微小振幅波で x 軸の正の方向に進行すると仮定すると、流下方向に異なる2点での水面変動は次式のように与えられる。

$$\eta_1(0,t) = A \cos(-\sigma t) \quad (6)$$

$$\eta_2(x,t) = A \cos(kx - \sigma t) \quad (7)$$

ここで、 $k=2\pi/\lambda$ 、 $\sigma=2\pi f$ であり、 A ：振幅、 λ ：波長、 k ：波数、 f ：周波数、 σ ：角周波数である。2点での水面変動強度は次式で与えられる。

$$\eta_1'^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \eta_1(0,t)^2 dt = \frac{A^2}{2} \quad (T \rightarrow \infty) \quad (8)$$

$$\eta_2'^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \eta_2(x,t)^2 dt = \frac{A^2}{2} \quad (T \rightarrow \infty) \quad (9)$$

よって2点間の相互相関係数は次式のようになる。

$$C_{\eta\eta}(x) = \frac{\int_0^T \eta_1(0,t) \eta_2(x,t) dt}{T \eta_1' \eta_2'} = \cos(kx) \quad (T \rightarrow \infty) \quad (10)$$

上式より、風波の水面変動を正弦波と仮定できるならば相互相関係数は振幅が1の正弦波となる。

4. 実験結果および考察

(1) ビデオ画像と相関計測結果の比較

波高計を用いて表面積を評価するにあたって、相関係数の分布が実際の水面形状をうまく表しうるか

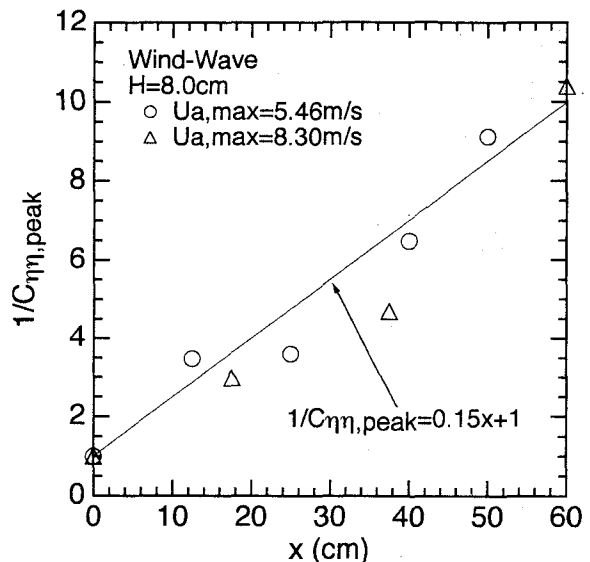


図-2 $1/C_{\eta\eta,peak}$ の分布

どうか、まず検討する必要がある。

a) 相関係数の分布

図-1は比較的风速が大きく2次元重力波の発生している風波(粗度レイノルズ数に基づく領域区分では粗面状態に対応する⁸⁾)について、1つの波高計を水路中央断面の $x=0$ に固定し、もう1つを流下方向に移動させて同時計測を行った場合の相互相関係数 $C_{\eta\eta}$ の分布である。同図よりピーク間隔が流下方向にほぼ等しい周期的な分布となっており流下距離 x の増加とともに減衰していくことがわかる。Akai *et al.* (1977)⁹⁾は2次元重力波について遅れ時間に対する自己相関関数が同様な分布になることを指摘しており、このことは風波の水面変動についてTaylorの凍結乱流の仮説が成立することを示している。

b) ピーク値の減衰特性

式(10)より風波が微小振幅波と仮定できるならば $C_{\eta\eta}$ は流下方向に減衰しないが実際には減衰する。よって相関係数から表面積を評価するためには何らかの減衰補正を行う必要がある。図-2は図-1の $C_{\eta\eta}$ のピーク値 $C_{\eta\eta,peak}$ (極大値及び極小値)の逆数を x に対して表示したものである。図より2ケースともにほぼ直線的な関係が見られ、図には最小2乗法によって決定した近似直線も併示した。図-3はこの直線を用いて図-1の $C_{\eta\eta}$ を補正した $C_{\eta\eta,new}$ の分布である。図には最小2乗法によって決定した近似曲線も併示した。同図より、 $C_{\eta\eta,new}$ の分布は式(10)と類似しており、減衰補正が適切であることがわかる。

c) ビデオ画像との比較

図-4は $C_{\eta\eta,new}$ に水面波の振幅 A (有義波高を使用)を乗じた値 $\eta = A C_{\eta\eta,new}$ の分布である。図には水路側壁方向に設置したカメラによって撮影したビデオ画像から求めた水面形及びその近似曲線も併示した。その際にビデオ画像から急激な変化を生じていない波を最低30サンプル以上抽出し、位相平均を行って水

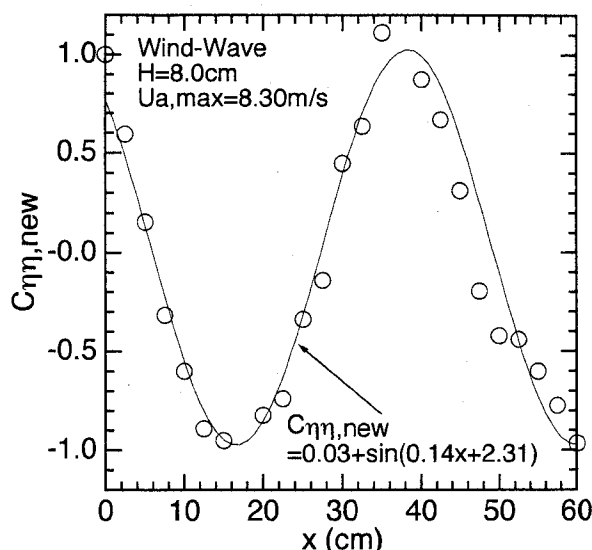


図-3 減衰補正後の相関係数 $C_{\eta\eta, new}$ の分布

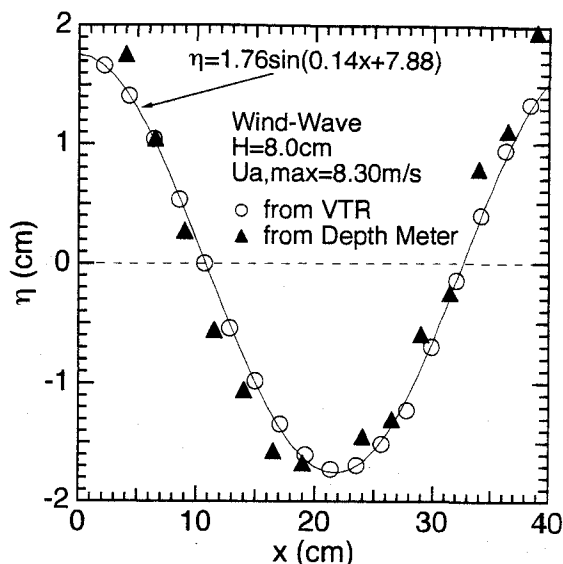


図-4 水面形の分布

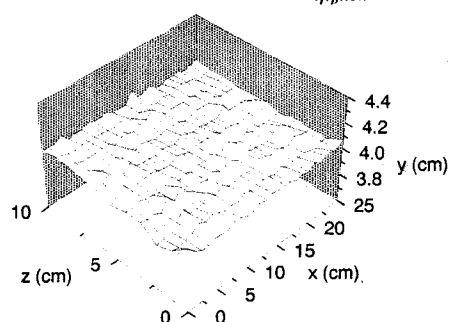


図-5 水表面の様子(開水路流れ, $Fr=1.50$)

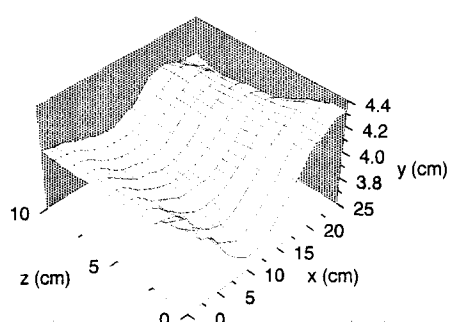


図-6 水表面の様子(風波, $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$)

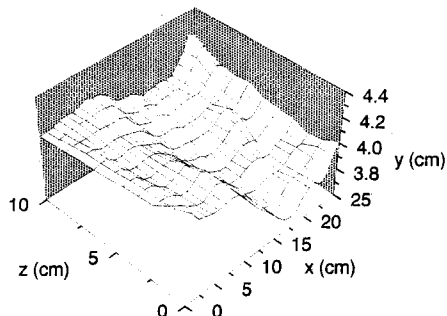


図-7 水表面の様子(2層流, $Fr=1.50$ かつ $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$)

面形状を決定した。同図より、ビデオ画像と相関計測から決定した値は周期及び曲率がかなり一致しており、相関計測から水面形状を決定する手法はかなり有効であるといえ、以降ではこの手法を用いることにする。

(2) 水表面の変化特性

a) 水表面の形状

図-5はフルード数 $Fr=1.50$ の開水路流れについての水表面の様子である。図より、振幅は比較的小さいものの、多数の擾乱がランダムに発生していることがわかる。一方、図-6は最大風速 $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ (粗面状態)の風波についての水表面の様子である。この場合にはかなり波長の大きい2次元波が発生しており、水表面には開水路の場合ほど擾乱が発生していない。図-7は $Fr=1.50$ かつ $U_{a,max}=8.41\text{m/s}$ の2層流に

ついての水表面の様子である。同図より、図-6の風波上に微小な擾乱が発生し複雑な水面形状になっている。また、図-6の風波よりも波長が2倍近くにまで大きくなっており、移流効果が大いことが原因と考えられる。

b) 表面積の変化特性

図-8は開水路流れについてフルード数 Fr を変化させた場合、及び風波について風速を変化させた場合の表面積の増加の割合 $C_A = A/A_0$ の分布である。ここで、表面積を求める際には三角メッシュを用いた。同図より、開水路流れ及び風波ともに表面積の増加率はほとんど無視でき、式(2)の従来の経験式⁹⁾は実河川での開水路粗面乱流を対象にしたことが大きな原因と言える。さらに風波の方が開水路流れよりも増加率が若干大きく、このことは中山・瀬津(1999)⁹⁾による実験データ及び式(5)と矛盾する。以上より、

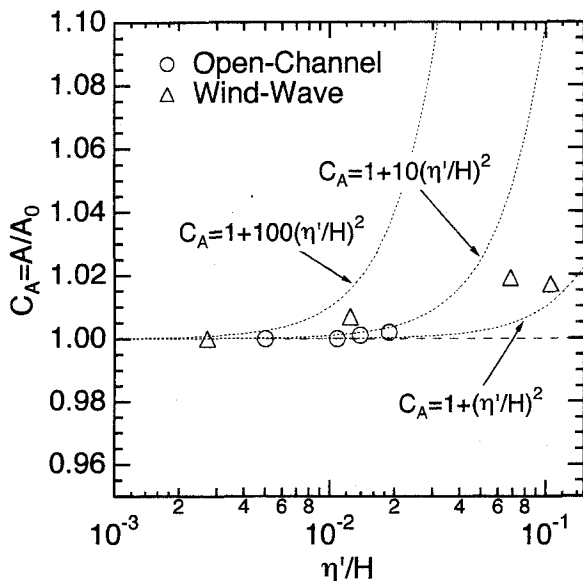


図-8 表面積の増加の割合 C_A の分布

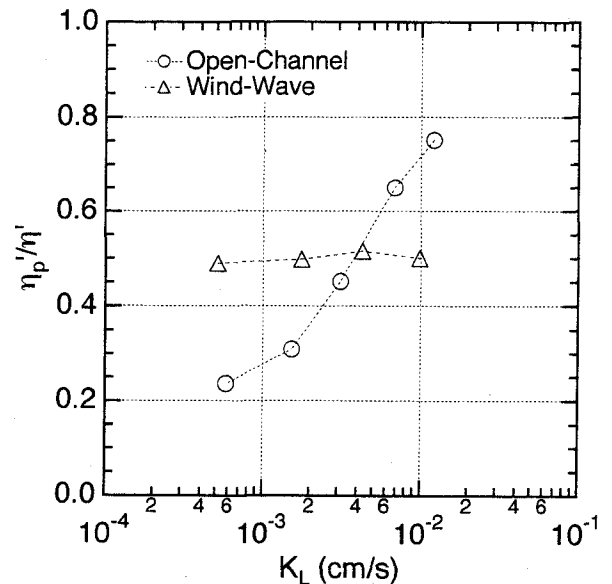
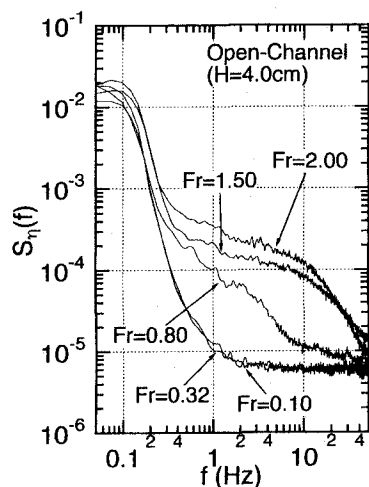
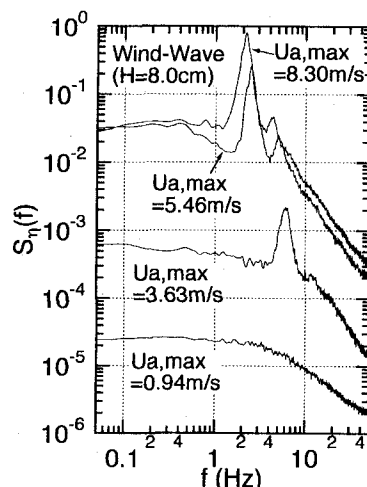


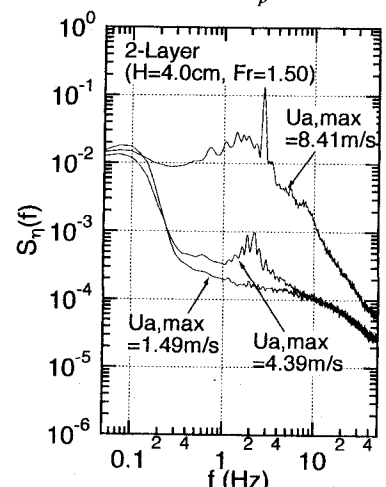
図-10 高周波成分の寄与率 η'_p/η'



開水路流れ



風波



2層流

図-9 水面変動のエネルギースペクトル S_η

図-11 水面変動のエネルギースペクトル S_η

路床が滑面の場合には気体輸送に及ぼす表面積の効果はほとんど無視できる。

ここで η'_p は次式のように定義した。

$$\eta_p'^2 = \int_{f_p}^{\infty} S_\eta(f) df \quad (11)$$

(3) 気体輸送特性に及ぼす影響の評価

a) 水面変動のエネルギースペクトル

風波についてはPhillips(1958)¹⁰⁾が-5乗則を次元解析により導出して以来、その後若干の修正はあるものの、ほぼこれに従うことが指摘されている。一方、開水路流れについて、橋津(1977)¹¹⁾は常流での-5乗則から射流では-3乗則さらに緩い勾配になることを指摘している。図-9は開水路流れ及び風波に対する水面変動のエネルギースペクトル $S_\eta(f)$ である。スペクトルの算出にあたっては約40サンプルのアンサンブル平均を行った。同図より、風波については高周波領域において振幅が大きいため超音波が散乱し若干勾配が緩くなっている。開水路流れについてはフルード数が小さい場合には-5乗則が成立し、フルード数の増加とともにエネルギーが高周波へ移行している。図-10は K_L に対する、高周波成分による水面変動強度 η'_p と全水面変動強度 η' の比の分布であ

ここで、 f_p は開水路流れでは S_η の減衰が-5乗則から-3乗則へ移行する遷移の周波数、風波では卓越する波動運動の周波数の上限である。図より、風波では η'_p/η' はほぼ一定値であるが、開水路流れでは K_L の増加とともに次第に1に近づくことがわかる。これより、開水路流れ、風波に無関係に S_η が-5乗則に従う場合には $K_L \sim \eta'^{3/4}$ が成立するが、開水路流れではフルード数の増加とともに周期の短い小規模の水面変動エネルギーが支配的となり、風波よりも気体輸送係数が大きくなる ($K_L \sim \eta'^{1/4}$) と考えられる。

b) 水・空気2層流への拡張

図-11は2層流 ($F_r=1.50$) での S_η である。同図より、風速が小さい場合には図-9の開水路流れのスペクトルと同様で水流の影響が支配的であるが、風速の増加とともに全周波数領域にわたって風速の影響が大きくなっていくことがわかる。図-12は2層流につい

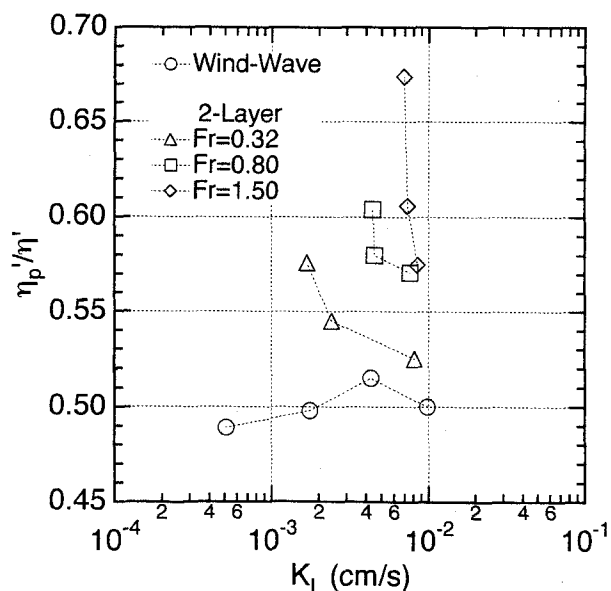


図-12 高周波成分の寄与率 η_p'/η' (2層流)

ての η_p'/η' の分布である。 f_p には卓越する波動運動の周波数の上限を用いた。図より、水流の増加とともに η_p'/η' は増加して高周波成分によるエネルギーの割合が増加することがわかる。また、その増加の割合は風速が小さいほど大きい。以上より、2層流ではこの η_p'/η' の大きさが高周波成分の寄与率を示す尺度になると言える。図-13は本研究で最終的に得られた K_L と η' の関連性に関する模式図である。2層流については、高周波成分によるエネルギーの割合によって2本の直線の間にくることになる。

5. 結論

本研究では2層流を対象として、レーザ流速計と2台の超音波波高計による水面変動の計測の同時計測、及びDOメータによる酸素の濃度計測を行うことによって、界面の表面積の増加率及びその他の因子が気体輸送係数に及ぼす影響について評価を行ったものである。得られた結果は以下のようにまとめられる。

1) 2台の波高計を用いた相関計測によって得られた相関係数に減衰補正を行うことによって、ビデオ画像との比較により極めて良好に水面形状を決定できることが明らかになった。

2) フルード数の大きい開水路流れの水面形状はほぼランダムである。2層流の水面形状は規則的な風波上に微小な水面波が形成されており、その波長は移流効果が大きくなるために同じ風速の風波よりも大きくなる。

3) 風波及び開水路流れに対して表面積の増加率 C_A の評価を行ったところ、ほとんど無視できるほど小さいことが明らかになった。これより、従来より開水路流れの気体輸送係数を評価する場合に経験的に加えている表面積の効果というものは、滑面流れ

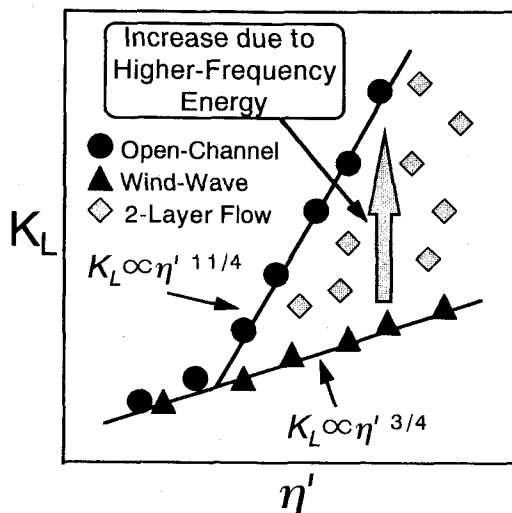


図-13 K_L と η' の関係の模式図

を対象とする限りほとんど無視できる。

4) 風波と開水路流れの水面変動のエネルギースペクトル S_η を比較したところ、開水路流れではフルード数の増加とともにエネルギーが高周波へ移行する。このような高周波で小規模の水面変動エネルギーのために、開水路流れの方が風波よりも気体輸送係数 K_L が大きくなる。

5) 2層流では高周波成分によるエネルギーの割合によって K_L と η' の関係が決定される。

参考文献

- 1) Akai, M., Inoue, A. and Aoki, S. : Structure of a co-current stratified two-phase flow with wavy surface, *Theor. Appl. Mech.*, Vol.25, pp.445-456, 1977.
- 2) Hanratty, T.J. and Engen, J.M. : Interaction between a turbulent air stream and a moving surface, *AIChE J.*, Vol.3, No.3, pp.299-304, 1957.
- 3) Rashidi, M., Hetsroni, G. and Banerjee, S. : Mechanisms of heat and gas transport at gas-liquid interfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Vol.34, No.7, pp.1799-1810, 1991.
- 4) Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y. : Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.249, pp.161-183, 1993.
- 5) 中山忠暢, 瀬津家久 : 水・空気界面での乱流構造と気体輸送の関連性に関する研究, 土木学会論文集, 第635号/II-49, pp.85-95, 1999.
- 6) Dobbins, W.E. : BOD and oxygen relationships in streams, *J. Sanitary Eng., ASCE*, Vol.90, SA3, pp.53-78, 1964.
- 7) Thackston, E.L. and Krenkel, P.A. : Reaeration prediction in natural streams, *J. Sanitary Eng., ASCE*, Vol.95, SA1, pp.65-93, 1969.
- 8) 中山忠暢, 瀬津家久 : 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, 1999 (投稿中).
- 9) Danckwerts, P.V. : Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, *Indust. & Eng. Chem.*, Vol.43, No.16, pp.1460-1467, 1951.
- 10) Phillips, O.M. : The equilibrium range in the spectrum of wind-generated ocean waves, *J. Fluid Mech.*, Vol.4, pp.426-434, 1958.
- 11) 瀬津家久 : 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977.

(1999. 9. 30受付)