

PIV 解析には、本研究で開発した直接相互相関法と市販ソフト (VISIFLOW) による FFT 相互相関法を用いた。そして、流れ場に適した手法を選択することによって速度場の算出を行った。以下に、直接相互相関法による輝度値パターン移動量検出を簡単に述べる。

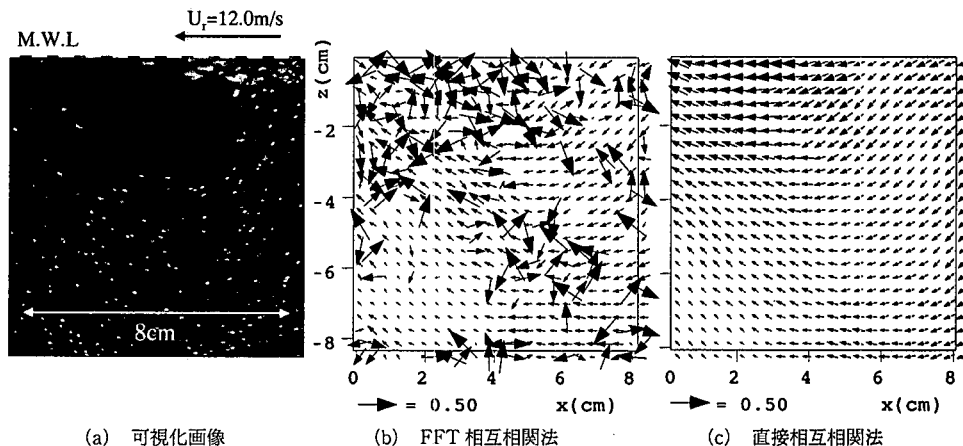


図-2 風速 $U_r=12$ m/s における平均水面下の可視化画像と FFT 相互相関法および直接相互相関法の各 PIV 解析による流速ベクトル分布

まず、第 1 画像の輝度値関数 $f(x, y)$ における任意の位置を中心とする $N \times N$ の検査領域を設定する。次に、第 2 画像の輝度値関数 $g(x+\Delta x, y+\Delta y)$ の同じ位置を中心とする $N_s \times N_s$ の探査領域を設ける。そして、探査領域内に中心を持つ多くの候補領域の中で第 1 画像に設定した検査領域と相互相関係数が最も高い値を持つ領域を求める。このとき、相互相関係数 R_{fo} は値域が $[-1, 1]$ の範囲を取る次式で評価される。

$$R_{fo}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(x_i, y_j) - f_m\} \{g(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) - g_m\}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{f(x_i, y_j) - f_m\}^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \{g(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) - g_m\}^2}} \quad (1)$$

ここで、 f_m , g_m は第 1, 2 画像における $N \times N$ の検査領域内のそれぞれの輝度平均値を示す。本研究では、第 1 画像の検査領域サイズ N を 33 pixel, 第 2 画像の探査領域サイズ N_s を風速 U_r の 5% の移動距離として仮定している。

図-2 は、風速 $U_r=12.0$ m/s のある時刻における水深 $z=0 \sim -8$ cm までの可視化画像とその画像に FFT 相互相関法および直接相互相関法による PIV 解析を適用して求めたそれぞれの流速ベクトルの空間分布を示す。FFT 相互相関法による解析結果には、過誤ベクトルが多く算出されているが、直接相互相関法では、水面直下の流速ベクトルが高精度に算出されていることがわかる。

図-3 は、同様の風速下における約 16.4 秒間で時間平均された水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布の比較を示す。水深 $z=-3$ cm 付近から水面に向かって流速に大きな差が見られるようになり、FFT 相互相関法では水面に向かって

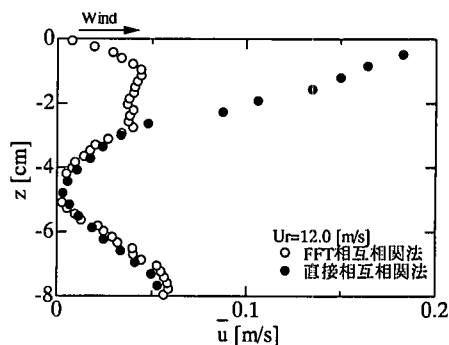


図-3 風速 $U_r=12$ m/s での FFT 相互相関法および直接相互相関法による時間平均水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布

流速が減少するのに対し、直接相互相関法では期待通り増大している。FFT 相互相関法では、検査領域内の輝度パターンが検査領域以外にも周期的に繰り返されていることを仮定して FFT 処理されるため、検査領域へのトレーサ粒子の流入出数が多くなる画像、つまり、平均移動量が大きくなる水面に近い画像になるほど測定精度が低下し、流速が減少する矛盾が生じたと考えられる。これに対し、直接相互相関法では、この輝度パターンの周期性の仮定を用いないため、測定精度が向上したものと考えられる。なお、直接相互相関法にアフィン変換を組み込み、検査領域の回転を考慮して解析を試みたところ、飛躍的な精度向上は見られなかった。したがって、実験データの PIV 解析は、水面直下の流動場に直接相互相関法を、それより下層に FFT 相互相関法を適用させて行った。

(3) 戻り流れと風速の関係

二重床下段水路から検出される戻り流れ U_b と風速 U_r の関係は、図-4 に示すように比例関係になることがか

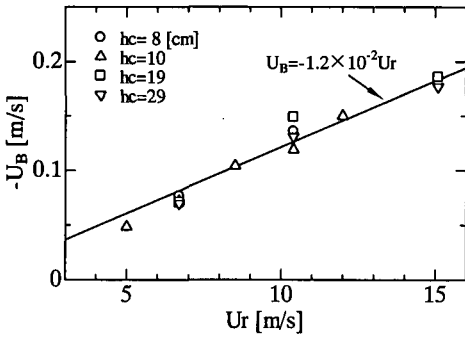


図-4 各下段水路 h_c における風速 U_r と戻り流れ U_B の関係

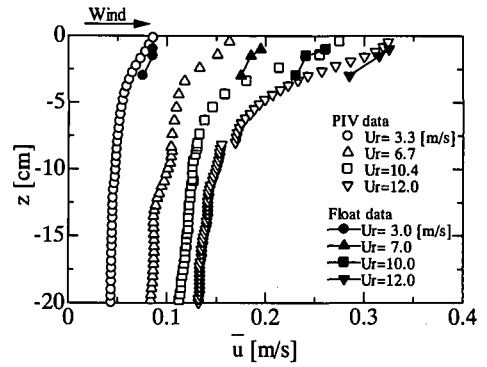


図-5 時間平均水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布とフロートによる表層流の比較

ら、

$$U_B = -1.2 \times 10^{-2} U_r \quad (\text{m/s}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

という回帰式を求め、各風速での戻り流れを算出できるようにした。そして、PIV 解析より得られた流速データからこの戻り流れ U_B を差し引くことによって、風応力による真の吹送流が得られることになる。これ以降に示す解析結果は戻り流れを除去した流速データを用いている。

3. 平均水面下の流動構造

図-5 は、平均水面から $z = -20$ cm までの時間平均水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布を各風速 U_r について示したものである。図中の黒色記号は、Ogasawara ら (2002) によるフロートを用いて計測した $z = -1, -1.5$ および -3 cm での表層流の値を示したものである。PIV 解析による吹送流とフロートによる表層流の鉛直分布は概ね一致していることがわかる。これより、本手法による PIV 解析が強風時の砕波や気流のはく離によって激しい水面変動と気泡を伴った強乱流場に適応可能であり、妥当な流速値を算出していると言える。流速 $\bar{u}$ が風速の増大とともに発達するのは当然であるが、特に、砕波を伴う強風速になると表層で急増する分布を示すようになる。これは砕波による吹送流の駆動力の分布に対応したものと考えられる。そこで、平均水面から有義波高 H_s の 0.5, 1 および 2 倍の深さまでの流量 q_n を求め、風速との関係を明らかにする。

図-6 は、上述の戻り流れ U_B によって求めた吹送流の全流量 $q_T (= -U_B h)$ に占める流量 q_n の割合と風速 U_r の関係を示したものである。いずれの層においても流量 q_n は風速 U_r とともに増大し、強風下になると $U_r = 10.4$ m/s では、有義波高の 2 倍の表層において全流量の 2 割を超える流量が輸送され、 $U_r = 12.0$ m/s の白波を伴った風波下では、全流量の約 3 割がそこで輸送されるよう

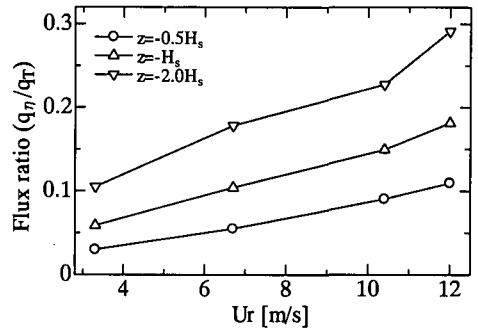


図-6 表層の流量 q_n の吹送流の全流量 q_T に占める割合と風速 U_r の関係

になる。これは、弱風速 $U_r = 3.3$ m/s の場合の 3 倍の流量に相当しており、砕波による駆動力作用が平均水面下の海水流動に大きな影響を及ぼしていることを示し、そこでの正確な鉛直分布モデルを求める必要がある。

4. 平均水面下の吹送流の鉛直分布モデル

前述の図-5 に示した平均水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布に、次式のべき則および対数則で最小二乗回帰し、吹送流の鉛直分布のモデル式を算出する。

$$\text{べき則: } \bar{u}(z) = az^b \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\text{対数則: } \bar{u}(z) = u_{sc} - \frac{u_{*w}}{\kappa} \log \frac{z}{z_0} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 z_0 はべき則と対数則による回帰式の交差点を表す粗度長、 u_{sc} は z_0 での平均流速 $\bar{u}$ の値、 u_{*w} は水側の摩擦速度および $\kappa (= 0.4)$ はカルマン定数を示す。

具体的には、以下の①～④の手順に従う。

- ① 式 (3) および (4) に回帰するための対象データの範囲を設定する。
 $z = 0 \sim -z_{0i}$; べき則
 $z = -z_{0i} \sim -h$; 対数則
 ここで、 z_{0i} は任意の深さの位置を表し、本研究では

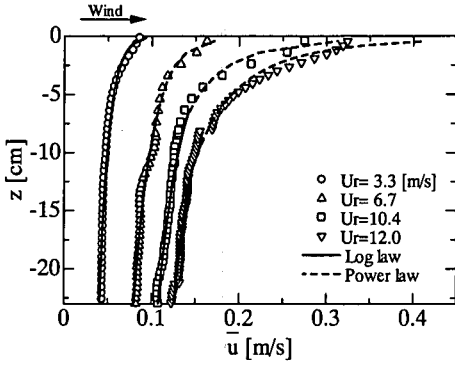


図-7 図-5に示した吹送流の鉛直分布と対数則およびべき則による回帰式

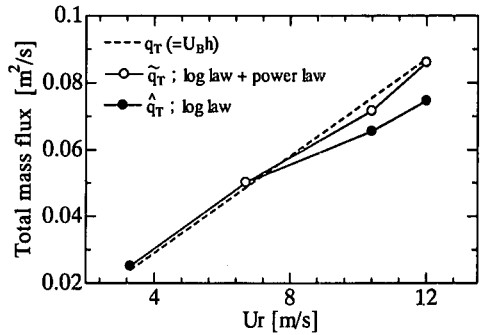


図-8 回帰式から求めた全流量 $\bar{q}_T$ および $\bar{q}_T$ と実測値から求めた全流量 q_T の比較

初期値として各風速の有義波高 H_s の2倍に設定した。

- ② 最小二乗法により、べき則の係数 α 、 β と対数則の u_{*w} 、 z_0 が確定する。
- ③ 式(3)と(4)の交差点 z_i を求める。
- ④ ③より得られる z_i を z_{0i} と置き換えて①の対象データの範囲を変更する。

交差点 z_i と回帰式による z_0 が一定値以下になるまで以上の操作を繰り返し行うことによって回帰式を算出する。

その結果が図-7であり、実線および破線は対数則およびべき則によるそれぞれの分布を示す。ただし、風速 $U_r=3.3$ m/s の分布は、非碎波状態であるため対数則のみの回帰式を示す。いずれの場合も回帰式の精度は良好であり、水面が白波状態となる $U_r=12.0$ m/s の場合であっても平均水面直下の流速分布がべき則で表示できることがわかる。

ところで、戻り流れ U_B より得られる全流量 q_T には、Rigid lid を仮定した場合に表すことのできない Stokes drift による流量 q_{SD} と白波の Surface roller による流量 q_{SR} を含んでいる。一方、回帰式より得られる流量には、これらの流量 q_{SD} および q_{SR} が含まれていないので、Stokes の理論近似式および Duncan (1981) の Surface roller モデルに基づいて、それぞれの流量 q_{SD} 、 q_{SR} を求め、回帰式の流量に加えることによって全流量を表す必要がある。

図-8は、こうした点を明らかにするため、べき則と対数則の回帰式より求めた全流量 $\bar{q}_T$ および対数則のみの回帰式で求めた全流量 $\bar{q}_r$ を示し、 q_{SD} および q_{SR} も含んだ実測全流量 q_T との比較を各風速 U_r について行ったものである。 $U_r=6.7$ m/s では、 $\bar{q}_T$ と $\bar{q}_r$ の流量は全流量 q_T に良く一致する。 $U_r=10.4$ m/s 以上の強風下では、対数則のみによる $\bar{q}_T$ は q_T より過小評価となるが、対数則とべき則による $\bar{q}_T$ は q_T に良く一致するようになる。

これからも、前報の小笠原ら (2002) で示したように q_{SD} および q_{SR} は q_T に対して無視できるオーダーであり、非碎波から碎波への遷移状態では対数則層を、白波立った碎波状態ではべき則層を平均水面直下で形成し、上述の回帰式で平均水面直下から対数則層までの吹送流の流速分布と流量を精度良く表示できることがわかる。なお、このときの各風速における式(3)と(4)の風波パラメータは、表-2に示すようになる。

摩擦速度 u_{*w} や粗度長 z_0 は、風波下でどのような運動スケールが混合の原因となるのかを表す重要なパラメータであり、平均水面直下の流速分布が壁法則に従うならば、せん断応力の連続条件によって摩擦速度 $\bar{u}_{*w}$ は、

$$\bar{u}_{*w} = \sqrt{\rho_a / \rho_w u_{*a}} \dots\dots\dots (5)$$

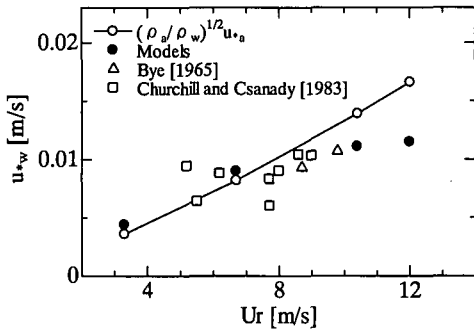
として表すことができる。ここで、 ρ_a および ρ_w は空気と水の密度をそれぞれ示す。

図-9は、表-2に示した u_{*w} と式(5)より求めた $\bar{u}_{*w}$ を各風速 U_r について比較したものである。図中の白三角および白四角は、Bye (1965) および Churchill・Csanady (1983) による現地観測によって得られた摩擦速度を表す。 $U_r=8.0$ m/s 以下では、摩擦速度 u_{*w} の値は現地観測も含めて $\bar{u}_{*w}$ にほぼ一致するが、 $U_r=10.4$ m/s 以上になると、現地観測によるデータは無いものの、 u_{*w} の値は U_r の増加にも関わらず、ほぼ一定となる。このことは、空気および水の両側に壁法則を仮定した平均水面でのせん断応力の連続条件が、白波立つ強風下になるとべき則層の発達のために成立しなくなることを意味するものと言える。

図-10は、摩擦速度 u_{*w} と粗度長 z_0 の関係を示したものである。図中の破線は、Charnock の関係 $z_0 = ag^{-1} u_{*w}^2$ を表し、 g は重力加速度、 a は Bourassa (2000) が提示した重力波の定数 8.5×10^4 を用いる。 z_0 は水面状態に依存していることから、重力波を仮定した定数では、強風時の水面状態を正しく評価することが難しく、べき則

表-2 各風速 U_r における風波パラメータ

U_r [m/s]	u_{sc} [m/s]	u_{*w} [m/s]	z_0 [cm]	α	β
3.3	0.09	0.44×10^{-2}	0.3	—	—
6.7	0.16	0.90×10^{-2}	0.5	—	—
10.4	0.13	1.11×10^{-2}	7.0	0.25	-0.29
12.0	0.14	1.12×10^{-2}	12.2	0.32	-0.32

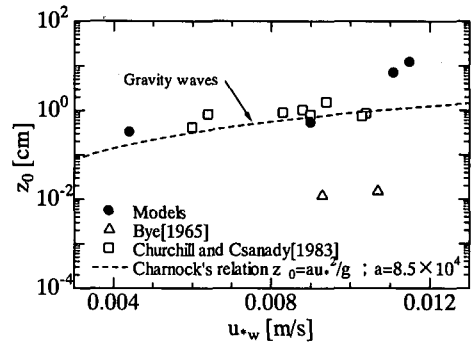
図-9 水側の摩擦速度 u_{*w} と風速 U_r の関係

層内の強乱流場を考慮した風波パラメータを明らかにして、それを組込んだ海水流動のモデル化を行う必要がある。

5. 結 語

強風時の平均水面直下に適応可能な PIV 手法を開発し、 $U_r=12.0$ m/s では有義波高の 2 倍程度のべき則層が水面下に形成され、吹送流の全流量の約 3 割がそこで輸送されることがわかった。そして、べき則と対数則を回帰して求めた鉛直分布モデルによって、計測の困難さから今まで空白域であった平均水面直下から対数則層までの吹送流の鉛直分布と流量を正しく表せることを明らかにするとともに、強風時の白波立った水面では対数則層に基づくせん断応力の連続条件が成立しないことを示した。

謝辞：本研究で実施した実験に協力された当時院生の米倉誠司君、当時学部生の成田将典君並びに伴善友君に

図-10 水側の摩擦速度 u_{*w} と粗度長 z_0 の関係

深謝するとともに、本研究は科学研究費基盤(A)(2) 12304025 および笹川科学研究助成による成果であることを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 小笠原敏記・安田孝志・武田真典・大澤輝夫 (2002): 砕波を伴う強風下の吹送流の流速の鉛直分布と全流量について, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 321-325.
- Bourassa, M. A., (2000): Shear stress model for the aqueous boundary layer near the air-sea interface, J. Geophys. Res., 105, 15, pp. 1167-1176.
- Bye, J. A. T., (1965): Wind-driven circulation in unstratified lakes, Limnol. Oceanogr., 10, pp. 451-458.
- Churchill, J. H., and G. T. Csanady, (1983): Near-surface measurements of quasi-Lagrangian velocities in open water, J. Phys. Oceanogr., 13, pp. 1669-1680.
- Duncan, J. H. (1981): An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil, Proc. Roy. Soc. London, A 377, pp. 331-348.
- Kitaigorodskii, S. A., and J. L. Lumley, (1983): Wave-turbulence in the upper ocean. Part I: The energy balance of the interacting fields of surface wind waves and wind-induced three-dimensional turbulence. J. Phys. Oceanogr., 13, pp. 1977-1987.
- Ogasawara, T., Yasuda, T., Takeda, M. (2002): Roles of wind wave breakers in momentum transfer processes from wind to currents and turbulences, 14 th ISOP, CD-ROM.
- Thorpe, S. A., (1992): Bubble clouds and the dynamics of the upper ocean, Q. J. R. Meteorol. Soc., 118, pp. 1-22.
- Wu, J., (1980): Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions, J. Phys. Oceanogr., 10, pp. 727-740.