

## 1. まえがき

沿岸域における港湾・海岸構造物の計画・施工・管理にあたっては、周辺海域の状況を把握することが必要不可欠である。こうした海域において外力となるのは主に波浪と流れであるが、潮汐や外洋から伝播してくるものを除けば、それらは局地的な風によって駆動されると考えてよい。中でも風によって生成される吹送流は、同時に発生する風波の波速に影響を及ぼすほか(加藤, 1975), 風波の砕波を促進する作用も併せ持つことが分かっている(Banner and Phillips, 1974)。また比較的水深の浅い内湾域においては、地形の効果と併せて周辺海域も含めた流れ場全体に影響を及ぼすことから、赤潮や青潮、各種汚染物質の輸送・拡散過程に極めて大きな要因となっている。さらに、従来は波のラディエーションストレスによる沿岸流が支配的な要因とされてきた沿岸漂砂の問題に対し、風による吹送流の影響が無視し得ないことが最近明らかになってきている(佐藤, 1995; 安田, 1996)。このように、風による吹送流は沿岸域における物理現象のほぼ全てに関わっていると言っても過言ではなく、その物理機構を明らかにすることは極めて重要な問題である。

一方で、吹送流の研究は流体力学的に古典的問題であり、古くから多くの研究が行われている(Wu, 1968; Shemdin, 1972; Wu, 1975; 加藤, 1976; 鶴谷, 1987; Cheung and Street, 1988)。一般に吹送流は水面下の流速分布が対数則によって表され(Phillips, 1977), 表面流速は10m高度の海上風速の約3%程度という事実がよく知られている(Wu, 1975)。しかしながら、風波が発達した界面付近を精度良く計測する方法は、近年開発されてきた画像計測法を用いる以外にあまりなく、従来の研究は風波のトラフレベル以下の議論が中心であることから、直接風が駆動する表層付近の運動機構は未解明のままである。また、室内実験における吹送流の研究は界面活性剤の投入による風波の発生を抑制した場合や比較的小規模な水槽による風波の発達の初期段階における研究が主であることから、白波砕波が発生するような風波が激しく発達した場合の吹送流の議論は、計測の困難さも手伝ってほとんど行われていない。さらに、よく知られた3%表面流速の議論は、トレーサー追跡法によるラグランジェ流速による評価であることから、ストークスドリフトの影響が含まれており、風波が激しく発達した場合には相対的な誤差が大きくなる要素を含んでいる。

以上の背景を踏まえて、本研究では風洞水槽実験結果に基づいた吹送流(質量輸送流)の特性について論じる。計測には高速ビデオカメラを用いた画像計測法を採用し、PIVによる風波内部速度場の算出を行った。また波高計との同

期計測を行い、波高計直下における流速の鉛直分布を時系列的に抽出することで時間平均による吹送流の分布を求めた。この実験手法の最大の特徴は、トラフレベル以上の吹送流分布を求めることが可能な点であり、風波の発達に界面下の吹送流分布に影響を及ぼす点について明らかにすることができる。また、トラフレベル以上で輸送される実質の流量が相当量存在することを示し、吹送流の予測計算において波浪の存在を無視することができないことも併せて示す。本研究で用いた当所所有の風洞実験水槽は世界的にも大規模な水槽であり、従来の風波発達初期段階の吹送流ではなく、吹送距離が長く、発達した風波下での吹送流分布の特性について明らかにすることが可能となった。以下では実験手法、実験結果について示し、順次議論を進めていく。

## 2. 吹送流の定義

吹送流  $u$  は一般的に次式によって表現される。

$$u = \bar{u} + \tilde{u} + u' \quad (1)$$

ここで、 $\bar{u}$  は平均成分を、 $\tilde{u}$  は波動成分を、 $u'$  は乱れの成分を表す。乱れの成分である  $u'$  は物質の拡散過程に対して極めて重要であるが、平均をすればゼロとなり実質的な質量輸送には寄与しないことから、本研究では取り扱わない。また、波動成分である  $\tilde{u}$  については、さらにポテンシャル成分  $u_p$  とローテーション成分  $u_r$  に分けて考えることができる(Thais and Magnaudet, 1995)。しかし、加藤ら(1999)によれば、ローテーション成分  $u_r$  は、ポテンシャル成分  $u_p$  に対してオーダーが小さく、物質の輸送という観点から見れば無視しうるものと考えられることができるため、本研究ではあえて分けて考えることはしない。

一方、波動成分は表層付近で特に卓越するが、トラフレベルより下の領域では、ストークスドリフトに伴う実質的な質量輸送が生じる。この値は、表面流速に対して5~18%程度と見積もられているが(Wu, 1975; 鶴谷, 1987), ストークスドリフトの計算には微小振幅波を適用することから波形勾配の大きい場合には誤差が大きくなるなど、厳密にこれを分離するのは難しい。反対にトラフレベルより上の領域では、間欠的ではあるものの、流れはほとんど常に流下方向に向いていることから、実質的な質量輸送は大きいと考えられる。しかしながら、吹送流の観点からトラフレベルよりも上の領域を計測した例は僅かしかなく(加藤ら, 2000; 小笠原ら, 2003), 長時間の平均を取った平均流の分布が示された例は著者の知る限り存在しない。

本研究では、PIVによる画像計測を用いていることから、トラフレベルより上の流速計測が可能になっている。また、

波高計との同時計測を行うことで、画像内における正確な水面の位置を決定することが可能となり、波高計直下の流速の鉛直分布を時系列的に抽出することが可能となった。

以上より、本研究における吹送流は質量輸送流と等価なものと定義し、波動成分(ストークスドリフト)を含む計測された流速値の時間平均値として取り扱う。

### 3. 実験手法の概要

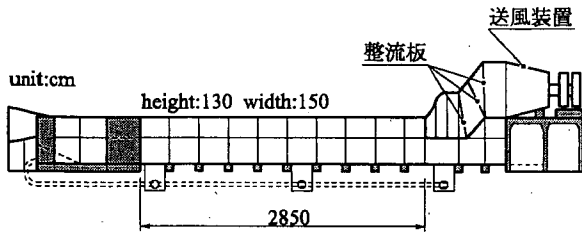


図-1 実験水槽の概要

実験は図-1に示すように、国土技術政策総合研究所が所有する風洞水槽(計測部の長さ28.5m×幅1.5m×高さ1.3m)を用いて行い、水深を53cmに設定した。風速は送風機の回転数を200rpm, 300rpm, 400rpmの3通りに設定し、水槽内の5カ所(W01~W05)において平均風速の鉛直分布を計測するとともに、W01を除く4カ所において水面変位の計測を行った。計測条件を表-1に示す。平均風速については熱変換タイプの風速計(カノマックス製: 温度補償付, 応答周波数0.1Hz)を用い、サンプリング周波数10Hzで60秒(データ点数600点)の計測を行って各高さの平均値を求めた。また、水面変位については抵抗線式波高計(ケネック製: 応答周波数30Hz)を用い、サンプリング周波数200Hzで656秒(データ点数131,200点)の計測を行った。

表-1 吹送距離と基準風速

	fan [rpm]	W01	W02	W03	W04	W05
fetch [m]		1.40	5.47	11.35	17.34	23.23
$U_r$ [m/s]	200	6.152	6.417	6.735	6.941	7.488
	300	9.158	9.877	10.155	10.073	10.829
	400	12.168	12.718	13.447	13.272	14.085

PIVによる流れの計測は、光源に6WのArイオンレーザー(Spectra-Physics製)を用い、光ファイバーによって計測点直下まで導入した後、シリンドリカルレンズによってシート光にして水中に照射した。水中に混入したトレーサ粒子は、粒径150 $\mu$ m, 比重1.2の塩化ビニル白色粒子を用い、レーザーによって可視化された粒子を高速度ビデオカメラ(フォトロン製; 512×480pixel)によって撮影した。カメ

ラの撮影範囲は約15cm×15cmと約23cm×23cmの2通りを設定し、フレームレートおよびシャッタースピードはそれぞれの風速下における波速と水粒子速度を勘案して風速別に設定した(表-2参照)。高速度ビデオカメラのメモリの制限により、一度に撮影できる画像の枚数が2184枚であることから、同じ条件下において連続して6~15回の撮影を行った。また、先の予備計測とは別にレーザーシートに近接(約2mm)して容量式波高計を設置し(図-2参照)、高速度ビデオカメラと完全に同期させて画像中央における時間波形の記録を行った。また、解析には市販のPIVソフトウェア(TSI製; Insight)を用い、32×32pixelの検査領域を設定して、50%オーバーラップさせ、31×29の速度ベクトルを算出した。

表-2 画像計測における撮影条件

(a) フレームレートとシャッタースピード

	画像サイズ	200rpm	300rpm	400rpm
フレームレート [fps]	15/23cm	60	125	250
シャッタースピード [sec]	15cm	1/250	1/500	1/1000
	23cm	1/250	1/500	1/500

(b) 撮影回数

	画像サイズ	200rpm	300rpm	400rpm
W03	15cm	8	8	15
	23cm	9	15	15
W05	15cm	6	13	10
	23cm	8	15	15

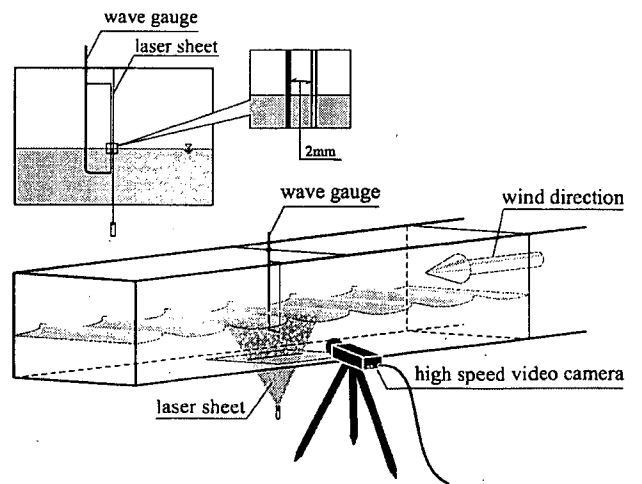
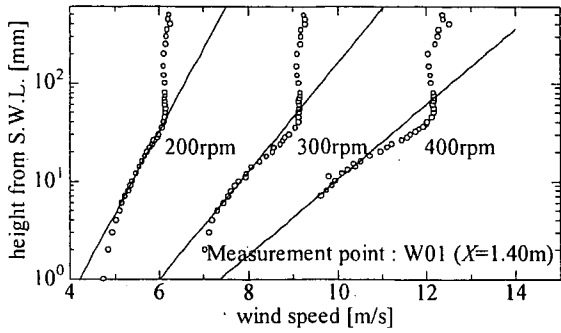


図-2 PIV計測の概要

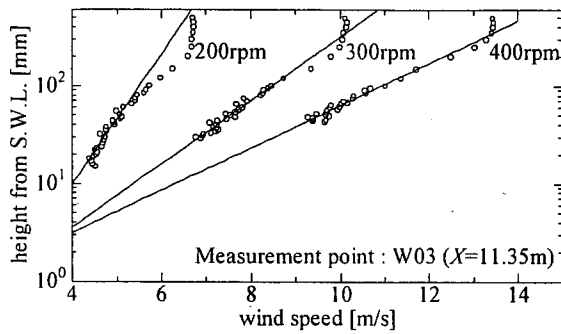
### 4. 実験結果

#### 4.1 風速分布と摩擦速度

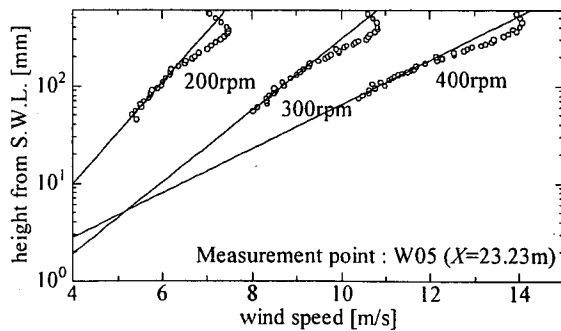
ここでは、計測された風と波の結果について簡単に述べ



(a) W01



(b) W03



(c) W05

図-3 平均風速の鉛直分布

る。図-3はW01, W03, W05の各点における水面上の風の平均速度分布である。(a)はW01での鉛直分布であり、風洞水槽の物理的な構造上、流入端に最も近い計測点となっていることから実質的に流入風速分布となる。各図の分布形は水面に最も近いところから対数則分布が適応できる。図中の実線は対数則分布を当てはめたときの最小二乗回帰直線である。摩擦速度  $u_*$  はカルマン定数(ここでは  $\kappa = 0.4$ )を回帰直線の傾きで除して求められることから、直線の傾きが摩擦速度を表している。

平均速度の鉛直分布に対数則を仮定して摩擦速度  $u_*$  や粗度高さ  $z_0$  を求める方法は、対数則を当てはめる計測データの選定に大きく依存する。本研究では、W01において明らかに対数則からずれていく水面極近傍(静水面から

3mm以内)を除いて、水面に近い領域から対数則分布が成り立つものと仮定している。そこから上層に向かって計測データを取捨選択したが、対数則の上端に近い曖昧な領域では、選択によって相関係数が最も高くなるように行った。しかし、計測データにもばらつきがあり、2ないしは3点の取捨によって摩擦速度が数十%も変わるケースもあり、計算された摩擦速度について検証を行う必要がある。

風によって発生した波の性質を表すものとして代表的なものは、波のエネルギー  $\eta_{rms}$  とスペクトルのピーク周波数  $f_p$  である。Mitsuyasu(1968)は室内実験および現地のデータから  $\eta_{rms}$  と  $f_p$  を吹送距離  $F$  を無次元化したものを用いて次のように表した。

$$\frac{g\eta_{rms}}{u_*^2} = 1.31 \times 10^{-2} \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{0.504} \quad (2)$$

$$\frac{u_* f_p}{g} = 1.00 \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{-0.330} \quad (3)$$

図-4および5は波の無次元エネルギーと無次元周波数をそれぞれ無次元吹送距離で整理したものである。それぞれの図には、式(2)および(3)を示している。本研究で得ら

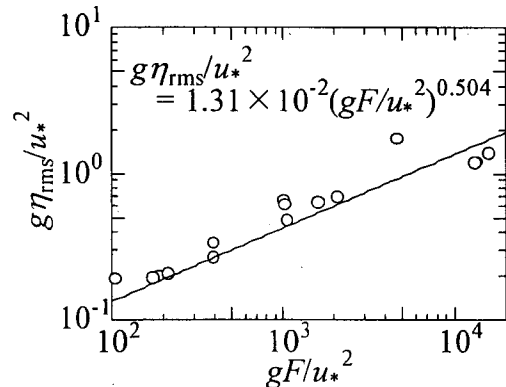


図-4 無次元エネルギーと無次元吹送距離の関係

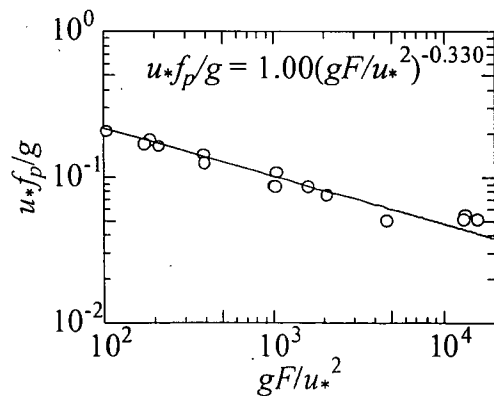


図-5 無次元周波数と無次元吹送距離の関係

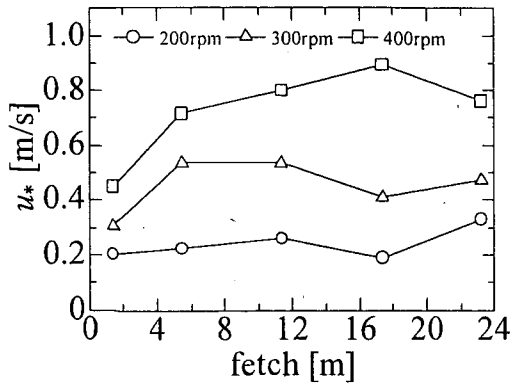


図-6 摩擦速度と吹送距離の関係

れたデータは式(2)および(3)と良好な一致を示しており、風洞水槽で得られた風および波の計測値が従来の計測結果と一致すると共に摩擦速度の計算が適切であることを示している。

次に摩擦速度の空間変化について検討する。図-6は、摩擦速度と吹送距離との関係である。各風速共に単調増加とはならず、300rpmや400rpmのケースでは吹送距離が12mを越えると減少傾向にあることが分かる。壁面乱流の場合、下流に向かって乱流境界層が発達することから摩擦速度は単調増加となる。しかし水面に風が吹く場合は、水面に風波が発達し水面形状が波速で移動することから、水面付近の風速と波速との相対的な速度差が減少して風から水面への運動量の輸送が減少することがある。また、300rpmの吹送距離10mを超えると明らかに白波碎波が発生し始め、これも界面の状態を大きく変えることから摩擦速度に影響を及ぼすものと考えられる。しかしながら、風波がほとんど発生しないW01を除けば吹送距離による変動の幅は小さくほぼ一定に推移していると言える。

吹送流はこれらの摩擦速度で与えられる運動量の輸送によって駆動される。次章ではPIVによる吹送流の分布特性について検討する。

#### 4.2 PIVによる吹送流の分布特性

画像計測法は水面付近を非接触に計測が可能で、同時に流速の空間分布を得ることができるため、従来不可能であった風波のトラフレベル以上の計測が可能となる。画像計測を用いた風波に関する研究はいくつか行われているが(Okuda, 1982; Peirson, 1997; Banner and Peirson, 1998; 竹原ら, 2000; Siddiquie *et al.*, 2001; 禰津ら, 2001; 竹原ら, 2002; 小笠原ら, 2002a, 2002b; 竹原ら, 2003; 大塚ら, 2003), その中でも画像計測を吹送流に適用した研究はそれほど多くない。小笠原ら(2003)は、PIVを用いて平均水面以下の吹送流分布を求めているが、波による水面の変動

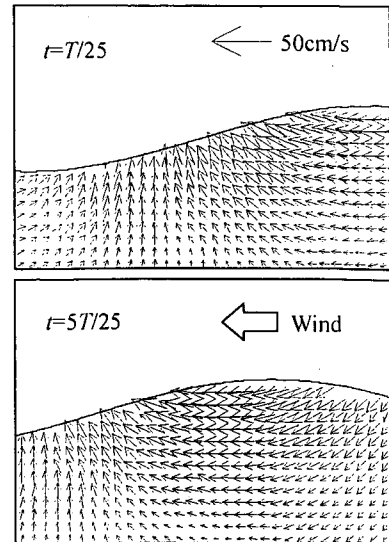


図-7 PIVによる空間ベクトル図の一例 (200rpm / W05)

を小さいと仮定して無視し、固定した水面として平均水面までの鉛直分布を算出している。また村上ら(2001)は、PTVを用いてトラフレベル以上の流速場を算出している。彼らは波動成分を除いた吹送流の分布が波の位相に依存するとし、位相ごとのアンサンブル平均を求め、さらにそれを一周平均して平均流を求めている。しかし、アンサンブルに用いるサンプル数が少ないほか、系統的な実験が行われておらず、限られた知見に留まっている。

通常、画像を用いたPIV計測は、2枚の画像内に写った中立粒子の空間分布より、相互相関係数が最も高くなるようなマッチングを選択して流速を得る。従って、図-7のように画像に写った空間波形とその下の領域の瞬間流速の空間分布を得ることができる。高速度ビデオカメラのメモリの制限により、一回の計測で2184枚の画像を撮影することが可能であるため、2183枚の流速分布を得ることができる。本研究ではオイラー流速の平均流を求めるため、画像中央に設置された波高計により画像内における正確な水面位置を把握し、その直下の瞬間流速の鉛直分布を時間方向に2183個並べて、波高計直下における瞬間流速の時空間ベクトル図を作成した。

図-8は、300rpm, W03における流速ベクトルの時空間分布の一部である。横軸が時間軸になっていることに注意されたい。図において、波のトラフからクレストまで含めて流速ベクトルが得られており、波高計のデータによって気相と液相が明確に識別されている。流速分布は波動成分が卓越しており、切り立った波頂部には若干碎波による影響が見られるが、吹送流によるせん断乱流などの現象は時空間ベクトル図からは確認することができない。PIVによ

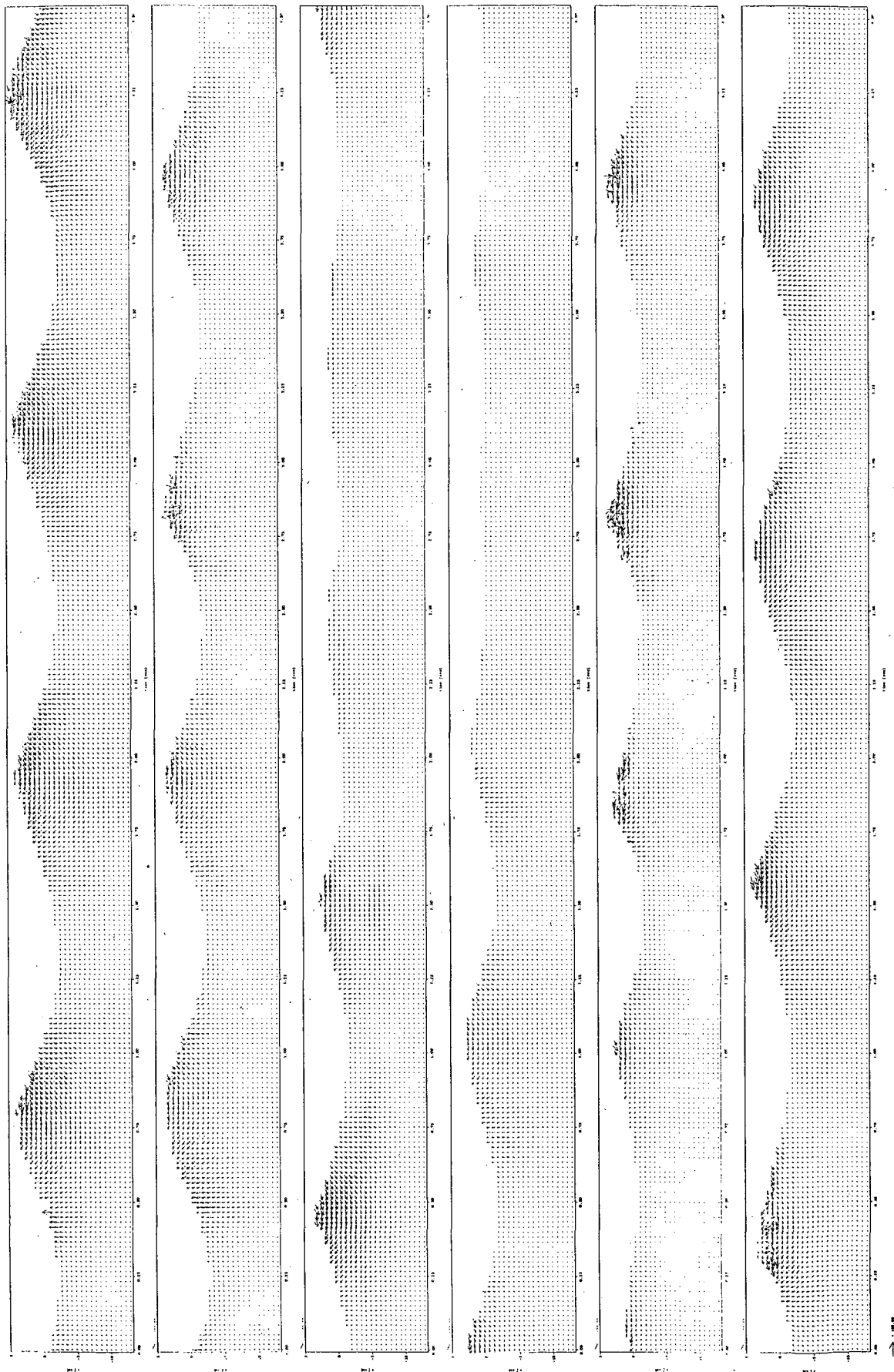


図-8 波高計直下の時空間ベクトル図の一例

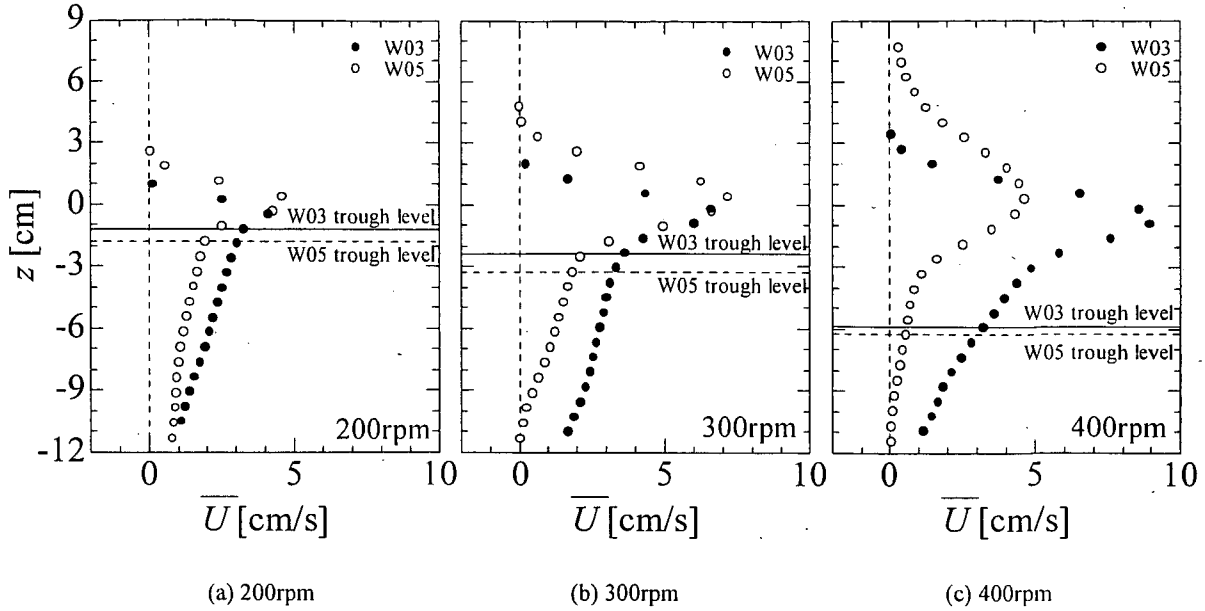


図-9 平均水平流速の鉛直分布

各流速ベクトルは、グリッド上の固定点において求められるため、各高さごとに時間平均を求めることができる。時間平均を求める際、トラフレベル以上では時間的に液相と気相が交互に存在するが、本研究では気相にあたる領域の流速をゼロとして総和をとり、全時間で除することによってフラックスに相当する平均流速分布を求めた。また、400rpmのケースではフレームレートが250fpsであるため、一回の撮影時間内(8.736sec)に高さ15~20波程度の波しか撮影することができない。従って、同じ条件で繰り返し撮影したケース(6~15回)を全て平均し、十分な数の波に対して平均流を求めた。

図-9は、風速ごとに平均された水平流速の鉛直分布である。各図の風洞の回転数は(a)200rpm, (b)300rpm, (c)400rpmである。吹送距離による比較を行うため、各図共にW03およびW05での結果を併せて示しており、それぞれの吹送距離におけるトラフレベルの鉛直位置を图中的実線および破線によって示している。ここでトラフレベルの定義については、2183個の時空間ベクトル図において、全てのベクトルデータが存在する領域を水中に没した領域として判断した。

各図の分布を見るとトラフレベル以下では水深増加に伴って単調減少になっている。一方、トラフレベル以上では、平均水面( $z=0$ )付近で最大となり、クレストに向かって減少する分布となっている。個々の波の鉛直分布を見ればクレストで最大水平速度を持つが、時間軸で見るとクレストに向かって出現頻度が減少するためクレスト付近でのフラックスはゼロとなる。また吹送距離による変化について見ると、いずれの風速もトラフレベル以

下ではW03よりはW05の分布の方が流速の値が小さく、傾きも小さい。図-6で見たように水槽内ではほぼ一定のせん断力が水面に作用しており、吹送流は吹送距離には依存しないものと予測された。従来の研究では、吹送距離の短い小型の風洞で行われたものが多く、吹送流の吹送距離による変化について検討されているものはあまりない。しかし、石川ら(1988)は現地湖沼における観測において水面に波浪が発達する場合は、水面下の吹送流分布が対数則には従わず、鉛直方向に一様化することを指摘している。またCheung and Street(1988)は、風洞水槽内で風を吹かせた場に造波機で重力波を発生させると、吹送流の値が全体的に小さく、鉛直分布の傾きも小さくなることを実験により見いだしている。そしてそれらの要因として波浪の発達によるシェルタリングの効果を指摘しており(Bole and Hsu, 1969)、波のクレストから風下側のトラフに向かって気流が剥離することから、その分のせん断力が水側に伝わらないためと説明している。いずれにしても、同じ程度のせん断力が作用しているにも関わらず波浪の発達により水面下の吹送流分布が小さくなることは、これまでの吹送流のモデル化とは相反する事実を示しており、波浪の影響を考慮した吹送流分布のモデル化が必須であることを示している。

次にトラフレベル以上について吹送距離による変化を見てみると、200rpmと300rpmについてはW03よりもW05の方が最大平均水平流速の値が大きい。しかし、400rpmについてはW05の方が、W03より大幅に値が小さい。この点については、ベクトルの時空間分布を詳細に見直した結果、400rpmのW05のケースでは、高風速と長い吹送距

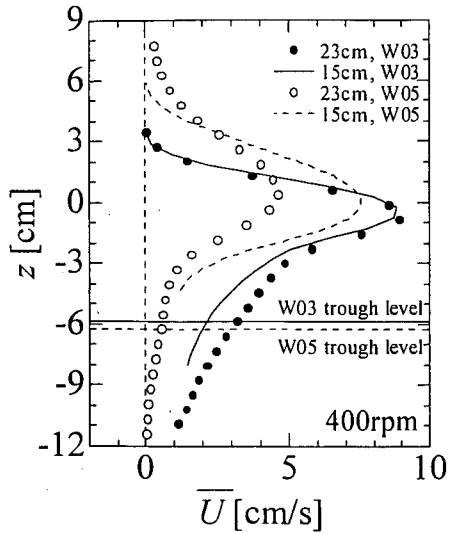


図-10 400rpm/W05 のケースにおける画像サイズによる平均流速分布の比較

離の影響で風波が激しく発達し、白波砕波による気泡混入が影響して流速の計算値にエラーが多数発生していることが分かった。図-10は、400rpm/W05の場合の23cmの空間スケールで計測したPIVの結果と15cmのスケールで計測したPIVの結果を比較したものである。両者の比較から、W03では、トラフレベル以上の分布がよく一致するのに対し、W05の結果は大きく異なる。しかし、PIV計測値のエラーが気泡の影響であるとすれば、15cmスケールの計測結果も信頼性のあるものではなく、両者を置き換えることはできない。PIVによる実験計測は慎重に行われたが、砕波による気泡の混入はレーザー光の散乱を生じさせ、周辺のベクトル計算にエラーを生じさせる。画像計

測によりトラフレベル以上の計測が可能となったが、高風速時の計測は画像計測をもってしても、未だに困難であり、今後さらに計測法の改良が求められる。

次に鉛直流速の鉛直分布について見てみる。図-11は平均鉛直流速の鉛直分布の比較であるが、平均水面( $z=0$ )付近で下降流が最大となり、トラフレベル付近でゼロに近づく。しかし、その値は最大でも1cm/s以下であり、全体的に非常に小さく鉛直方向の平均的な質量輸送はほぼゼロであると判断される。

### 4.3 流下流量の連続性

図-11より鉛直方向の質量輸送量がほぼゼロであることが分かったが、これに水路横断方向の質量輸送量をゼロと仮定し水平方向流速の分布を鉛直方向に積分することによって断面を通過する流下流量を求めることができる。本研究では、水平方向流速の鉛直分布を積分するにあたり計測範囲内でゼロ線と交差しないものについては図-12のように流速分布を直線分布で補完することによって求めた。

図-13は、W03とW05を通過する流下流量を比較したものである。前述の仮定が成り立つならば流下方向に流量の連続性が成立するはずであるが、実際にはそうっておらず、流下方向に流量が減少している。200rpmのケースでは約96%の流量が保存されているものの、300rpmのケースでは約78%しか保存されていない。なお、400rpmのケースは前述のようにW05の流速分布にエラーを含んでいることから保存性を評価することはできない。流下流量の連続性が成り立たない要因としては、計

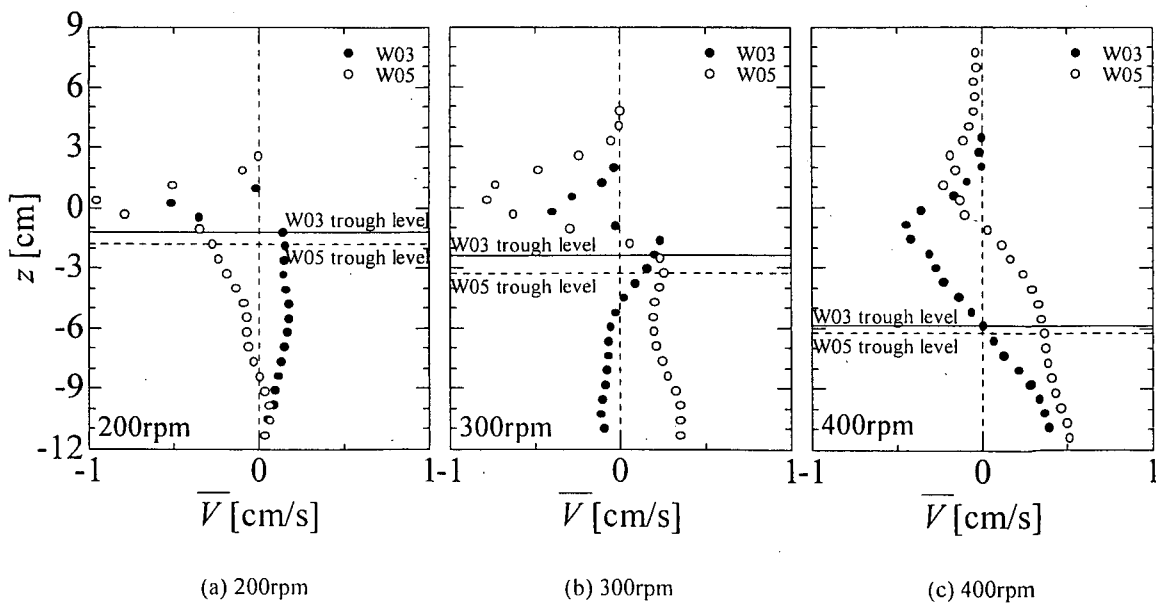


図-11 平均鉛直流速の鉛直分布

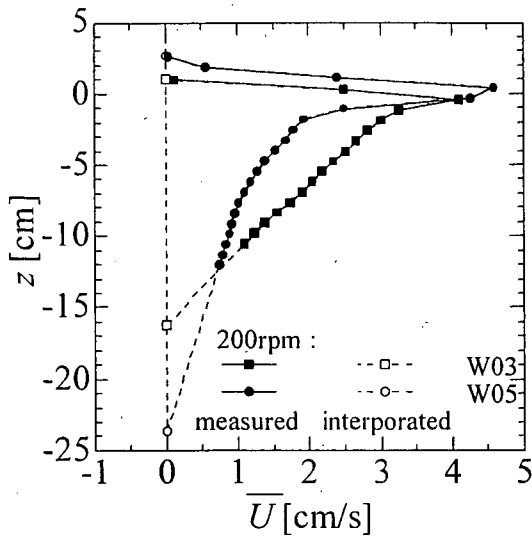


図-12 流速分布の線形補間の一例 (200rpm)

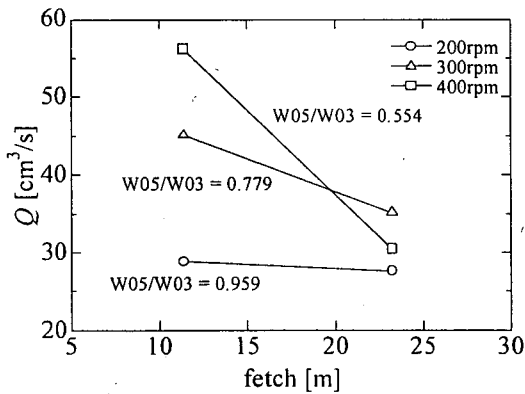


図-13 流下流量の連続性

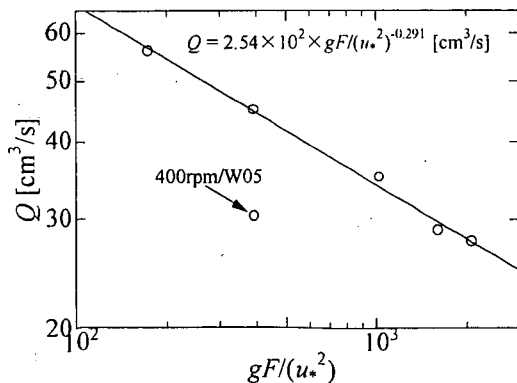


図-14 流下流量と無次元吹送距離の関係

測誤差に起因するものと流速分布の直線補間に起因するもの、さらに水路横断方向の質量輸送量をゼロと仮定したことによるものが考えられるが、両側をガラス壁で囲

われた風洞水槽内においては、ガラス壁の摩擦の影響によって流下方向に軸を持つ複数個の二次旋回流が発生することが知られている(松永・鶴崎, 2002). したがって、水路横断方向の質量輸送量はゼロとはならず、その分の流下流量が減少したものと考えられる。

この流下流量を無次元吹送距離で整理したものが、図-14 である。図から 400rpm/W05 のケースを除いて無次元吹送距離の対数式によって明確に表すことができる。本研究で得られた対数式は以下であるが、

$$Q = 2.54 \times 10^2 \left( \frac{gF}{u_*^2} \right)^{-0.291} \quad [\text{cm}^3/\text{s}] \quad (4)$$

この式を用いて 400rpm/W05 のケースの流下流量を推定すると  $Q = 44.85 \text{ cm}^3/\text{s}$  となり、W03 に対する保存率は  $W05/W03 = 0.798$  から約 80% が保存される。

さらにこの推定された流下流量を用いてドラフレベルより上の領域で輸送される流量の割合を算出した。図-15 は全流下流量に対するドラフレベルより上で輸送される流量の割合を表したものである。風速の増大および吹送距離の増大に伴って風波が発達するためドラフレベルより上の領域で輸送される流量は増加するが、最も風波が発達しない 200rpm/W03 のケースでも約 21% が波によって輸送され、最も風波が発達する 400rpm/W05 のケースでは実に 97% もの流量が波によって輸送されていることが分かる。これは 400rpm/W05 のドラフレベル以下の流量が極端に少ないため波に輸送される流量の割合が極めて高い結果となった。現地海洋観測においては有義波高の 5 倍以上の深いところでも明らかに風によって流れが発生しており、風洞水槽内における流れ場の様子は現地のそれとは一致しない。この原因の一つには風洞水槽内には底層に補償流が発生し、吹送流とは逆向きの流れが発生することから、それによる影響で全体の流下流量が調整されていることが考えられる。しかしながら、

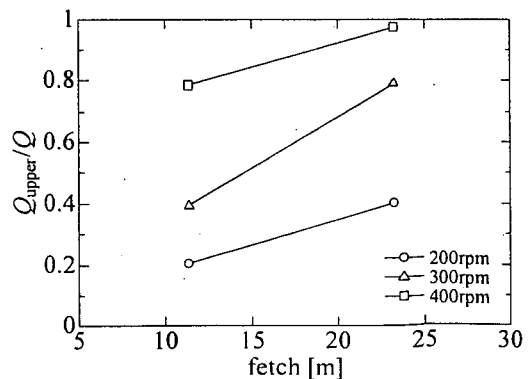


図-15 全流下流量  $Q$  に対するドラフレベル以上で輸送される流量  $Q_{\text{upper}}$  の割合



それらを踏まえても波によって輸送される流量は無視できないオーダーであり、現在の吹送流モデルが波の存在を無視しているという事実は、早急にこれを是正しなければならない問題であると言える。

#### 4.4 トラフレベル以下の流速分布特性

最後にトラフレベル以下の流速分布について対数則が適用可能であるか確認を行う。

図-16 はトラフレベル以下の水平流速分布に対数則を適用したものである。各図において黒で塗りつぶされた点(丸印および四角印)は対数則分布を適用するにあたって最小二乗法に用いた点である。この図から、厳密な意味で対数則分布が適用できるのはトラフレベルより高々5cm程度の範囲である。そこから下の領域は対数則分布からはずれている。一般にLDV等のポイント計測器で計測された平均流速の鉛直分布は、鉛直方向に同時計測が行えないため、平均流速といえども若干のばらつきがある。従来の研究はこれらのばらつきも含めた上で対数則分布を適用しており、そのほとんどが水面下10cm以上の下層まで対数則分布を当てはめている。PIVを用いて計測したものは鉛直方向に同時計測を行っているため、

そのようなばらつきはなく、対数則を厳密に適用可能な範囲を求めることができる。前節で述べたように、風洞水槽内には底層に風向きとは逆の補償流が生じている。しかもその流れは複雑で流下方向に一様な流れではない。従来の研究ではこの補償流の領域も含めて対数則分布を適用してきたが、厳密な意味での対数則領域は僅かしかなくトラフレベル直下に限定されることが本研究において明らかとなった。

#### 5. まとめ

本研究では、風洞水槽において風波が発達した状況下における吹送流の特性について検討を行った。計測には画像計測法を用い、PIVによってトラフレベル以上を含む流速分布を求めた。以下に主要な結論をまとめる。

1. 水槽内で計測された摩擦速度は流下方向に単調変化をせず、風速と波速との関係および砕波の影響によるものと予測される。
2. 平均水平流速の鉛直分布は、波浪が発達するにつれてトラフレベル以下の吹送流が弱まることが分かった。
3. 平均鉛直流速の絶対値は小さく、鉛直方向の質量輸送量は無視できることが分かった。
4. 全流下流量は流下方向に連続性が満たされず、その原因としては二次旋回流による水路横断方向の質量輸送流が無視できない量であることが分かった。
5. 全流下流量は、無次元吹送距離でうまく整理することができることが分かった。
6. トラフレベルより上の層で輸送される流量は、最大で95%を超えており、波浪による影響を無視することが出来ないことが分かった。
7. トラフレベル以下の水平流速の分布は、トラフレベル直下で対数則を満たすが、さらに下層では対数則からはずれることが分かった。

(2004年3月23日受付)

#### 謝辞

本研究を行うにあたり、独立行政法人港湾空港技術研究所海洋・水工部海洋水理研究室の橋本典明室長には有益な助言を頂きました。ここに記して謝意を表します。また本研究は、文部科学省科学技術振興調整費若手任期付支援研究費による成果であることを付記して謝意を表す。

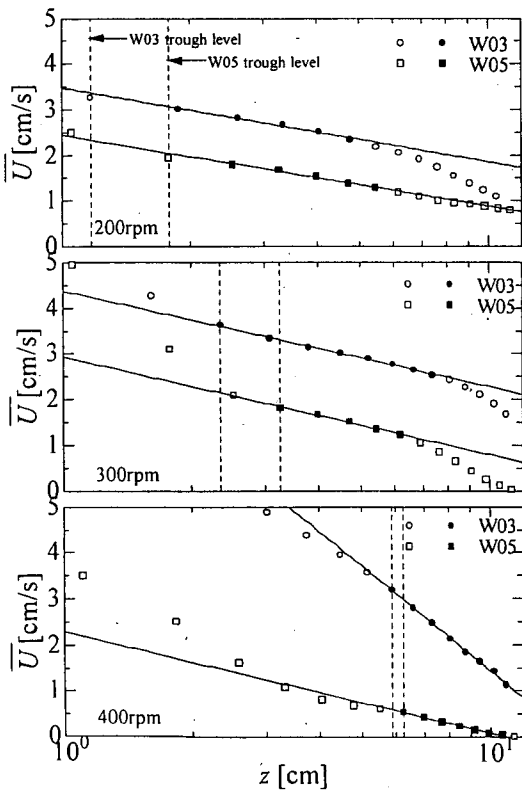


図-16 トラフレベル以下の流速分布に対する対数則の適用性

## 参考文献

- 加藤 始 (1975) : 対数分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文集, 第239号, pp.37-46.
- Banner, M.L. and O.M. Phillips (1974) : On the incipient breaking of small scale waves, *J. Fluid Mech.*, vol.65, pp.647-656.
- 佐藤慎司 (1995) : 日本海沿岸で観測された流れの特性, 土木学会論文集, No.521/II-32, pp.113-122.
- 安田孝志・加藤茂・岩田宏・佐藤慎司 (1996) : 砕波帯沖合い流れの特性とその成因について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.366-370.
- Wu, J. (1968) : Laboratory studies of wind-wave interactions, *Jour. Fluid Mech.*, vol. 34, part 1, pp.91-111.
- Shemdin, O.H. (1972) : Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Phys. Oceanography*, vol.2, pp.411-419.
- Wu, J. (1975) : Wind-induced drift currents, *J. Fluid. Mech.*, vol.68, pp.49-70.
- 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊 (1976) : 流れの中の風波についての実験的研究 (第2報), 港湾技術研究所報告, 第15巻, 第4号, 48p.
- 鶴谷広一 (1987) : 海域における乱れと物質輸送に与える風の効果に関する研究, 東京工業大学博士学位論文, 182p.
- Cheung, T.K. and R.L. Street (1988) : The turbulent layer in the water at an air-water interface, *J. Fluid. Mech.*, vol.194, pp.133-151.
- Phillips, O.M. (1977) : *The Dynamics of the upper ocean*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, 336p.
- Thais, L. and J. Magnaudet (1995) : A triple decomposition of the fluctuating motion below laboratory wind water waves, *J. Geophys. Res.*, vol.100, No.C1, pp.741-755.
- 加藤 始・森 正和・信岡尚道・大山丈吉 (1999) : 風波の下の水中の乱れに及ぼす温度成層の影響についての研究, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.91-95.
- 加藤 始・大島直樹・信岡尚道 (2000) : 画像流速計を用いた吹送流の鉛直分布に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.241-245.
- 小笠原敏紀・久保田踊児・安田孝志 (2003) : 白波砕波を伴う強風時吹送流の平均水面直下の鉛直分布とそのモデル, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.351-355.
- Mitsuyasu, H. (1968) : On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), *Rep. Res. Inst. Appl. Mech.*, vol.16, No.55, pp.459-482.
- Okuda, K. (1982) : Internal flow structure of short wind waves, Part I. On the internal vorticity structure, *J. Ochanogr. Soc. Japan*, vol.38, pp.28-42.
- Peirson, W.L. (1997) : Measurement of surface velocities and shears at a wavy air-water interface using particle image velocimetry, *Exp. Fluids*, vol.23, pp.427-437.
- Banner, M.L. and Peirson W.L. (1998) : Tangential stress beneath wind-driven air-water interface, *J. Fluid Mech.*, vol.364, pp.115-145.
- 竹原幸生・江藤剛治・前田崇雄・相武克彦 (2000) : PTVによる風波発生時の水表面近傍の気流・水流計測法, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.101-105.
- 安田孝志・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・川越雄太・西部義彦・小林智尚 (2000) : 吹送流の発達と流速分布に及ぼす風波砕波の影響について, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.441-445.
- Siddiquie, M.H.K., Loewen M.R., Richardson, C., Asher, W.E. and Jessup, A.T., (2001) : Simultaneous particle image velocimetry and infrared imagery of microscale breaking waves, *Phys. Fluids*, vol.13, No.7, pp.1891-1903.
- 瀬津家久・牛島 省・吉田圭介 (2001) : 砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.642/II-50, pp.45-56.
- 竹原幸生・真木正弘・辻本剛三・江藤剛治・高野保英 (2002) : 風波発生時における水面近傍の気流・水流のPTV同時計測, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.66-70.
- 小笠原敏紀・安田孝志・武田真典・大澤輝夫 (2002a) : 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.
- 小笠原敏紀・安田孝志 (2002b) : 吹送流の乱流構造と砕波によって生成される乱流成分について, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.326-330.
- 竹原幸生・大塚 直・江藤剛治・高野保英・辻本剛三・水谷夏樹 (2003) : 画像計測による風波界面での気流・水流の相互作用に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.96-100.
- 大塚 直・竹原幸生・水谷夏樹・辻本剛三・江藤剛治・高野保英・辻本剛三 (2003) : 風波によるマイクロブレーキング現象の画像計測, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.86-90.
- 村上晴道・加藤 始・信岡尚道 (2001) : PTVを用いた風波の表面付近の流速場に関する実験的研究—主として軌道速度の分離について—, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.381-385.
- 石川忠晴・田中昌宏・小関昌信 (1988) : 湖面に働く風応力の現地観測, 第32回水理講演会論文集, pp.305-310.
- Bole, J. B. and E. Y. Hsu (1969) : Response of gravity water waves to wind excitation, *J. Fluid Mech.*, vol.35, pp.657-675.
- 松永信博・鶴崎賢一 (2002) : 吹送流中の二次循環流に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.705/II-59, pp.67-82.