

風の作用下での流れの乱れに関する実験的研究 (2)

鶴谷 広一*・寺川 博也**・松延 嘉國***

1. ま え が き

沿岸海域においては、波浪によって生じる海浜流や潮流による潮流などの流れが存在していることが多い。このような流れのあるところに風が吹くと、流れのない場合とは波の発達がかかなり異なったものとなる。この点に関しては著者らも従来から一連の研究を進め、流速が風速の高々数%であっても波の発達にはきわめて大きな影響があることを実験的に明らかにしている^{1),2)}。一方、水中の流れと乱れに関しては、上で述べたとおり波の発達に関連があるのはもちろんのこと、物質の拡散を予測するといった面からもかなり重要であるにもかかわらず、この問題に関連した研究はきわめて少い。流れの上に風が吹けば波が発達し、砕波することによる乱れの増加のみでなく、風のせん断力が水面に加わり、それが下方へ伝達されることによるいわば直接的な影響によっても乱れが増加し、水中での物質の拡散といった現象にも風が大きな影響を与えるであろうことが予想される。事実、著者らは第 29 回の海講で逆流に風をかけた直後から水面の近くでは乱れ強度が著しく増加し、拡散係数も大きくなることを示した³⁾。しかし、さらに深いところ（水深の 1/2 程度）では逆に拡散係数が減少するといった傾向も見られたが、その原因についてはよくわからなかった。そこで、本研究では逆流の流れに風が作用した場合の流速分布と乱れの特徴を詳細に検討するとともに、前報では不明であった点を解明することを目的として実験を行い、いくつかの興味ある結果が得られたのでここに報告するものである。

2. 実験装置と実験方法

実験は当所の大型風洞水路を用いて行った。測定部は幅 1.5 m、高さ 1.3 m、長さ 28.5 m の側面ガラス張りである。風は測定部の一端から導風板に導かれて水面上を水平に送り込まれるようになっている。水路の詳細については文献 3) を参照されたい。実験での送風機の回

転数は 300 rpm に設定した。このときの風の吹出口付近での自由流風速は 8.1 m/s である。流速は水路中央の平均流速で 23.8 と 30.3 cm/s の 2 ケースとした。流速の測定は A 点と B 点の水路中央で行った。A 点のフェッチは 0.75 m、B 点は 9.75 m である。風洞の有効フェッチは 28.5 m で、水深は A 点で 45 cm になるように設定した。主に風のせん断力による影響を調べる目的で、ここでは波を消すために水中に界面活性剤（ラウリル硫酸ナトリウム）を 1.8 kg 投入した。このときの界面活性剤の濃度は 24.5 ppm である。表面流速はパラフィンをしみ込ませた径 6 mm の円型紙フロートが一定距離を通過する時間をストップウォッチで測定して求めた。

流れの乱れは V 型のホットフィルムプローブ (Dantec 55 R 72) を 0.1 mm 単位で位置設定ができる自動昇降装置に取付けて測定した。風速はピトー管 ($\phi 6$ mm) と MKS 社製の高精度差圧計を使って測定した。これらのデータは直接デジタル・データレコーダに記録し、電算機であとの処理を行った。流れの乱れの測定におけるデータ個数 N は 16 384 とし、サンプリングタイム Δt は 1/102.4 s としたが、一部のデータは $N=32\ 768$, $\Delta t=1/204.8$ s でとったものもある。

3. 実験結果とその検討

(1) 風速分布

図-1 に A から D 点までの 5 測点での風速分布を示す。A-2, C, D 点のフェッチはそれぞれ 2.25, 18.75, 27.75 m である。この風速分布図から各点での風の摩擦速度を求めると、A 点から順に D 点まで 29.2, 27.8, 29.0, 27.1, 34.3 cm/s となる。また、A 点における粗度高さ z_{0a} は 2.946×10^{-4} cm、空気の動粘性係数 ν_a は $0.148 \text{ cm}^2/\text{s}$ である。

(2) 平均流速分布

A 点における流速分布を平均流速が 23.8 cm/s と 30.3 cm/s のケースについて図-2, 3 に示す。流れのみの場合は流速分布はほぼ 1/7 乗則に従っている。また、ラウリル硫酸ナトリウムを入れても流速分布は影響を受けていないことがわかる。

水面に風が吹いた場合について Reid⁴⁾は流速分布を求

* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室長

** 運輸省第三港湾建設局境港工事事務所

*** 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室

めているが、概略を以下に示す。

混合距離 l を Montgomery に従って次式のようにおく。

$$l = \frac{\kappa}{d} (d + z + z_{ob}) \times (z_{ow} - z) \quad \dots\dots (1)$$

ここに、 κ は Kármán 定数、 d は水深、 z_{ob} は底面の粗度高さ、 z_{ow} は水面の粗度高さ、 z は静水面上上向きを正にとっている。

プラントルの混合距離

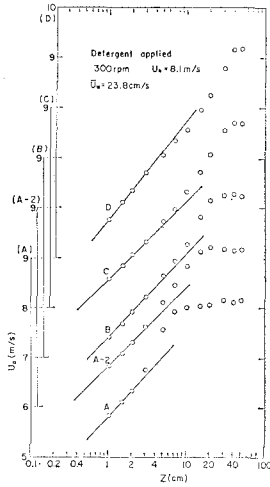


図-1 風速分布

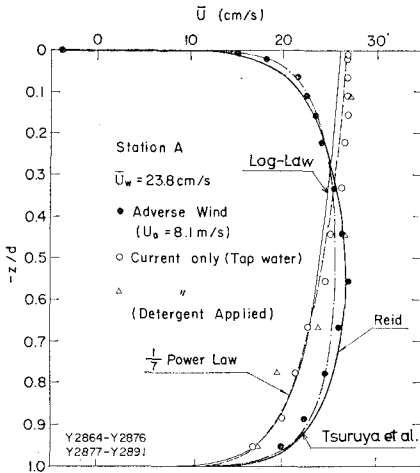


図-2 流速分布 ($\bar{U}_w = 23.8$ cm/s)

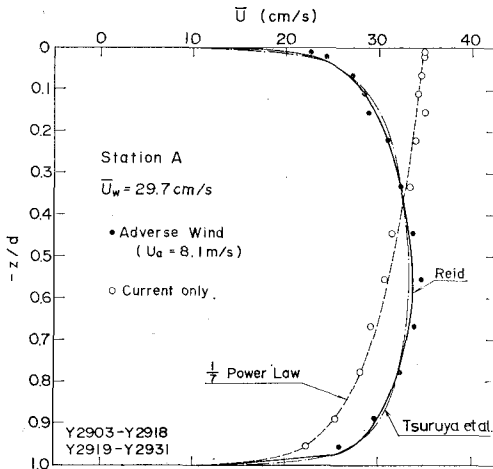


図-3 流速分布 ($\bar{U}_w = 30.3$ cm/s)

理論からせん断力 τ は次のようにあらわされる。

$$\tau = \rho l^2 \left| \frac{d\bar{U}}{dz} \right| \frac{d\bar{U}}{dz} \quad \dots\dots (2)$$

ここに、 ρ は水の密度、 $\bar{U}$ は x 方向の平均流速である。水中でのせん断力を直線分布、すなわち

$$\tau = \tau_s \frac{d+z}{d} - \tau_b \frac{z}{d} \quad \dots\dots (3)$$

と仮定する。ここに、 τ_s は水面でのせん断力、 τ_b は底面でのせん断力である。

式 (1), (2), (3) から逆流の場合の流速分布を求めると次のようになる。

$$U_r = -U_m - \frac{1}{\kappa'} \left[B_0 \ln \frac{B_0 - y}{B_0 + y} + 2B_1 \tan^{-1} \frac{y}{B_1} \right], \quad \zeta < \zeta_m \quad \dots\dots (4)$$

$$U_r = -U_m - \frac{1}{\kappa'} \left[2B_0 \tan^{-1} \frac{y}{B_0} + B_1 \ln \frac{B_1 - y}{B_1 + y} \right], \quad \zeta > \zeta_m \quad \dots\dots (5)$$

ここに、 $U_r = \bar{U} / \sqrt{\tau_s / \rho}$ 、 $m = \tau_b / \tau_s$ 、 $\zeta = (d+z)/d$ 、 $\zeta_m = |m|/(1+|m|)$ 、 $y = \sqrt{|m| + (1-m)\zeta}$ 、 $B_0 = \sqrt{(1-m)r_0 - m|}$ 、 $B_1 = \sqrt{1 + (1-m)r_1}$ 、 $\kappa' = \kappa(1+r_0+r_1)$ 、 $r_0 = z_{ow}/d$ 、 $r_1 = z_{ob}/d$ である。さらに、

$$U_m = \frac{1}{\kappa'} \left[B_0 \ln \frac{B_0 + \sqrt{|m|}}{B_0 - \sqrt{|m|}} - 2B_1 \tan^{-1} \sqrt{\frac{|m|}{B_1}} \right] \quad \dots\dots (6)$$

である。ただし、この場合 x 軸は τ_s の方向を正にとっていることに注意が必要である。

式 (5) から表面流速 u_0 は次のように近似される。

$$U_0 = \frac{1}{\kappa} \left\{ \ln \frac{4}{(1+|m|r_1)} + 2 \tan^{-1} \sqrt{|m|} - \sqrt{|m|} \left[\ln \frac{4|m|}{(1+|m|r_0)} + 2 \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{|m|}} \right] \right\}, \quad r_0, r_1 \ll 1, \quad m < 0 \quad \dots\dots (7)$$

ここに、 $U_0 = u_0 / \sqrt{\tau_s / \rho}$ である。

また、平均流速を

$$v = \frac{1}{d} \int_{-d}^0 \bar{U} dz \quad \dots\dots (8)$$

として式 (4), (5) を用いて積分すると

$$V = \frac{2}{\kappa} \left\{ (1 + \sqrt{|m|}) - B_0 \left[\tan^{-1} \frac{1}{B_0} + \frac{1}{2} \ln \frac{B_0 + \sqrt{|m|}}{B_0 - \sqrt{|m|}} \right] \right\} \quad \dots\dots (9)$$

が得られる。ここに、 $V = v / \sqrt{\tau_s / \rho}$ である。

せん断力がゼロとなる位置 ζ_m を与えると m が求まる。

平均流速を与えれば式 (9) から z_{ob} が求まる。また、表面流速を与えて式 (7) より z_{ow} が求まる。さらに、水面での風のせん断力と流れのせん断力が等しいと考える。すなわち $u_{*w} = \sqrt{\rho a / \rho} u_{*a}$ である。ここに、 u_{*w}

と u_{*a} はそれぞれ水面での流れと風の摩擦速度, ρ_a は空気の密度である。

こうして式(4), (5) から求めた流速分布が図-2, 3 に太い実線で示されている。逆流なので計算では流速はマイナスの値をとるが、図ではこのマイナスを省略している。図-2 の計算では $v = -23.7$ cm/s (実測値から式(8)を用いて計算したので、流れのみの平均流速 23.8 cm/s とは差がある), $u_{*w} = 1.3$ cm/s, $m = -0.8$, $u_0 = -3.70$ cm/s とし、図-3 では $v = -30.8$ cm/s, $U_{*w} = 1.41$ cm/s, $m = -0.8$, $u_0 = -3.70$ cm/s としている。 m を -0.8 としたことについては後で述べる。こうして得られた流速分布は全体の傾向としては実測値とよく合っているが、図-2 では底面と水面の近くで実測値とやや違いが生じている。

鶴谷他⁵⁾ は水面と底面の近くで対数分布になるとして、吹送流の流速分布を次のように求めた。

$$\bar{U}(z) = \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \frac{z_{0w} + d}{z_{0w} - z} - \frac{u_{*b}}{\kappa} \ln \frac{d + z_{0b} + z}{z_{0b}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(10)より平均流速 v は次式のようにになる。

$$v = u_{*w}/\kappa - u_{*b}\{\ln d/z_{0b} - 1\}/\kappa \quad \dots\dots\dots (11)$$

さらに底面は滑面であると仮定すれば、

$$z_{0b}u_{*b}/\nu = 0.111 \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。表面流速 u_0 , z_{0w} , v を与えれば、式(10), (11), (12) を連立して解くことにより u_{*w} , z_{*b} , z_{0b} が求まる。図-2 では $u_0 = 3.84$ cm/s, $\nu = 0.0098$ cm²/s, $v = -23.7$ cm/s とし、 z_{0w} は水面の上下で粗度レイノルズ数が一致するものと考えて

$$z_{0w} = \sqrt{\frac{\rho}{\rho_a}} \frac{\nu}{\nu_a} z_{0a} \quad \dots\dots\dots (13)$$

から z_{0a} 等を与え、 $z_{0w} = 5.31 \times 10^{-4}$ として流速分布を求めた。その結果が一点鎖線で示されている。この分布は水面近くでは実測値とよく合っているが、流れの中央付近では実測値との違いが Reid の分布に比べて大きくになっている。

(3) 乱れとレイノルズ応力

ここでは静水面上流れの方向に x 軸をとり、静水面から鉛直上向きに z 軸をとる。また、流速成分を次式のように定義する。

$$U = \bar{U} + u \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$W = \bar{W} + w \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 $\bar{U}$, $\bar{W}$ はそれぞれ、 x , z 方向の平均流速で、 $\bar{W} = 0$, u , w は乱れ成分である。

図-4 は平均流速 $\bar{U}$ で無次元化された相対乱れ強度の分布を示したものである。流れのみの場合は u , w 成分ともに McQuivey & Richardson⁶⁾ の実験結果とほぼ同様の傾向を示している。しかし、 u 成分については水面に近づくにつれてわれわれの実験結果との差が大きくなる

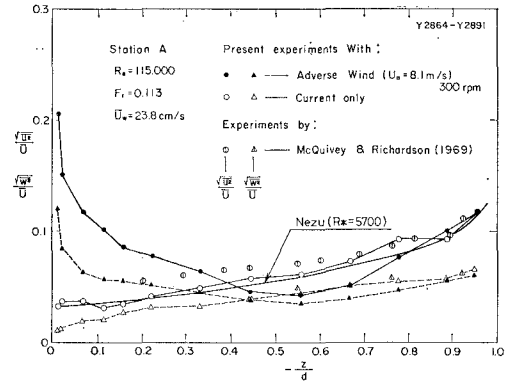


図-4 乱れの相対強度の分布

なっているが、McQuivey & Richardson の実験は水深が 3 cm の開水路で行われたものであり、水面変動にともなう inactive 成分の影響があらわれているためと考えられる。

福津⁷⁾ は底面の摩擦速度 u_{*b} で無次元化された乱れ強度が開水路では次のような普遍特性を示すことを見出した。

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{u^2}/u_{*b} &= D_1 \cdot e^{-\zeta}, & D_1 &= 2.30 \\ \sqrt{w^2}/u_{*b} &= D_2 \cdot e^{-\zeta}, & D_2 &= 1.27 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (16)$$

ここに、 $\zeta = (d+z)/d$ である。また、平均流速分布は次式であらわされる Prandtl の対数則が適用できるとする。

$$\bar{U}^+ = \kappa^{-1} \ln z^+ + B \quad (l^+ \gg 1) \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに、 $\bar{U}^+ = \bar{U}/u_{*b}$, $z^+ = u_{*b}(d+z)/\nu$, B は定数, $l^+ (= l u_{*b}/\nu)$ は無次元化された混合距離である。

式(16)と(17)から平均流速に対する相対乱れ強度分布は次のようになる。

$$\frac{\sqrt{u^2}}{\bar{U}} = \frac{2.3 \exp(-\zeta)}{\kappa^{-1} \ln \zeta + A(R_*)} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$A(R_*) \equiv \kappa^{-1} \ln R_* + 5.5 \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 $R_* = u_{*b}d/\nu$ である。

底面での摩擦速度を用いて R_* を求めると 5700 となる。この値を用いて式(18)を計算したものが図-4 の太い実線であり、今回の実験値ときわめてよく一致している。

図-4 には水面に風のかかった場合の相対乱れ強度の分布も示されているが、水面近くで乱れ強度の増加が著しい。一方、 $-z/d$ が 0.4 よりも深いところでは風がかかったときの方が流れのみの場合と比べて乱れ強度は小さくなっている。

この乱れ強度の分布式を求めるために、 $\bar{u}^2$ と $\bar{w}^2$ の分布形を次式のように仮定する。

$$\bar{u}^2 = G_{1b}^2 u_{*b}^2 \exp(-\lambda_1 \zeta) + G_{1w}^2 u_{*w}^2 \exp\{\lambda_1'(\zeta - 1)\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\bar{w}^2 = G_{2b}^2 u_{*b}^2 \exp(-\lambda_2 \zeta) + G_{2w}^2 u_{*w}^2 \exp\{\lambda_2'(\zeta - 1)\} \quad \dots\dots\dots (21)$$

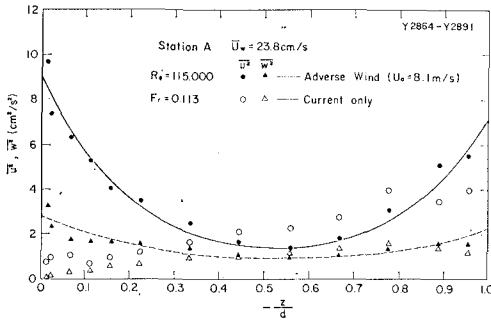


図-5 乱れの二乗平均の分布

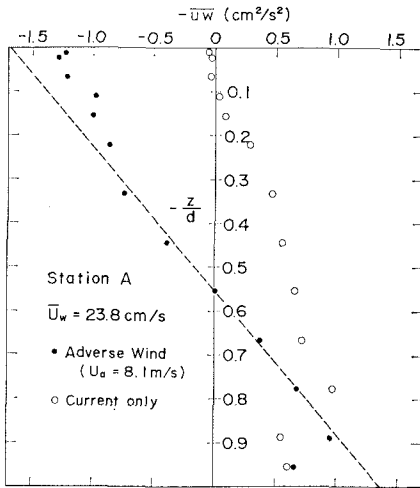


図-6 レイノルズ応力の分布

底面と水面ではおのおの開水路乱流の乱れの普遍関数表示に漸近するものとし、瀬田と同様に $G_{1b} = G_{1w} = 2.3$, $G_{2b} = G_{2w} = 1.27$ とおく。さらに、 $\lambda_1 = \lambda'_1$, $\lambda_2 = \lambda'_2$ として実測値から $u_{*b} = 1.15$ cm/s, $u_{*w} = 1.3$ cm/s を与え、中央の水深で実測値と合うように λ を求めると、式 (20) から $\lambda_1 = 4.86$, 式 (21) から $\lambda_2 = 3.37$ となる。図-5 に式 (20) と (21) の関係を $\overline{u^2}$ については実線で、 $\overline{w^2}$ については破線で示してあるが、実測値との適合性はかなり良い。

図-6 はレイノルズ応力の分布を示したものであるが、風のかかっている場合には水面と底面の近くを除いて直線分布によくのっている。また、レイノルズ応力がゼロとなるのは $-z/d = 0.555$ である。他のケースについてもこの値はあまり変わらず、このとき m を求めると -0.8 となる。(2) の平均流速分布の計算では、ここで求めた $m = -0.8$ を用いている。

図-7 は $z = -3$ cm における u 成分の波数スペクトルを示したもので、流れのみと風をかけた両ケースともに $-5/3$ 乗則であらわされる慣性小領域と、それより高波数側の -3 乗則であらわされる粘性領域が認められ

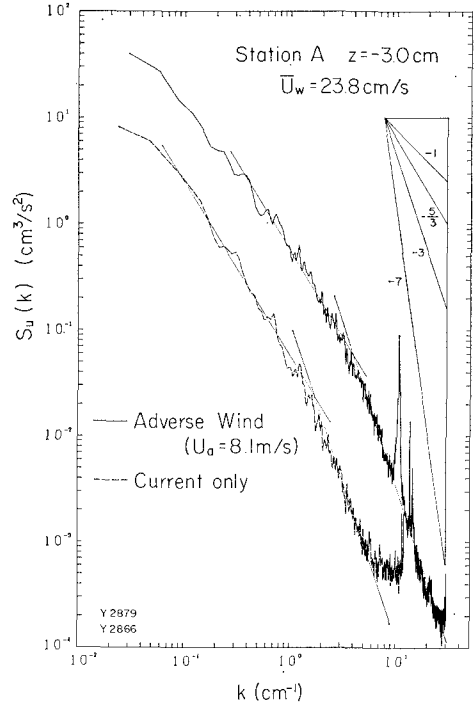


図-7 乱れの波数スペクトル

る。ここでは示されていないけれども、どの水深においても流れのみの場合と風のかかった場合のスペクトルにはかなりの相似性が保たれており、横軸を Kolmogoroff の microscale η ($=(\nu^3 \varepsilon)^{1/4}$), 縦軸を $(\varepsilon \nu^5)^{1/4}$ で無次元化することにより両ケースの区別がなくなり一つによくまとまることがわかった。このことは、風のせん断力の作用した流れも壁面乱流と同様の性質を持っていることを示している。

(4) 拡散係数

図-8 は乱れの自己相関関数から求めた x 方向と z 方向のオイラーの拡散係数の水深方向分布を示したもの

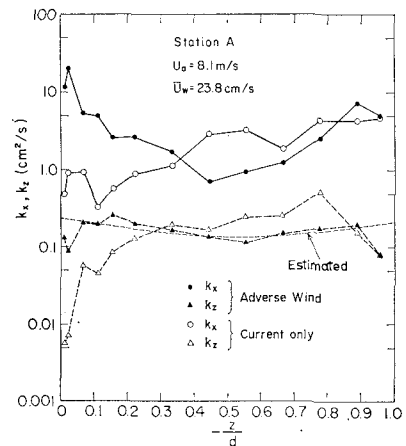


図-8 拡散係数の分布

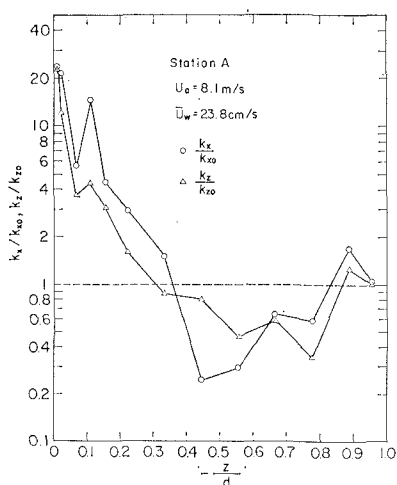


図-9 拡散係数の比の分布

である。風がかかると水面付近では x 方向, z 方向共拡散係数が大きくなるが, $-z/d > 0.333$ では逆に風がかかった場合の方が拡散係数は小さくなっている。図-9 は風がかかった場合と流れのみの場合の拡散係数の比を x と z 方向についてとったものである。水面付近では x, z 方向ともこの比が 20 程度まで大きくなるが, $-z/d > 0.333$ ではこの比が 1 より小さく, 風がかかった方が拡散係数が小さくなっている。これは流速分布との関連で, 速度勾配が小さくなるとレイノルズ応力による乱れの生成が小さくなり, このために拡散係数も小さくなっているためであると考えられる。

z 方向の渦動拡散係数 k_z は混合距離 l_z と乱れの強度 $\sqrt{w^2}$ を用いて次のようにあらわされる。

$$k_z = l_z \sqrt{w^2} \quad \dots\dots\dots (22)$$

風のかかっている場合に得られた乱れ強度の分布式(21)と図-8とを用いて式(22)から l_z を求めると, 全水深にわたって $l_z/d \approx 3.2 \times 10^{-3}$ の一定値となることがわかった。そこで, l_z を定数として $0.144(\text{cm})$ と与え, 式(21)を用いて式(22)から k_z を求めて図-8に破線で示した。 k_z についてはこのような方法で拡散係数を算定することができる。

4. あとがき

流れと逆に風が吹いた場合の流れの乱れの構造の変化

について, 界面活性剤を投入して波が発生しない条件のもとで実験的に検討を行った。

風がかかった場合の平均流速分布は Reid の式でほぼあらわされることがわかった。また, 著者らの式では水面と底面の近くで実測値とよく合うが, 流れの中央付近では実測値よりも小さい値を与えることがわかった。

開水路流の乱れの普遍関数表示をもとにして, 水面に風がかかった場合の乱れ強度の表示式を求め, 実測値と比較したところ, u 成分, w 成分とも実測値と良く合うことが確認された。この乱れ強度の分布式を用いて混合距離を定数として与えれば, z 方向の拡散係数の分布から得られることを示した。逆流では風が吹くと水面の近くでは拡散係数が著しく増加するが, 流れの中央付近から底面にかけてはかえって拡散係数が減少する。これは平均流速分布から明らかのように, 速度勾配の小さくなる場所では乱れの生成も小さいことによるものである。

最後に, 本研究を進めるにあたり, 水理研究室中野晋研究官との議論が有益であった。ここに記して感謝します。

なお, データの処理と計算には, 港研の電子計算機 ACOS-800II および ACOS-1000/10 を使用した。

参 考 文 献

- 1) 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊: 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, Vol. 15, No. 4, pp. 3~48, 1976.
- 2) 加藤 始・鶴谷広一・寺川博也: 流れの中の風波についての実験的研究(第3報), 港湾技術研究所報告, Vol. 20, No. 3, pp. 93~129, 1981.
- 3) 鶴谷広一・寺川博也・加藤 始: 風的作用下での流れの乱れに関する研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 173~177, 1982.
- 4) Reid, R. O.: Modification of the quadratic bottom-stress law for turbulent channel flow in the presence of surface wind-stress, Technical Memo. No. 39, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, 33 p., 1957.
- 5) 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・一戸秀久: 吹送流に関する風洞実験, 港湾技術研究所報告, Vol. 22, No. 2, pp. 127~174, 1983.
- 6) McQuivey, R. S. and E. V. Richardson: Some turbulence measurements in open-channel flow, Proc. of ASCE, HY-1, pp. 209~223, 1969.
- 7) 網津家久: 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.