

# 港 湾 技 研 資 料

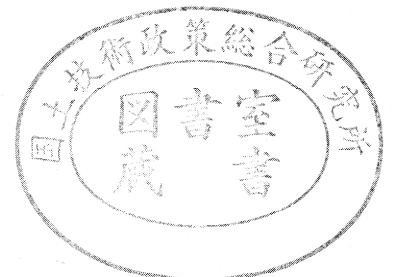
TECHNICAL NOTE OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 541 Dec. 1985

二成層海域における吹送流の乱流特性と界面での  
混合についての実験

中	野	晋
鶴	谷	一
一	戸	秀久

運輸省港湾技術研究所



# 目 次

要 旨 .....	3
1. ま え が き .....	3
2. 理論的背景 .....	3
2.1 吹送流の平均流速分布 .....	4
2.2 せん断応力分布 .....	4
2.3 渦動粘性係数 .....	5
2.4 渦動粘性係数及び渦動拡散係数に及ぼす浮力効果 .....	5
2.5 二層密度界面としての特性 .....	6
3. 実験装置及び実験方法 .....	7
3.1 実 験 装 置 .....	7
3.2 実 験 方 法 .....	8
3.3 実 験 条 件 .....	8
4. 実験結果とその考察 .....	9
4.1 風 速 分 布 .....	9
4.2 平均流速分布と密度分布 .....	9
4.3 流速変動の乱流成分と波動成分 .....	12
4.4 せん断応力分布 .....	16
4.5 乱れエネルギー及びその逸散率 .....	17
4.6 乱流特性量に及ぼす浮力効果 .....	19
4.7 界面での渦動拡散係数と連行係数の関係についての一考察 .....	25
5. あとがき .....	26
参 考 文 献 .....	26
主要記号表 .....	27

# Turbulent Characteristics of Wind-Driven Currents in a Two-Layered Stratified Ocean

Susumu NAKANO\*  
Hiroichi TSURUYA\*\*  
Hidehisa ICHINOHE\*\*\*

## Synopsis

Turbulent characteristics of two-layered stratified wind-driven currents without reverse flow are investigated.

Experiments have been conducted in a wind-wave tank (W 0.6 × D 0.85 × L 2.2 m) in which a false bottom was installed in order to circulate the reverse flow below it and suppress the generation of reverse flow in the upper part of the tank. In this part acrylic salt-water pool (W 0.2 × D 0.2 × L 8 m) was installed. Wind velocity was varied from 3.6 to 5.6 m/s. Simultaneous measurements of density and turbulent motions in both horizontal and vertical directions were made using an electric conductivity meter and a x-type hot-film anemometer in order to obtain mass flux near the interface. They were mounted on a self-elevating system at the same level and the lateral spacing of them was set 5.5 mm. Upper water depth was about 10 cm and the density of salt-water was about 1.01.

The study has yielded the following conclusions:

- (1) Intensities of wave-induced velocity fluctuations decrease exponentially with a distance from a water surface as calculated by the small amplitude wave theory.
- (2) Turbulent characteristics of wind driven currents coincident with those of pipe flows except near a water surface.
- (3) Eddy viscosities and eddy diffusivities at the interface decrease according as the flow becomes stable. It is found that these characteristics can be approximately explained by Munk and Anderson's model.

---

\* Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division  
\*\* Chief of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division  
\*\*\* Formally, Member of Hydrodynamics Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

# 二成層海域における吹送流の乱流特性と 界面での混合についての実験

中野 晋\*・鶴谷広一\*\*・一戸秀久\*\*\*

## 要 旨

開かれた海域で二成層化している場合の吹送流の乱流特性と界面での混合を調べる目的で実験を行った。実験は水面勾配によって生じる反流を抑制できる風洞水路(幅60 cm, 高さ85 cm, 長さ22 m)の中にアクリル製の塩水槽(幅20 cm, 高さ20 cm, 長さ8 m)を設置して淡水と塩水の二層を作りその水面上に風を作用させて行った。

2成分のX型ホットフィルム流速計と電気抵抗式塩分濃度計を中心間隔5.5 mmに近づけて、ほぼ同一点で流速と密度の測定を行った。測定結果から次のようなことが明らかとなった。

- 1) 水面近くの乱れに含まれる波動成分の変動強度は微小振幅波理論で計算されるものと一致し、水面から離れるにともない、指数関数で減少する。
- 2) 乱れ強度等の吹送流の乱流特性は水面近傍を除くとほぼ管路流の乱流特性と一致する。
- 3) 渦動粘性係数や渦動拡散係数は安定度が高くなるにともない急激に減少し、こうした特性が海洋での温度躍層に対する Munk and Anderson のモデルでおおむね説明できる。

## 1. まえがき

風のせん断力によって生じる吹送流は海域における物質拡散に重要な影響を与える。例えば水面上を拡がる流出油の運動や湾内水の循環等の現象も吹送流の影響を受けている。また吹送流は風波の発達に対してその初期に重要な役割を果たすことが知られている。ところで夏期にはしばしば海域でも温度躍層が発生する。こうした場合には吹送流は密度成層を破壊し、鉛直混合を促進する役割を果たすが、時には貧酸素水塊や富栄養塩の巻き上げ等により、海域環境の重大な変化を引き起こす原因ともなる。したがって海域の環境の維持・管理の上で、吹送流のもつ水平及び鉛直方向への物質輸送特性を把握することはきわめて重要である。

吹送流についての研究は物質輸送や風波の発達の上で重要であるため、これまでも数多くの研究がなされている。しかし、開水路や管路の流れと異なり、せん断力が作用する水面が変動するため、乱流成分と波動成分が重なった乱流構造をもっており、その乱流特性について十分解明されたとは言えない。

また成層場における吹送流についての実験はこれまでのところ、湖や内湾を対象として考えた反流をとまなう

流れについてのものだけであり、実際の広い海域を想定した反流のない状態での実験は行われていない。

そこで、本研究では淡水と塩水の二成層状態で、反流を生じないようにした場合の吹送流を発生させ、その乱流特性について検討した。その結果、渦動粘性係数や渦動拡散係数等の分布特性、それらの乱流特性量に及ぼす浮力の効果や界面での混合について、いくつかの知見が得られたので報告する。

## 2. 理論的背景

まず最初にここで用いる座標系と主要な流れのパラメータについて説明する。

実験結果を表す座標系は水面から鉛直上向きに $z$ 軸、静水面上の風と同じ方向に $x$ 軸をとる。 $y$ 軸は水路の幅方向(下流に向かって右側を正)に水路中央断面からとる。また界面付近の流速や密度を表すときには界面からの高さを $z_i (= z + h_1)$ として整理する。ここに $h_1$ は上層の水深である。 $U, V, W$ はそれぞれ $x, y, z$ 軸方向の平均流速であり、 $u, v, w$ はそれらの変動成分とする。また水面近傍では風波による流速変動が加わっているため、流速の変動成分を乱流成分 $u', w'$ と波動成分 $\tilde{u}, \tilde{w}$ に分離する。つまり

\* 海洋水理部 水理研究室

\*\* 海洋水理部 水理研究室長

\*\*\* 前海洋水理部 水理研究室

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

$$w = w' + \bar{w} \quad (2)$$

である。なお流速の測定は  $x, z$  の2方向成分だけであるため、 $v$  については検討していない。また上層の断面平均流速を  $\bar{U}$  とする。密度に関しては、高さ  $z$  での平均密度を  $\bar{\rho}$ 、密度の瞬間値の平均値からの偏差を  $\rho'$  とする。また上層の平均密度を  $\rho_1$ 、下層の平均密度を  $\rho_2$  とし、実験における密度界面の位置は密度  $\rho_i = (\rho_1 + \rho_2) / 2$  となる高さとする。ここで  $\rho_i$  は界面での密度である。

### 2.1 吹送流の平均流速分布

吹送流の平均流速分布は水面近くでは次の対数分布で表されることが Shemdin<sup>1)</sup>, Wu<sup>2)</sup>, Kato<sup>3)</sup> などによって明らかにされている。

$$\frac{U_0 - U}{u_{*s}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{os}} \quad (3)$$

ここに  $U_0$  は表面流速、 $u_{*s}$  は水面での摩擦速度、 $z_{os}$  は吹送流に対する水面の粗度高さ、 $\kappa$  はカルマン定数で 0.4 程度である。なお、著者により式(3)の表現方法は若干異なるが、本質的には同じと考えてよい。

### 2.2 セン断応力分布

せん断応力分布は運動量方程式から求められる。定常状態の  $x$  方向についての運動量方程式は次式で表される。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial(-\bar{uv})}{\partial y} + \frac{\partial(-\bar{uw})}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \quad (4)$$

また上層内で、鉛直方向に密度変化の微少な部分について考えると、圧力勾配  $\partial p / \partial x$  は

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_1 g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{\partial p_a}{\partial x} \quad (5)$$

で表される。ここで  $\eta_1$  は水面の位置で、 $p_a$  は風洞内の圧力である。また連続式は、

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

である。これを用いると  $W \partial U / \partial z$  は次のように書き改められる。

$$W \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial(UW)}{\partial z} - U \frac{\partial W}{\partial z}$$

$$= \frac{\partial(UW)}{\partial z} + U \left( \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (7)$$

したがって式(4)は

$$\frac{\partial(U^2)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} + \frac{\partial(UW)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial(-\bar{uv})}{\partial y} + \frac{\partial(-\bar{uw})}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \quad (8)$$

となる。

これを鉛直方向に水面から  $z$  まで積分すると次式を得る。

$$\int_{\eta_1}^z \frac{\partial(U^2)}{\partial x} dz + \int_{\eta_1}^z \frac{\partial(UV)}{\partial y} dz + UW - U_0 W_0 = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x} (z - \eta_1) + \frac{\tau}{\rho_1} - \frac{\tau_s}{\rho_1} + \int_{\eta_1}^z \frac{\partial(-\bar{uw})}{\partial y} dz \quad (9)$$

なお、式(8)の右辺第3項、第4項を

$$\tau = -\bar{\rho} \bar{uw} + \bar{\rho} \nu (\partial U / \partial z) \quad (10)$$

の関係を用いて、せん断応力  $\tau$  に置き換えて計算している。また  $\tau_s$  は水面でのせん断応力であり、 $W_0$  は水面での鉛直平均流速である。今回の実験では水面勾配が小さいため、 $W_0$  はほぼ 0 と考えられる。したがって、せん断応力  $\tau$  は次式で与えられる。

$$\frac{\tau}{\rho_1} = \frac{\tau_s}{\rho_1} + \left( g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_a}{\partial x} \right) (z - \eta_1) + \int_{\eta_1}^z \frac{\partial(U^2)}{\partial x} dz + \int_{\eta_1}^z \frac{\partial(UV)}{\partial y} dz + UW - \int_{\eta_1}^z \frac{\partial(-\bar{uv})}{\partial y} dz \quad (11)$$

流れが2次元である場合には、 $\partial / \partial y$  の項は 0 であり、圧力勾配に関する右辺第2項は界面でのせん断応力  $\tau_i$  を考慮すると、

$$\tau_s + \tau_i = \rho_1 h_1 \left( g \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_a}{\partial x} \right) \quad (12)$$

が成立するので、式(11)は次式のように変形される。

$$\frac{\tau}{\rho_1} = \frac{\tau_s}{\rho_1} + \frac{\tau_s + \tau_i}{\rho_1} \frac{(z - \eta_1)}{h_1} + \int_{\eta_1}^z \frac{\partial(U^2)}{\partial x} dz + UW \quad (13)$$

境界層が十分発達したところでは  $\partial/\partial x$  の項は 0 となり  $W$  もまた 0 になる。したがって流れが 2 次元で、境界層が発達した領域では、せん断応力は次式の直線的な分布にしたがうと考えられる。

$$\frac{\tau}{\tau_s} = 1 + \left(1 + \frac{\tau_i}{\tau_s}\right) \frac{z}{h_1} \quad (14)$$

なお、そこで水面の変位  $\eta_1$  は  $\eta_1 \ll h_1$  であるので、無視して、 $z - \eta_1 = z$  とした。

### 2.3 渦動粘性係数

せん断応力  $\tau$  はレイノルズ応力と粘性応力の和として式(10)で表される。

またブシネスクの表示を用いると

$$\tau = \bar{\rho} (K_m + \nu) (\partial U / \partial z) \quad (15)$$

で表され、乱流における渦動粘性係数  $K_m$  の特性を知ることがせん断応力を算定する上で重要である。

混合距離モデルでは渦動粘性係数は次式で表される。

$$K_m = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (16)$$

ここに  $l_m$  は混合距離である。壁面境界層内では  $l_m$  は次のように表される<sup>4)</sup>。

$$l_m = \begin{cases} \kappa z' & (0 \leq z'/\delta_b \leq \lambda/\kappa) \\ \lambda \delta_b & (z'/\delta_b > \lambda/\kappa) \end{cases} \quad (17)$$

ここに、 $z'$  は壁面からの距離であり、 $\delta_b$  は境界層厚さ、 $\lambda$  は定数で 0.09 程度である。

また、壁面のごく近くでは粘性の影響のため、 $l_m$  は式(17)の上側の式で与えられる直線分布とはならないためしばしば、次の Van Driest<sup>5)</sup> による減衰関数を用いて表される。

$$l_m = \kappa z' \left[ 1 - \exp\left(-\frac{z^+}{A}\right) \right] \quad (18)$$

ここに、 $z^+ = u_{*b} z' / \nu$ 、 $A = 26$  である。また  $u_{*b}$  は壁面の摩擦速度である。

渦動粘性係数を求めるための有力なモデルとして、 $k - \epsilon$  モデルがある<sup>4)</sup>。高レイノルズ数の流れで乱れエネルギーの生成と逸散がほぼつり合っているところでは次式で渦動粘性係数が表される。

$$K_m = c_\mu \frac{(q'^2/2)^2}{\epsilon} \quad (19)$$

ここで、 $c_\mu$  は定数で 0.09、 $q'^2/2$  は乱れエネルギー、

$\epsilon$  は乱れエネルギーの逸散率である。 $k - \epsilon$  モデルは等方性乱流を前提としているため、本来は壁面までは適用できない。しかし、近年 Jones and Launder<sup>6)</sup> をはじめとして壁面まで適用できるモデルの改良がいくつかなされている。

長野ほか<sup>7)</sup> は Van Driest とほぼ同形の減衰関数を式(19)に導入して、粘性底層まで正確に表現できるモデルを提案している。つまり減衰関数を  $f_\mu$  とすると、

$$K_m = c_\mu f_\mu \frac{(q'^2/2)^2}{\epsilon} \quad (20)$$

$$f_\mu = \{ 1 - \exp(-z'/26.5) \}^2 \quad (21)$$

のように渦動粘性係数が表示される。

### 2.4 渦動粘性係数及び渦動拡散係数に及ぼす浮力効果

鉛直方向に密度勾配のある成層流では流体の運動が浮力効果により抑制されるため、乱れ強度や浮力フラックス等の乱流特性量は一般に局所リチャードソン数

$$R_i = -\frac{g \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}}{\bar{\rho} \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2} \quad (22)$$

の関数となることが知られている。運動量輸送の代表量である渦動粘性係数  $K_m$  や鉛直拡散の代表量である渦動拡散係数

$$K_\rho = -\bar{\rho}' w / \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (23)$$

等と  $R_i$  の関係については、これまでもかなり調べられている。

Munk and Anderson<sup>8)</sup> は海洋の温度躍層を対象とした安定成層場の  $K_m$ 、 $K_\rho$  について検討し、次の関係を得ている。

$$K_m = K_{m0} (1 + 10 R_i)^{-\frac{1}{2}} \quad (24)$$

$$K_\rho = K_{\rho 0} (1 + 3.33 R_i)^{-\frac{3}{2}} \quad (25)$$

ここで、 $K_{m0}$ 、 $K_{\rho 0}$  は中立な安定状態における  $K_m$  及び  $K_\rho$  の値である。さらに  $K_{m0} = K_{\rho 0}$  と仮定して、 $K_\rho$  と  $K_m$  の比が

$$\frac{K_\rho}{K_m} = \frac{(1 + 3.33 R_i)^{-\frac{3}{2}}}{(1 + 10 R_i)^{-\frac{1}{2}}} \quad (26)$$

で表されると提案している。

Ellison<sup>9)</sup> は乱流エネルギー、密度変動の 2 乗平均と密度フラックスに関する方程式に基づく理論モデルを提案

している。これによると  $K_\rho/K_m$  は次式で表される。

$$\frac{K_\rho}{K_m} = \left( \frac{K_\rho}{K_m}_0 \right) \frac{1 - R_f/R_{fc}}{(1 - R_f)^2} \quad (27)$$

ここで、 $R_f$  はフラックスリチャードソン数で、 $R_i$  と  $K_\rho/K_m$  の積で表される量である。また  $(K_\rho/K_m)_0$  は中立安定状態での  $K_\rho/K_m$  の値であり、 $R_{fc}$  は  $R_f$  の限界値である。Ellison and Turner<sup>10)</sup> は傾斜したパイプを使って実験を行い、式(27)の関係を確かめた。彼らの実験によれば  $(K_\rho/K_m)_0$  は 1.4 であり、 $R_{fc}$  は 0.15 としたときに実験データと理論の適合性が最も良かった。

Lauder<sup>11)</sup> はレイノルズ応力と熱フラックスの輸送方程式を基にして、Ellison のモデルでは省略されていた圧力相関項を考慮して、次式を提案している。

$$\frac{K_\rho}{K_m} = \left( \frac{K_\rho}{K_m}_0 \right) \frac{1 + \phi \phi_r B}{1 + \phi_r (0.8 - 0.5 \phi_r) B} \quad (28)$$

ここに  $B$  は無次元浮力パラメータであり、 $\phi$ 、 $\phi_r$  は実験定数である。さらに Webster<sup>12)</sup> の風洞実験の結果を用いると  $B$  が  $R_f$  の関数で表され、 $\phi = 0.2$ 、 $\phi_r = 1/3.2$  で与えられる。その結果上式は最終的に次のように変換される。

$$\frac{K_\rho}{K_m} = \left( \frac{K_\rho}{K_m}_0 \right) \frac{1.59 - 4.62 R_f}{1.59 - 2.98 R_f} \quad (29)$$

また小森ほか<sup>13)</sup> は温度成層での実験により、渦動粘性係数に対して、安定成層では次の関係を得ている。

$$K_m = K_{m0} (1 + 2.5 R_i)^{-1} \quad (30)$$

また彼らの実験では  $(K_\rho/K_m)_0$  は 1.2 程度であり、 $R_{fc}$  は 0.07~0.20 の範囲で平均的に 0.1 程度であると報告しており、ほぼ Ellison and Turner の実験と一致している。

以上のように安定成層における渦動粘性係数及び渦動拡散係数は中立な安定状態の値を基礎にしてリチャードソン数  $R_i$  あるいは  $R_f$  で表される。また  $R_f$  は  $R_i$  と  $K_\rho/K_m$  の積で表されるため、結局

$$K_m = K_{m0} f(R_i) \quad (31)$$

$$K_\rho = (K_\rho/K_m) K_m = (K_\rho/K_m) K_{m0} f(R_i) \quad (32)$$

のように  $K_m$ 、 $K_\rho$  は表される。したがって  $K_m/K_{m0}$  及び  $K_\rho/K_m$  の関数が求められれば安定成層下での運動量と物質の輸送特性が把握できることになる。

## 2.5 二層密度界面としての特性

われわれは下層二層流の実験により、二層密度界面の特性が界面の摩擦速度  $u_{*i}$  を用いたクーリガンパラメータ  $K$  ( $= \rho_i u_{*i}^3 / \Delta \rho g \nu$ ) と深く関係していることを明らかにしている<sup>14)</sup>。以下では、その結果をもとにして、密度界面の特性と渦動粘性係数等との関係について考察することにする。

界面付近の流速分布は有効動粘性係数  $\nu_e (= u_{*i}^2 / (\partial U / \partial z_i)_{z_i=0})$  を用いて、次のように表される。

$$\frac{U - U_i}{u_{*i}} = \frac{u_{*i} z_i}{\nu_e} \quad (0 \leq z_i \leq \delta) \quad (33)$$

$$\frac{U - U_i}{u_{*i}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_{*i} z_i}{\nu_e} + \delta_s \quad (z_i > \delta) \quad (34)$$

ここで、 $\delta$  は流速分布が直線分布から対数分布に変化する高さで、 $\delta_s$  は  $u_{*i} \delta / \nu_e$  であり、ほぼ 4 の一定値をとる。

また有効動粘性係数  $\nu_e$  は  $K$  とつぎの関係がある。

$$\frac{\nu_e}{\nu} = 1 + 6.5 K^{\frac{3}{4}} \quad (35)$$

密度勾配の特性長  $l_\rho (= \Delta \rho / (\partial \bar{\rho} / \partial z_i)_{z_i=0})$  は  $0.1 \leq K < 0.5$  の範囲で

$$\frac{u_{*i} l_\rho}{\nu} = 126 K^{\frac{3}{4}} \quad (36)$$

が成り立つ。式(35)、(36)を用いると界面での局所リチャードソン数  $R_i|_{z_i=0}$  の値が次式で与えられる。

$$R_i|_{z_i=0} = K^{-1} \left( \frac{\nu_e}{\nu} \right)^2 \left( \frac{u_{*i} l_\rho}{\nu} \right)^{-1} \quad (37)$$

$$= 7.94 \times 10^{-3} (1 + 6.5 K^{\frac{3}{4}})^2 K^{-\frac{5}{4}} \quad (0.1 \leq K < 0.5) \quad (38)$$

界面付近ではせん断力  $\tau$  がほぼ一定で  $\rho_i u_{*i}^2$  で表されると考えると、

$$\begin{aligned} \frac{\tau}{\rho_i} &= u_{*i}^2 = (\nu + K_m) \frac{\partial U}{\partial z_i} \\ &= \nu_e \left( \frac{\partial U}{\partial z_i} \right)_{z_i=0} \end{aligned} \quad (39)$$

したがって、界面付近での渦動粘性係数  $K_m$  は次式で近似される。

$$\frac{K_m}{\nu} = \frac{\nu_e}{\nu} - 1 = 6.5 K^{\frac{3}{4}} \quad (40)$$

式(36)、(37)、(40)より、界面付近では  $R_i$  と  $K_m$  の間に次の

関係が得られる。

$$R_i = 4.07 \left( \frac{K_m}{\nu} \right)^{-\frac{10}{3}} \left( 1 + \frac{K_m}{\nu} \right)^2 \quad (1 < R_i \leq 12) \quad (41)$$

また、界面付近の安定成層域に、 $K_\rho / K_m$  がたとえば式(36)で表されるような場合には式(41)を用いて、 $K_\rho / \nu$  の関係が得られる。

さて、Lofquist<sup>(15)</sup>や加藤ほか<sup>(16)</sup>は下層二層流の界面付近の密度分布が次の関係で表されることを示している。

$$\frac{\bar{\rho} - \rho_1}{\Delta \rho} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \tanh \left( \frac{2z_i}{l_\rho} \right) \right\} \quad (42)$$

上式と式(33)、(34)の流速分布則を用いると界面付近での $R_i$ の分布が求められる。まず $\partial \bar{\rho} / \partial z_i$ は式(42)より

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z_i} = - \left( \operatorname{sech}^2 \frac{2z_i}{l_\rho} \right) \frac{\Delta \rho}{l_\rho} \quad (43)$$

である。また、 $\partial U / \partial z_i$ は式(33)、(34)から

$$\begin{aligned} \partial U / \partial z_i &= u_*^2 / \nu_e \quad (0 \leq z_i \leq \delta) \quad (44) \\ &= u_*^2 / \kappa z_i \quad (z_i > \delta) \quad (45) \end{aligned}$$

のように書くことができる。式(45)では、 $z_i = \delta$ において $\partial U / \partial z_i$ が $(u_*^2 / \nu_e) / (\kappa \delta)$ となり、 $\kappa = 0.4$ 、 $\delta_s = 4$ とおいた場合には式(44)で得られる $\partial U / \partial z_i$ の1/1.6となり、この位置で不連続となる欠点がある。式(43)、(44)、(45)より

$$R_i = R_i |_{z_i=0} \left( \operatorname{sech}^2 \frac{2z_i}{l_\rho} \right) \quad (0 \leq z_i \leq \delta) \quad (46)$$

$$R_i = R_i |_{z_i=0} \left( \operatorname{sech}^2 \frac{2z_i}{l_\rho} \right) \left( \kappa \frac{u_*^2 z_i}{\nu_e} \right)^2 \quad (z_i > \delta) \quad (47)$$

が得られる。

### 3. 実験装置及び実験方法

#### 3.1 実験装置

実験は当研究所の22m風洞付水路の中にアクリル製の塩水槽を設置して行った。水路の見取り図を図-1に示す。水路の全長は22mで、左端の風の吹き出し口から13mの範囲で幅60cm、高さ85cmのく形一様断面となっており、両側面はガラス張りであり、天井部分は取りはずし可能な板張りである。また、床面には高さ15cmで幅は水路幅いっぱいまで全長15mの木製のく形通水部が設置されており、風下側の開孔部と風上側の開孔部の間で生じる圧力差により、この中を水が自然循環するようになっている。このため、通常は風が吹くと吹送流とともに水路内に反流が生じるが、この水路では水路内の反流は生じないようにしている。

今回の実験では、この22m風洞付水路の中に幅20cm、深さ20cm、長さ8mのアクリル製塩水槽を設置して二層状態を作った。実験は中央の測定部③で行った。測定部は長さ6mで、深さ20cmの内、下側10cmが塩水の貯水槽となっている。測定部の上流端と下流端の高さ10cmの位置には上層水(淡水)と下層水(塩水)の急激な混合をさけるため、長さ10cmのアクリル製の導流板⑤を設けている。また測定部の両側には長さ1mのアクリル製導流部④を測定部両端の導流板の高さ(塩水槽底

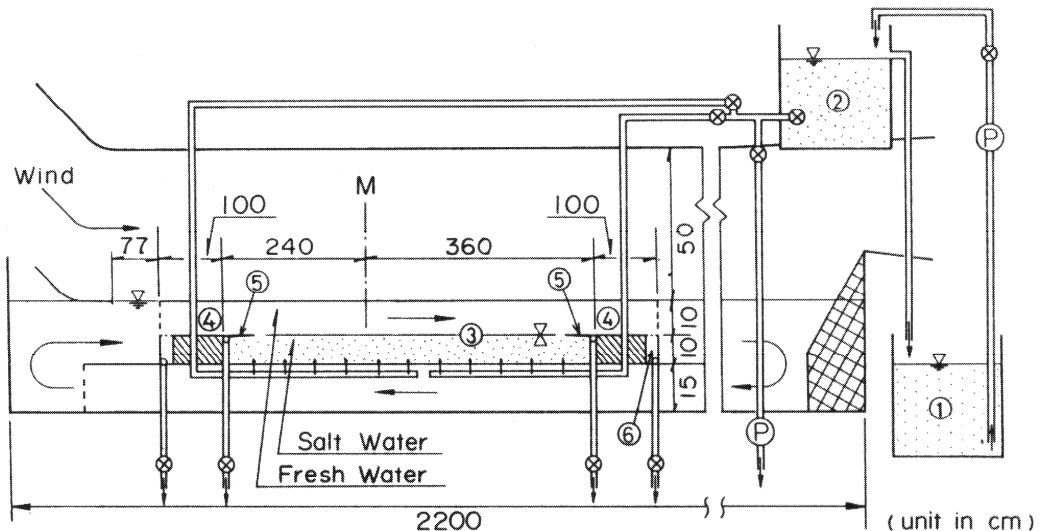


図-1 実験水路の見取り図



面から10cm)に合わせて取り付けられた。なお、導流部の床面にはステンレス製の金網を粗度として張り、境界層の発達した流れが測定部に流入するようにした。この塩水槽の両端は底面から10cmより上の部分は開口されており、吹送流は上側10cmの部分を通りぬけるようになっている。測定部の断面を図-2に示す。風と淡水は紙面の裏側から表側に流れ、反流は水路下部の部分を紙面の表側から裏側に流れている。

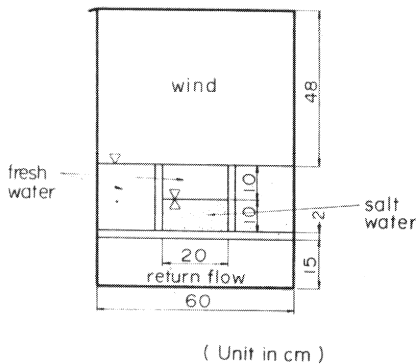


図-2 測定部の断面

二層の作成はまず水路に水深約20cmで淡水を満たした後、塩水を塩水槽の底部から少しずつ供給して行った。塩水の供給はまず図-1の①の塩水タンクよりポンプで②の塩水タンクに塩水を汲み上げる。そして②のタンクからビニールホースと塩化ビニルパイプを通して測定部の塩水貯水槽の底部22か所に設けられたφ1mmの穴から塩水を少量ずつ供給し、二層を作った。

定常状態で測定を行うために、実験時は塩水を貯水槽の底部から、淡水を水路の下流端から少量ずつ補給するとともに、塩水・淡水とも over flow させ上層(淡水)・下層(塩水)の水深を一定に保った。なお over flow した塩水は導流部下流端の部分の塩水排水孔⑥からサイフォンで排水した。また導流板の下側にも排水管を設置しており、状況に応じてこれからも排水が可能のように配慮した。

風は水路の上にあるファンにより押し込まれ、整流板、ハニカム、金網で整流された後、先端が上下可動の導流板により水平に送り込まれる。風速は送風機の回転数を変えて調整されるが、この回転数はパルス発生回転計とカウンターにより0.1rpmまで読みとり、細かく合わせた。測定部の風洞高さは今回の実験中は約48cmである。また水路下流端にはステンレスくずをつめたステンレス金網製の消波装置を設けている。

### 3.2 実験方法

#### (1) 風速の測定

風速の測定は外径6mm、内径3mmのJIS型ピトー管を用いた。ピトー管からの差圧はMKS社製の高精度差圧計により電圧に変換され、直接デジタルデータレコーダDATAC-2000B(岩崎通信機製)で磁気テープに記録し、当所の大型計算機で計算した。風速の一点での測定はサンプリング間隔 $\Delta t=1/15$ 秒で約68.3秒、1024データを集録した。なお風速の値は淡水だけの場合と二層上の場合とで大きな差はないと考えられるので、二層をつくらず淡水だけで行っている。

#### (2) 流速と塩分濃度の測定

流速はDISA社製のX型2成分ホットフィルム流速計(55R63)、流速計本体部(55M01)とリニアライザー(55M25)を使用して測定した。流速計の検定は実験の直前に別の検定水路で行った。

塩分濃度の測定は計測技研製導電率計を使用した。塩水の密度 $\rho$ が1.00~1.01の範囲では $\rho$ と導電率計との出力は比例している。

今回の実験では流速計と導電率計を中心間隔で約5.5mmに近づけて取り付け、流速変動と密度をほぼ同位置で同時に計測した。測定鉛直方向のトラバースには測定台車に載せた分解能が0.1mmの自動昇降装置を使用し、水面付近及び界面付近では細かく測定した。

表面流速の測定にはパラフィンをしみ込ませた計算機用カードを孔あけ器でパンチしたものをフロートとして水面に浮かべて、それが50cmの間を移動するのに要する時間をストップウォッチで測り求めた。この紙フロートの大きさは直径5.6mm、厚さ0.15mm程度である。なお1回の測定ごとに30個のデータを取り、平均した。

測定は図-1のM点(風の吹き出し口から3.17m、測定部の上流端から2.4m)の中央断面で行った。

流速計と導電率計の出力はパソコンのTEAC PS-85で直接AD変換し、磁気テープに記録した。さらに平均計算等の簡単な計算はPS-85で行い、スペクトル解析等の計算は当所の大型計算機ACOS1000/10で行った。各測定の際のサンプリング間隔は $\Delta t=1/50$ 秒、データ個数4250個、測定時間は85秒である。

### 3.3 実験条件

実験は表-1及び表-2に示す4種類の風速について行った。送風機の回転数は風速の小さい順に300rpm、350rpm、400rpm、450rpmであり、それぞれ自由流風速 $U_\infty$ は3.6m、4.3m、5.0m、5.6mである。4種類の実験を通じて、塩水の密度は約1.01g/cm<sup>3</sup>、上層水深は約10.5cm、下層水深は約10cmである。

表-1 風速測定結果

rpm	$U_{\infty}$ (m/s)	$u_{*a}$ (cm/s)	$U_{10}$ (m/s)	$10^3 z_{oa}$ (cm)	$10^3 C_D$	$10^3 \rho_a$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\nu_a$ (cm <sup>2</sup> /s)	$\tau_a$ (cPa)
300	3.6	14.4	5.1	0.772	0.807	1.23	0.148	2.55
350	4.3	18.3	6.2	1.36	0.877	1.24	0.146	4.15
400	5.0	19.8	7.0	0.768	0.805	1.22	0.149	4.78
450	5.6	25.9	8.2	3.20	1.00	1.25	0.146	8.39

表-2 流速測定実験条件

rpm	$\rho_1$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\rho_2$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\Delta\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$h_1$ (cm)	$H$ (cm)	$\nu$ (cm <sup>2</sup> /s)	$\bar{U}$ (cm/s)	$U_o$ (cm/s)	$Re$
300	1.0000	1.0099	0.0099	10.62	20.47	0.0114	4.36	12.2	4060
350	1.0000	1.0108	0.0108	10.46	20.42	0.0125	5.09	14.9	4260
400	1.0003	1.0106	0.0103	10.98	20.58	0.0127	5.55	16.4	4800
450	1.0001	1.0098	0.0097	10.40	20.48	0.0126	6.92	18.6	5710

#### 4. 実験結果とその考察

##### 4.1 風速分布

水面上の風速分布も中立状態では固定壁面上の風速分布と同様、一般に次の式で表される。

$$\frac{U_a(z)}{u_{*a}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{oa}} \quad (48)$$

ここに  $U_a(z)$  は水面からの高さ  $z$  での風速,  $u_{*a}$  は摩擦速度,  $z_{oa}$  は空気流に対する水面の粗度高さである。

図-3 に今回の実験における風速分布を示す。これらの測定値の水面に近いところを重視して引いた直線から式(48)を用いて  $u_{*a}$ ,  $z_{oa}$  および式(48)を外挿して得られる高さ 10 m での風速  $U_{10}$ , 風の抵抗係数  $C_D (= (u_{*a} / U_{10})^2)$  と風の水面に作用するせん断応力  $\tau_a (= \rho_a u_{*a}^2, \rho_a$  は空気の密度) を求めた。それらの結果は表-1 に示したとおりである。式(48)でカルマン定数  $\kappa$  は 0.4 とした。

##### 4.2 平均流速分布と密度分布

図-4 は 400rpm の実験の吹送流の平均流速分布と密度分布を示したものである。このように上層では風と同方向に流れており、反流は生じていない。また界面はかなりシャープであり、界面付近の密度勾配がゆるやかなこのケースでも密度変化は界面の上下 2~3cm の範囲に限られている。また 4 種類の風速で行った実験のすべてにおいて明瞭な内部波が発生し、流れと同方向に

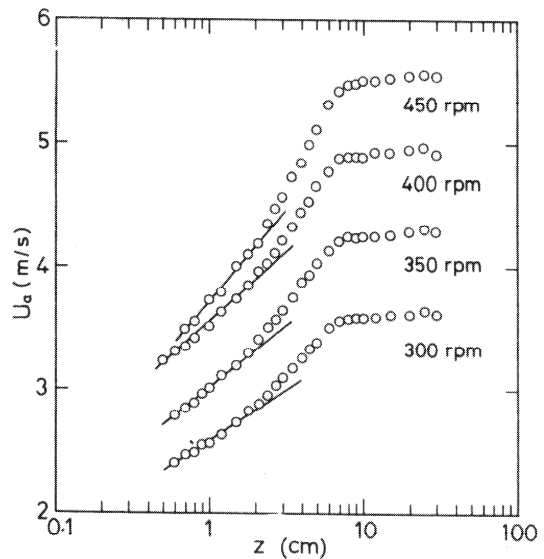


図-3 風速分布

進行するのが観察された。界面の下側では流速は急に小さくなり、界面下数 cm あたりから弱い逆流が見られた。

図-5 は 4 段階の風速に対する吹送流の平均流速分布を示したものである。なお図中に示す曲線は 4.3 で風波にともなう流速変動成分を検討する際に吹送流の中での卓越波の波速を計算するために用いた式(63)で表される曲線で、これについては 4.3 で詳しく述べる。

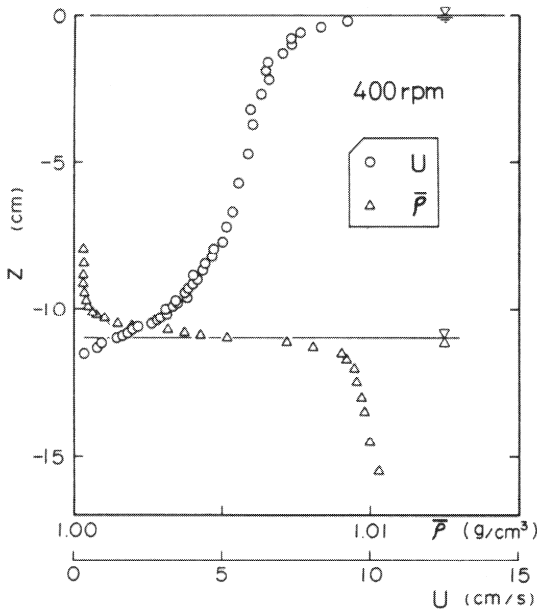


図-4 流れの概況

図-6は  $U_0 - U$  の値を  $z$  に対し、片対数紙上にプロットしたものである。水面近くでは平均流速値はかなりばらつきがみられるが、これは風波にともなう流速変動の影響と後述べる二次流の影響があると思われる。ばらつきのため、精度の点で問題があるが、水面近くの平均流速を重視して直線を引き、式(3)から  $u_{*s}$  を求めた。次節以後の解析で  $u_{*s}$  を用いるが、対数則から得られる  $u_{*s}$  を  $u_{*s1}$  とし、式(14)で表されるせん断応力の水面での値から求めたものを  $u_{*s2}$  として、両者の平均値を各実験の  $u_{*s}$  の値と決めて用いている。これは両者とも水面近くでは波の影響などにより、ばらつきが大きかったためである。 $u_{*s1}$  及び  $u_{*s2}$  の値を表-3に示す。 $u_{*s1}$  と  $u_{*s2}$  の比は 450rpm の実験では 0.82 と差があるが、その他の実験では比較的一致している。また表-3に示すように吹送流の測定から得られる水面せん断応力  $\tau_s (= \rho_1 u_{*s}^2)$  と空気流の測定から得られる水面せん断応力  $\tau_a (= \rho_a u_{*a}^2)$  との比  $\tau_s / \tau_a$  は 0.415 ~ 0.695 と 1 よりかなり小さな値となっている。 $Wu^2$  は自由流風速  $U_\infty = 1 \sim 13$  m/s の実験でこれが 0.2 ~ 0.8 程度になることを報告している。また最近では Lin and Gad-el-Hak<sup>17)</sup> の実験で

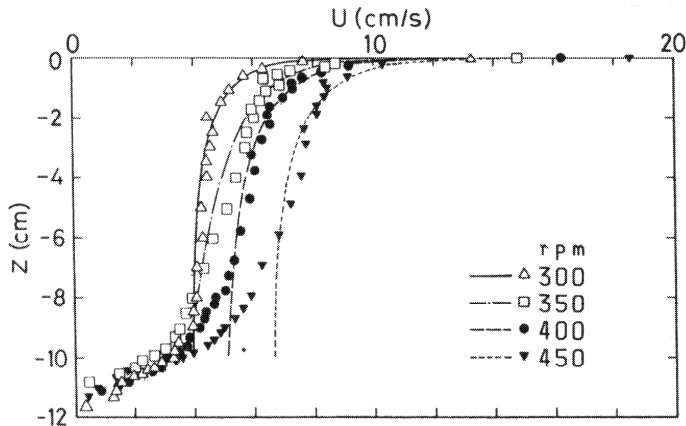


図-5 平均流速分布 (水平成分)

表-3  $u_{*s}$  の測定値

rpm	$u_{*s1}$ (cm/s)	$u_{*s2}$ (cm/s)	$u_{*s}$ (cm/s)	$\tau_s / \tau_a$
300	0.417	0.425	0.421	0.695
350	0.461	0.462	0.462	0.514
400	0.504	0.522	0.513	0.551
450	0.530	0.650	0.590	0.415

は  $U_\infty = 10$  m/s のときにこれが 0.43 ~ 0.62 程度であった。

図-7は鉛直方向の平均流速  $W$  の鉛直分布を示したものである。 $W$  は  $U$  にくらべると絶対値で 2 ~ 3% 以下であり、計測誤差を受けやすい。特にホットフィルム流速計を用いる場合には検定曲線のわずかな違いにより、流速値がある一定値だけシフトすることも考えられる。そこでここでは富永ほか<sup>18)</sup>と同じ次の補正を行った。

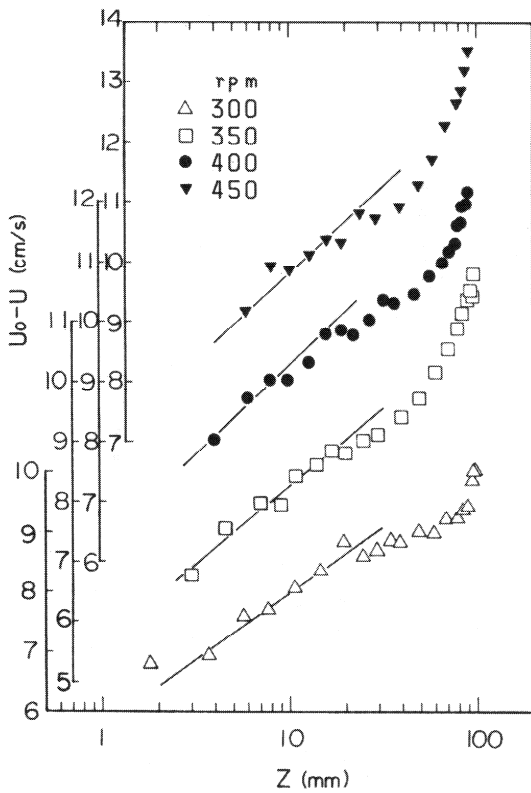


図-6 平均流速分布 (水平成分)

$$W = \hat{W} - \frac{1}{h_1} \int_{-h_1}^0 \hat{W} dz \quad (49)$$

ここに  $\hat{W}$  は補正前の鉛直方向の平均流速である。こうし

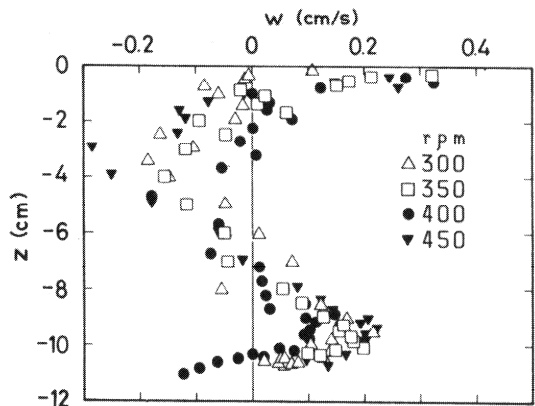


図-7 平均流速分布 (鉛直成分)

た補正を行っているため、定量的な議論はできないが、定性的な性質は正しく表されていると思われる。十分に発達し、2次元的な流れの場合には  $W$  は水面から界面に至るまではほぼ0になると考えられるが、今回の実験では水面から1cm程度下までと界面から2~3cm上側の領域で  $W > 0$  であり、その間では  $W < 0$  となっている。このことから水面及び界面の近くでは流体が上方へ輸送され、上層の中央付近では流体が下方に輸送されていることがわかる。今回の実験では水路幅の中央の1断面しか測定していないため、詳細は不明であるが、3次元的な縦渦が存在していた可能性がある。日野ほか<sup>19)</sup>によると水面から水面下約1cmまでの範囲で明瞭な streak 構造が存在し、これが縦渦によって流体塊が上下方向に輸送された結果であることを報告している。彼らの論文の写真から水面直下0.5cmの水路中央では低速部となっ

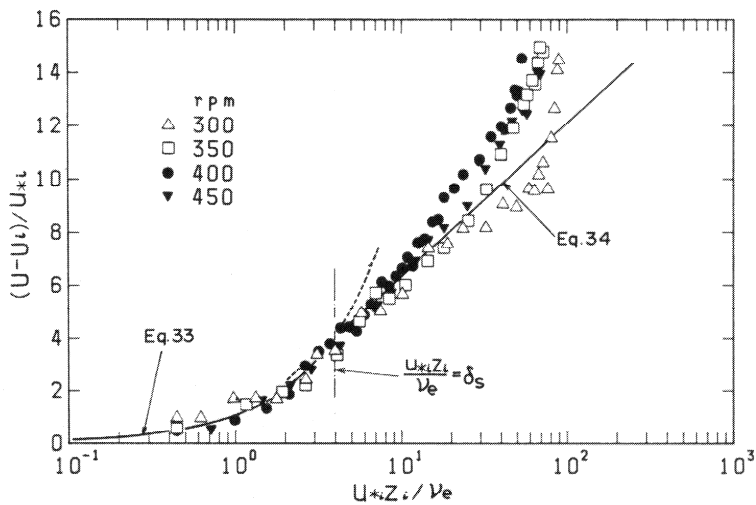


図-8 界面付近の流速分布

ているのがわかるが、これは低速の流体塊が下方から輸送されていることを示しており、図-7の結果と一致している。

低速流体塊の上昇及び高速流体塊の下降はレイノルズ応力や乱れ強度を変化させる。今回測定した中央断面では低速流体塊が水面近くで上昇していた可能性があり、これによりレイノルズ応力、つまりせん断応力の減少をまねき、 $\tau_s$ が $\tau_0$ にくらべかなり小さくなったと考えることもできる。しかし、今回の実験では3次元渦の存在の確認はしていないことと、吹送流が本当に3次元の性質が強いものかどうかは現在のところ不明の点が多いため、後の解析は主として2次元のと考えて行うこととする。

次に界面付近での流速分布と密度分布を調べる。図-8は界面からの流速分布を片対数紙上で無次元表示したものである。流速分布が界面に近いところで式(33)の直線分布にしたがい、それに続くところで式(34)の対数分布にしたがっている。また直線分布から対数分布に変化する位置 $\delta_s (=u_{*i} z_i / \nu_0)$ はほぼ4となっている。なお界面から離れたところでは水面近くの吹送流のために対数分布からはずれてくる。

図-9は界面近くの密度分布を無次元表示したもので図中の曲線は式(42)の関係を表している。吹送流型の二層流でも密度分布は(42)の関係で表されることがわかる。なお界面での特性値 $u_i, u_{*i}, \nu_0, l_\rho$ を表-4に示す。

表-4 界面での特性値

rpm	$U_i$ (cm/s)	$u_{*i}$ (cm/s)	$l_\rho$ (cm)	$\nu_0$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )
300	2.06	0.421	0.353	0.0289
350	1.82	0.462	0.663	0.0441
400	1.52	0.513	1.24	0.0686
450	2.38	0.590	1.04	0.0590

#### 4.3 流速変動の乱流成分と波動成分

水面近くの流速変動には風波の発生により、乱流成分に波動成分が加わっているため、流速の乱れを式(1)、(2)で表すと、乱れ強度及びレイノルズ応力はそれぞれ次のように表される。

$$\overline{u^2} = \overline{u'^2} + 2\overline{u'w'} + \overline{w^2} \quad (50)$$

$$\overline{w^2} = \overline{w'^2} + 2\overline{w'u'} + \overline{u^2} \quad (51)$$

$$-\overline{uw} = -\overline{u'w'} - \overline{u'w'} - \overline{u'w'} - \overline{u'w'} \quad (52)$$

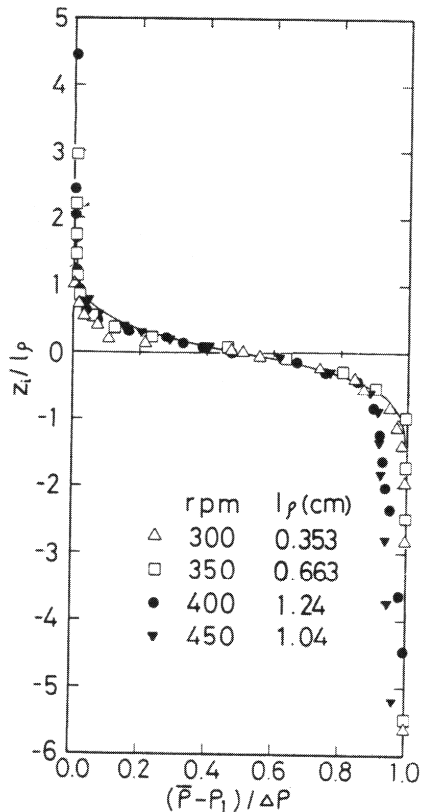


図-9 密度分布の無次元表示

鶴谷ほか<sup>21)</sup>は流れている水面上に風が吹いた場合の水中の乱れを測定し、風波が発生している場の乱れの波動成分と乱流成分の分離を行い、式(50)~(52)の各項を比較している。それによると $\overline{u'u'}$ や $\overline{u'w'}$ 等の波動成分と乱流成分の相関量は乱れ成分どうしあるいは波動成分どうしの相関量にくらべ、ほとんど無視できる。したがって乱れ強度、レイノルズ応力は

$$\overline{u^2} = \overline{u'^2} + \overline{w^2} \quad (53)$$

$$\overline{w^2} = \overline{w'^2} + \overline{u^2} \quad (54)$$

$$-\overline{uw} = -\overline{u'w'} - \overline{u'w'} \quad (55)$$

で表される。

さて、図-10及び図-11は400rpmの実験の流速変動の周波数スペクトルで、図-10が $u$ 成分、図-11が $w$ 成分についてのものである。両方のスペクトルとも7~8Hz程度に同レベルのピークがみられるが、これは風波によるものと考えられる。この風波のパワーは水

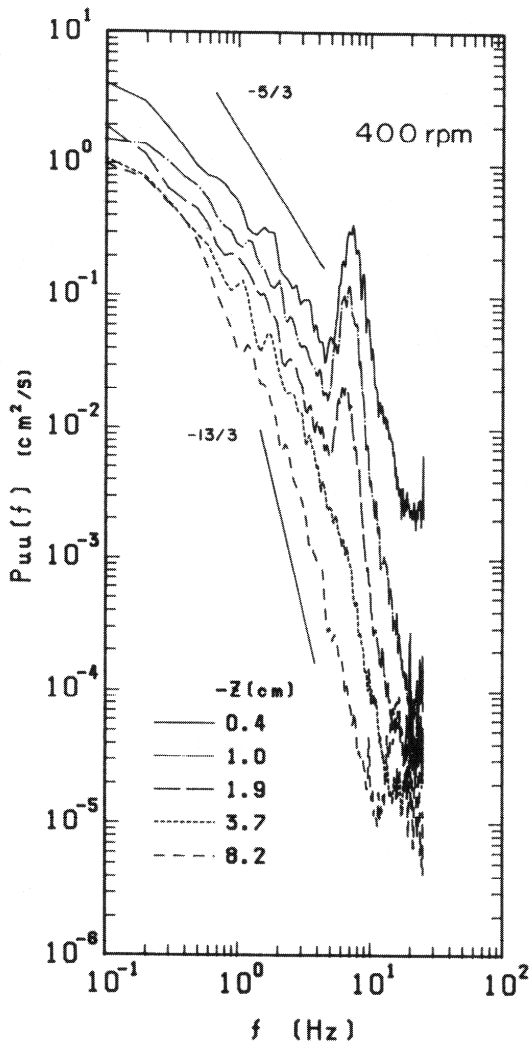


図-10 流速変動の周波数スペクトル  $P_{uu}$

面から離れるにしたがって明らかに小さくなっており、 $z = -3.7$  cm ではほとんどなくなっている。また  $u$  成分のスペクトル  $P_{uu}$  の低周波数領域では慣性領域についての有名な  $-5/3$  乗則が成立している。また高周波数領域については椿・小松<sup>21)</sup>が提案している粘性領域についての  $-13/3$  乗則が  $u$  成分と  $w$  成分の両方のスペクトル  $P_{uu}$  及び  $P_{ww}$  で成立していることがわかる。

波動に起因する流速変動の強度の鉛直分布特性について、微小振幅波理論を用いて調べることにする。風波に対しても卓越波を考えることにより、規則波としての取扱が近似的にはできるであろう。微小振幅波の場合の水粒子速度は、振幅  $a$  (波高  $H = 2a$ )、角周波数  $\sigma$ 、波数  $k$ 、水深  $h$  のときには水面変動を  $\eta = a \sin(kx - \sigma t)$  として

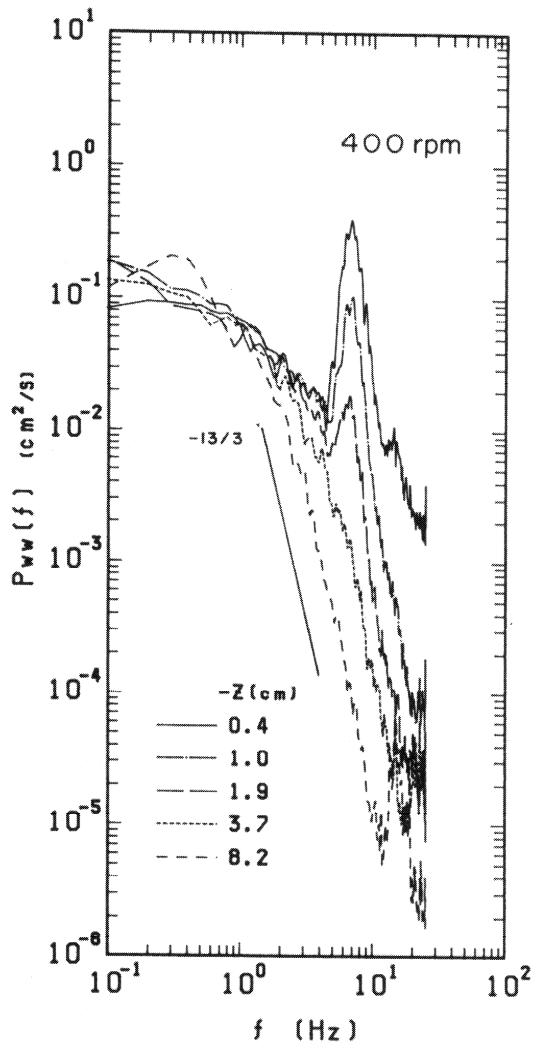


図-11 流速変動の周波数スペクトル  $P_{ww}$

$$\bar{u} = a\sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx - \sigma t) \quad (56)$$

$$\bar{w} = -a\sigma \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t) \quad (57)$$

である。さらに  $\bar{u}^2$ 、 $\bar{w}^2$  は

$$\bar{u}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \bar{u}^2 dt = \frac{1}{2} a^2 \sigma^2 \left\{ \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right\}^2 \quad (58)$$

$$\bar{w}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \bar{w}^2 dt = \frac{1}{2} a^2 \sigma^2 \left\{ \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \right\}^2 \quad (59)$$

である。ここで深海波を考えれば式(58)、(59)は簡単になり

$$\bar{u}^2 = \bar{w}^2 = (1/2) a^2 \sigma^2 e^{2kz} \quad (60)$$

で表される。また、

$$\frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{a\sigma} = \frac{\sqrt{\overline{w^2}}}{a\sigma} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{kz} \quad (61)$$

のように  $\overline{u}$ ,  $\overline{w}$  の rms 値は  $e^{kz}$  に比例することがわかる。

今回の実験では波高が 3mm 程度までであったため、波についての測定は行っていない。そこで流速変動のスペクトルから卓越波の周波数を推定し、それから波数を求めた。

ところで、吹送流等の流れがある場で測定された周波数スペクトルは流れの大きさにより変化するため、実質的なものとは言えず、波数スペクトルか流れを考慮して変換されたスペクトルで考える必要がある<sup>22)</sup>。今回も水面近くでは対数的分布をもつ流れが存在することから、流速変動のピーク周波数  $f_p$  を用いて、次の関係から波長  $L$  や波数  $k$  を求めても実際とは異なったものとなる。

$$c^2 = (L f_p)^2 = \frac{g L}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L} \quad (62)$$

そこで、Kato<sup>23)</sup>の提案している対数分布にしたがう吹送流についての波速の計算手法を用いて  $k$  を推定した。次式はこの計算に用いた流速分布の式である。

$$U = U_0 - U_r \ln \left( \frac{z_{os} + z}{z_{os}} \right) + b z \quad (63)$$

表-5 は  $k$  の推定に用いた式 (63) 中のパラメータ  $U_0$ ,  $U_r$ ,  $z_{os}$ ,  $b$  とピーク周波数  $f_p$  の値、そして計算によって得られた波長  $L$  及び波数  $k$  を各 rpm ごとに示したものである。ここで  $U_0$  は表面流速の測定値を用い、 $U_r$ ,  $z_{os}$ ,  $b$  は実測された流速分布と式 (63) が水面から上層の中央付近までよく合うように決めた。またピーク周波数  $f_p$  は水面近くの流速測定から得られた周波数スペクトル  $P_{uu}$  と  $P_{ww}$  のピーク値から求めた。なお計算に用いた式 (63) の流速分布は図-5 の中に実測値とともに曲線

で表している。

乱流成分と波動成分が重なり合っている乱れから波動成分を分離する方法として、Benilov and Zaslavskiy<sup>24)</sup>の線形フィルターを用いる方法があるが、ここでは次の方法を用いている。つまり周波数スペクトル  $P_{uu}$  及び  $P_{ww}$  において図-12 に示すように波動によると見られる周波数帯の  $f_L$  から  $f_U$  までの斜線部分を積分して  $\overline{u^2}$  あるいは  $\overline{w^2}$  を求めた。ここで  $f_L$ ,  $f_U$  はそれぞれ波動成分の下限、上限の周波数を表す。

図-13 は  $\overline{u}$ ,  $\overline{w}$  の rms 値  $\sqrt{\overline{u^2}}$ ,  $\sqrt{\overline{w^2}}$  を  $u_{*s}$  で無次元化したものを波数  $k$  で無次元化された距離  $kz$  に対してプロットしたものである。式 (61) より  $\sqrt{\overline{u^2}}$ ,  $\sqrt{\overline{w^2}}$  は水

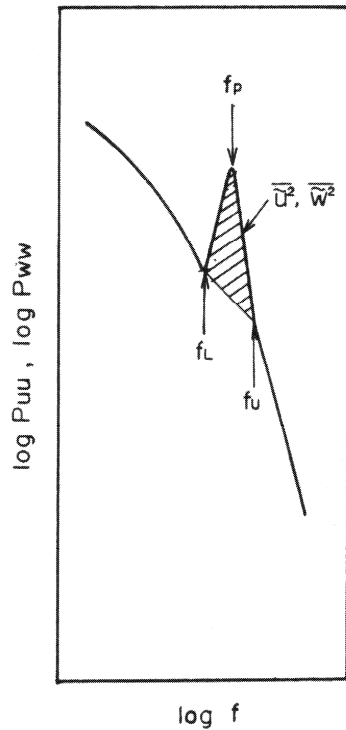


図-12  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{w^2}$  の算定の説明図

表-5 波長の計算に用いたパラメータ

rpm	$U_0$ (cm/s)	$U_r$ (cm/s)	$b$ (1/s)	$z_{os}$ (cm)	$f_p$ (1/s)	$L$ (cm)	$k$ (1/cm)
300	12.2	1.0135	0.1011	0.001	7.8	4.52	1.39
350	14.9	1.2002	0.0079	0.001	7.6	4.99	1.26
400	16.4	1.3306	0.0930	0.001	6.9	5.89	1.07
450	18.6	1.4533	0.1406	0.001	6.5	6.76	0.93

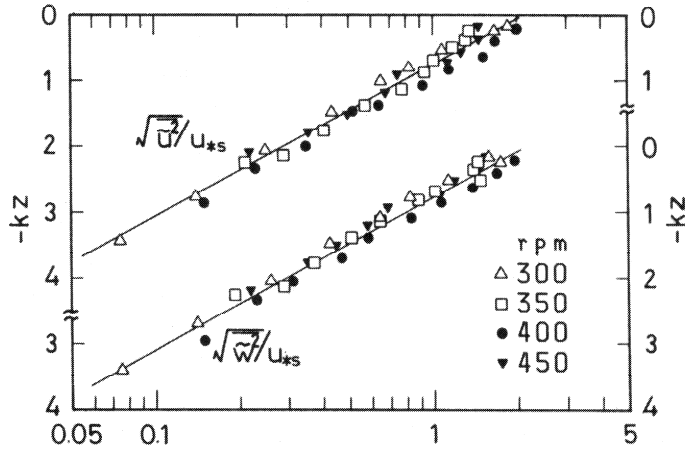


図-13  $\sqrt{u'^2}$ ,  $\sqrt{w'^2}$  の鉛直分布

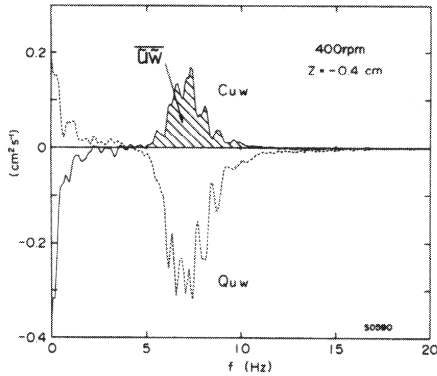


図-14 流速変動のコスペクトルとクオドラチャスペクトル

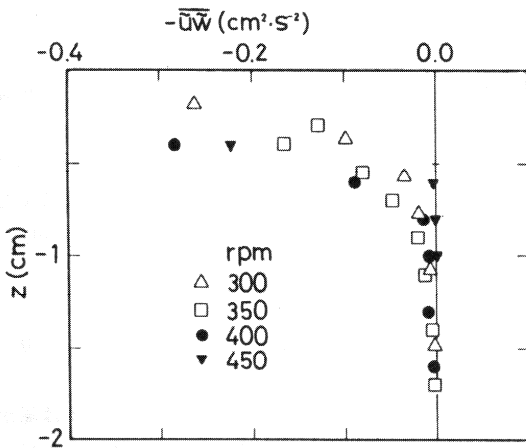


図-15  $-\overline{uw}$  の鉛直分布

面から遠ざかるにつれ  $e^{kz}$  に比例して減少することが予想される。実験値と同時に示した直線は  $e^{kz}$  に比例するベストフィットの直線であるが、実験値とよく一致している。このことから、図-12 のようにして求められた  $\sqrt{u'^2}$ ,  $\sqrt{w'^2}$  の鉛直分布特性は微小振幅理論で十分説明できることがわかる。また4種類の風速の実験結果が、波動成分を  $u_{*s}$  で無次元化することにより、よく一致しているが、これはフェッチが同じ場所であるため、波の発達(波高, 周期)が  $u_{*a}$  あるいは  $u_{*s}$  だけで表せることによると思われる。

さてレイノルズ応力はコスペクトル  $C_{uw}$  を用いて

$$-\overline{uw} = \int_0^{f_N} C_{uw}(f) df \quad (64)$$

と表される。ここで  $f_N$  は Nyquist 周波数である。

図-14 は 400rpm の実験の水深下 0.4cm おける流速変動のコスペクトル  $C_{uw}$  とクオドラチャスペクトル  $Q_{uw}$  を示したものである。これによると  $C_{uw}$ ,  $Q_{uw}$  とともに 5 Hz ~ 10 Hz の間でピーク値をとる。図-10 及び図-11 の乱れのスペクトルでは波動によるものが 7 ~ 8 Hz 前後に表れていることを考えると図-14 に示される 5 ~ 10 Hz の間のピーク値は波動に起因するものと考えられる。そこでこれの積分値を求めて波動によるレイノルズ応力  $-\overline{uw}$  を求めた。

図-15 はこうして求めた  $-\overline{uw}$  の鉛直分布を調べたものであるが、 $-\overline{uw}$  は水深とともに急激に小さくなり、水深下 1 cm 程度ではほぼ 0 になっている。また今回の実験で測定された  $-\overline{uw}$  は負の値であったが、Mitsuyasu and Kusaba<sup>25)</sup> は超音波流速計を用いて、風波下の乱れ



を測定しているが、彼らの実験では  $z = -3\text{cm}$  で  $-\overline{uw}$  は正の値となっている。なお、 $-\overline{uw}$  を求めるのに彼らが用いた方法はピーク周波数  $f_p$  の 0.7 倍した  $f$  より高周波数側を波動によるものと考えて、次式のように  $-\overline{uw}$  を算定するものである。

$$-\overline{uw} = - \int_{0.7f_p}^{f_N} C_{uw}(f) df \quad (65)$$

しかし、高周波数側の  $C_{uw}$  の値は低周波数側の値にくらべてかなり小さいために、われわれの方法と彼らの方法とで得られる  $-\overline{uw}$  の値が大きく変わることはないと思われる。また Lin and Gad-el-Hak<sup>17)</sup> も吹送流の乱れ測定から  $C_{uw}$  を計算しているが、彼らの実験では波の周波数と一致する周波数で  $C_{uw}$  が正のピーク値をとることを報告しており、これは今回の実験結果と一致している。わ

れわれの実験と Mitsuyasu and Kusaba の実験とでこうした差が出る原因は今のところよくわからない。

#### 4.4 せん断応力分布

図-16 は測定されたレイノルズ応力  $-\overline{uw}$  の値から波によるレイノルズ応力  $-\overline{uw}$  を差し引いて求めた乱流成分によるレイノルズ応力  $-\overline{u'w'}$  の分布である。水面の少し下から  $-z/h_1$  が 0.3 付近までは水深とともに減少した後、 $0.3 \leq -z/h_1 \leq 0.8$  付近ではほぼ一定で  $-\overline{u'w'}/u_*^2 = 0.4$  程度となり、界面に近づくとも浮力効果のため減少するのがわかる。

せん断応力は式(10)のようにレイノルズ応力と粘性応力の和として表される。図-17 はレイノルズ応力として  $-\overline{u'w'}$  だけを考慮して式(10)から求めたせん断応力の鉛直分布である。なおせん断応力  $\tau$  は風のせん断応力  $\tau_a$  で無次元化してある。図から明らかなようにせん断応力は

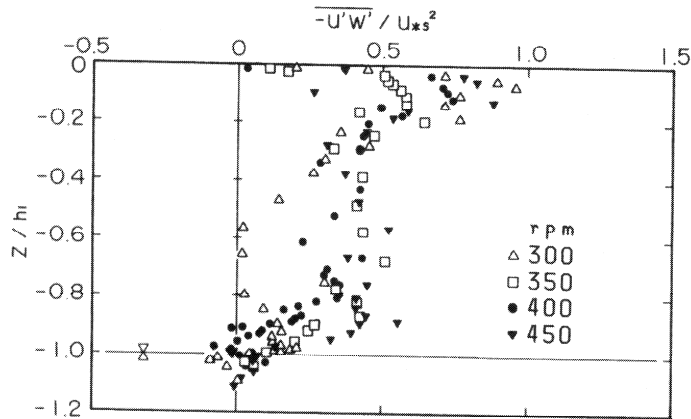


図-16 レイノルズ応力分布

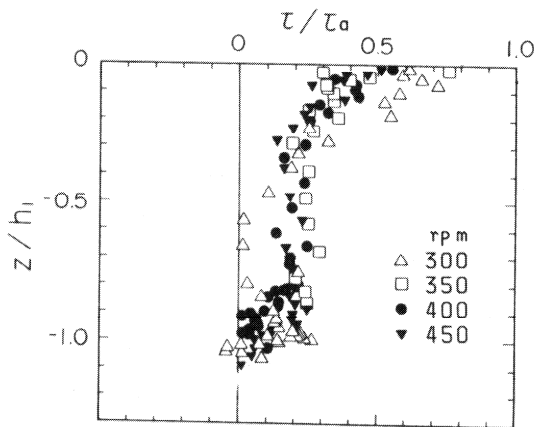


図-17 せん断応力分布

式(14)で示すような直線的な分布とは異なっている。この原因としては境界層が十分発達していないか、二次流の影響によるものと考えられる。

さて、水面から発達する境界層の流速分布をかりに  $1/7$  乗則によって表されると考える。この場合には境界層に関するカルマンの運動量方程式から乱流境界層厚さ  $\delta_b$  が

$$\delta_b = 0.38 \left( \frac{U_1 x}{\nu} \right)^{-\frac{1}{5}} x \quad (66)$$

で表される<sup>26)</sup>。ここに  $U_1$  は境界層外縁流速、 $x$  は風が水面に接し始める点からの距離で今回の実験では  $3.17\text{m}$  である。400rpm の実験では  $U_1$  として  $U_0 - \bar{U}$  をとると約  $11\text{cm/s}$  である。そこで式(66)より  $\delta_b$  は  $9.8\text{cm}$  となり、

上層厚さ程度が境界層内に含まれていることがわかる。これより境界層の発達にはほぼ終了段階であると言えるが、1 段面しか測定していないため、十分発達していたと結論するには至らない。

二次流は 4.2 で述べたようにその存在が推定されており、これによって式(11)の第 4 項の  $\partial(UV)/\partial y$ , 第 5 項の  $UV$  及び第 6 項の  $-\overline{uv}$  のレイノルズ応力の項を介してせん断応力に少なからず影響を及ぼしていたことが考えられる。

#### 4.5 乱れエネルギー及びその逸散率

##### (1) 乱れ強度

図-18 は波動成分を取り除いた乱れ強度の鉛直分布である。4 種類の風速で行った今回の実験では水面のせん断応力  $u_{*s}$  で無次元化して整理すると、 $0.03 \leq -z/h_1 < 0.6$  の範囲ではよくまとまり、図中に直線で示した次の関係が得られた。

$$\sqrt{\frac{u'^2}{u_{*s}}} = 1.03 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-\frac{1}{3}} \quad (67)$$

$$\sqrt{\frac{w'^2}{u_{*s}}} = 0.80 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-\frac{3}{40}} \quad (68)$$

図中に Laufer<sup>27)</sup>及び Bremhorst and Walker<sup>28)</sup>の管路での実験を示した。 $\sqrt{u'^2}/u_{*s}$  について今回の実験と比較すると、水面近くでは今回の吹送流の結果が管路流の結果より大きめになっているが、 $-z/h_1 > 0.1$

ではほぼ一致していることがわかる。吹送流の場合には水面でも  $\overline{u'^2}$  は 0 にならないため、壁面境界層のものより大きくなるのは当然であるが、波動成分が少し残っていることも考えられる。また Lin and Gad-el-Hak<sup>17)</sup>が行った吹送流の実験でも  $\sqrt{u'^2}/u_{*s}$  が  $-z/\delta_b$  の  $-1/3$  乗で小さくなることが報告されており、今回の実験と一致している。なお彼らの実験では波動成分も含まれた値である。

$\sqrt{w'^2}/u_{*s}$  については、水面近くでわれわれの実験値のほうが管路流の結果より大きくなっているものの、 $-z/h_1 > 0.1$  ではやや管路流の値のほうが大きくなっている。しかし、おおむね一致していると考えられる。

##### (2) 乱れエネルギー

乱れエネルギー  $\overline{q'^2}/2$  は次式で表される。

$$\overline{q'^2}/2 = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2 \quad (69)$$

しかし、今回は  $u$  と  $w$  の 2 成分の乱れしか測定していないため、 $\overline{v'^2}$  を仮定する必要がある。柘津<sup>29)</sup>が行った開水路の実験では  $z/h$  の広い範囲において  $\overline{v'^2}$  が  $\overline{u'^2}$  の 0.5 倍程度である。これを考慮して乱れエネルギーを次式で求めた。

$$\overline{q'^2}/2 = (1.5\overline{u'^2} + \overline{w'^2})/2 \quad (70)$$

図-19 は  $\overline{q'^2}/u_{*s}^2$  の鉛直分布である。図中の曲線は式(67)、(68)より得られる関係で次式で表される。

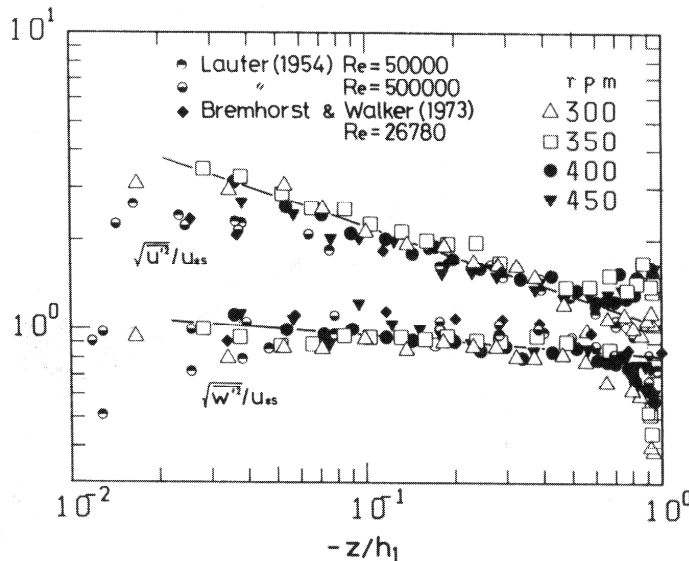


図-18 乱れ強度分布

$$\frac{\overline{q'^2}}{u_{*s}^2} = 1.59 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-\frac{2}{3}} + 0.64 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-\frac{3}{20}} \quad (71)$$

### (3) 乱れエネルギーの逸散率

乱れエネルギーの逸散率は乱れ構造を支配する重要な特性量である。この算定方法は乱れのマクロスケール  $L_x$  から求める方法を初めとしていくつか提案されているが、今回は主流の乱れの波数スペクトルから算出した。つまり乱れの波数スペクトル  $F_{uu}(k)$  の慣性小領域に次の  $-5/3$  乗則を適用して乱れエネルギーの逸散率  $\epsilon$  を逆算した。

$$F_{uu}(k) = A_{5/3} \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (72)$$

ここで  $A_{5/3} = 0.48$  とする。ところが界面近くの浮力の影響を受ける領域では非等方性が強くなり、慣性小領域の  $F_{uu}(k)$  が変形するため、式(72)が成立しなくなる。そこで界面近くの  $\epsilon$  は椿・小松<sup>21)</sup>が提案している粘性領域についてのスペクトル形である次の  $-13/3$  乗則を用いて算出した。

$$F_{uu}(k) = A_{13/3} \epsilon^{\frac{4}{3}} \nu^{-2} k^{-\frac{13}{3}} \quad (73)$$

ここで  $A_{13/3}$  の値は上層の中央付近で式(72)と式(73)から求めた  $\epsilon$  が最も一致するように  $0.009$  とした。なお、椿・小松は文献<sup>21)</sup>ではこれが  $0.0074$ 、文献<sup>30)</sup>では  $0.011$  であると提案している。また最近彼らにより発表されたもの<sup>31)</sup>によると  $A_{13/3}$  は  $0.047 (A_{5/3})^2$  で与えられる。したがって  $A_{5/3} = 0.48$  としたときには  $A_{13/3} \approx 0.011$  である。

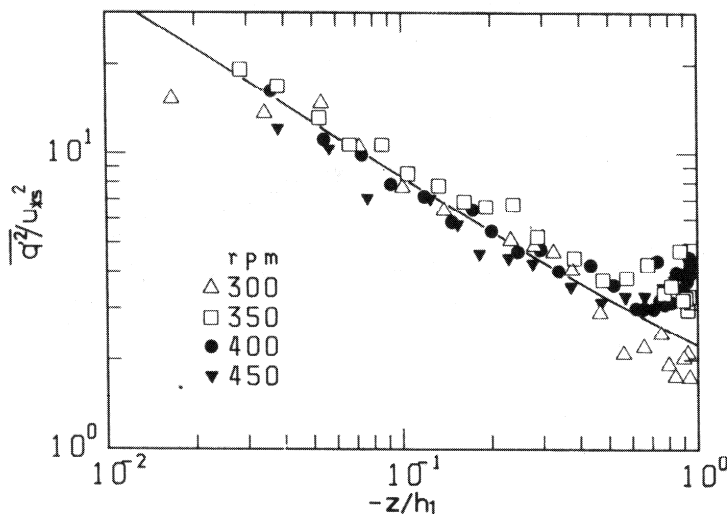


図-19 乱れエネルギー分布

図-20はこうして得られた乱れエネルギーの逸散率  $\epsilon$  を  $h_1$  と  $u_{*s}$  で無次元化してその鉛直分布を調べたものである。図には Laufer<sup>27)</sup>と Lawn<sup>32)</sup>の管路での実験値と Terray and Bliven<sup>33)</sup>の吹送流についての実験値を同時に示したが、今回の実験結果とまずまず一致しており、 $\epsilon h_1 / u_{*s}^3$  は  $-z/h_1$  に反比例していることがわかる。実験値は上層の広い範囲で図中に実線で示す次の関係が成立している。

$$\frac{\epsilon h_1}{u_{*s}^3} = 2.8 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-1} \quad (74)$$

乱れ強度や乱れエネルギーの逸散率の鉛直分布が吹送流と管路流でかなりよく一致しており、吹送流の乱流構造が管路流等の壁面乱流境界層のものと類似していることがわかる。

### (4) 渦動粘性係数

渦動粘性係数  $K_m$  はレイノルズ応力の乱流成分  $-\overline{u'w'}$  から

$$K_m = -\overline{u'w'} / (\partial U / \partial z) \quad (75)$$

で与えられる。2.3で述べたように  $K_m$  は混合距離モデルや  $k-\epsilon$  モデルを用いて表すことができるが、ここでは式(19)の  $k-\epsilon$  モデルを用いて渦動粘性係数の鉛直分布の特性を調べる。

乱れエネルギーは式(71)、乱れエネルギーの逸散率は式(74)で発表されるので、 $K_m$  は式(19)から

$$K_m = c_\mu \left\{ 0.226 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-\frac{1}{3}} + 0.181 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{\frac{11}{60}} \right\}$$

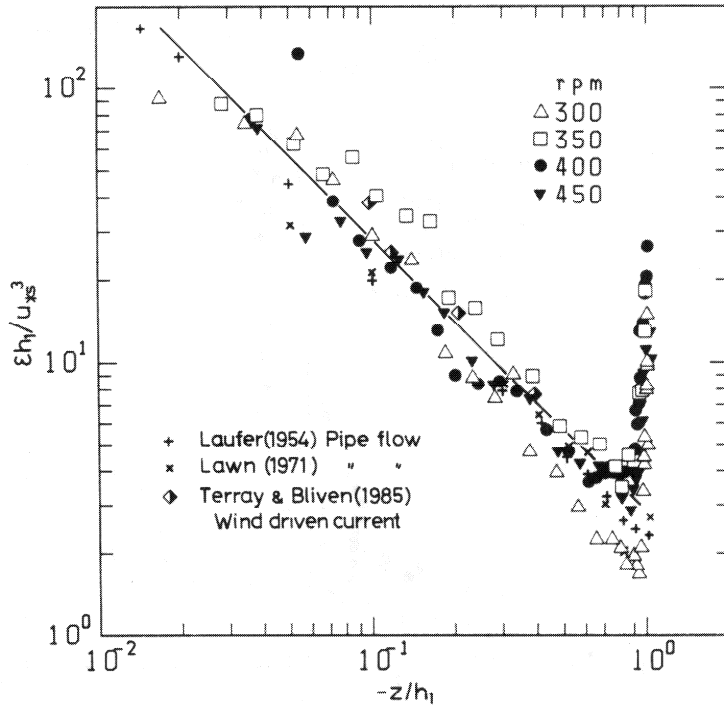


図-20 乱れエネルギーの逸散率分布

$$+ 0.0366 \left( -\frac{z}{h_1} \right)^{\frac{7}{10}} \quad (76)$$

で表される。また水面付近については長野ほか<sup>7)</sup>の提案している式(2)の減衰関数  $f_\mu$  を考慮すると、 $z^+ = -u_* z / \nu$  として、

$$K_m = c_\mu \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{z^+}{26.5}\right) \right\}^2 \left\{ 0.226 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{-\frac{1}{4}} + 0.181 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{\frac{11}{10}} + 0.0366 \left(-\frac{z}{h_1}\right)^{\frac{7}{10}} \right\} \quad (77)$$

で表される。図-21は式(75)を用いて求めた  $K_m$  を  $u_{*b}$  と  $h_1$  で無次元化したものの鉛直分布を調べたものである。図中の実線は式(76)で  $c_\mu = 0.09$  のときの曲線であり、水面近くに実線から分かれた一点鎖線は400rpmの実験の場合の式(77)の曲線を示している。また細い破線で示したものは、Jobson and Sayer<sup>34)</sup>が開水路でのレイノルズ応力の測定結果から提案しているもので、次式で表される。

$$\frac{K_m}{u_{*b} h} = \kappa \frac{z'}{h} \left( 1 - \frac{z'}{h} \right) \quad (78)$$

ここで、 $u_{*b}$  は底面の摩擦速度、 $h$  は水深である。

$K_m$  の実測値は水面から  $-z/h_1 = 0.2$  程度までは増大し、そこから  $-z/h_1$  が  $0.6 \sim 0.8$  程度まで少しずつ減少し、さらに界面に近づくとき急激に小さくなるのがわかる。水面近くでは式(77)、(78)の両方とも、実験値とよく一致している。また上層中央付近では式(77)が実験値より小さな値を示しているが、その傾向はほぼ実験値と一致している。 $c_\mu$  はレイノルズ応力による乱れエネルギー生成率  $P_r$  と乱れエネルギー逸散率  $\epsilon$  の比の関数であり<sup>4)</sup>、 $P_r/\epsilon$  が1であるときには  $c_\mu = 0.09$  となる。ところが、乱れエネルギーの逸散率が大きくなり、 $P_r < \epsilon$  になると  $c_\mu$  は  $0.09$  より大きくなることが知られている<sup>4)</sup>。したがって今回の実験の流れでは  $P_r = \epsilon$  が成り立っていなかったということも考えられる。

また界面に近づくとき  $K_m$  は小さくなっていくが、これは浮力効果によってレイノルズ応力が急激に小さくなることに対応している。これについては次節で  $R_i$  と関連させて検討する。

#### 4.6 乱流特性量に及ぼす浮力効果

ここでは界面付近の密度が変化している領域に焦点をあて、局所リチャードソン数  $R_i$  の増加にともなう乱流特性の変化を調べる。

図-22は界面近くで密度勾配の存在する所までの乱

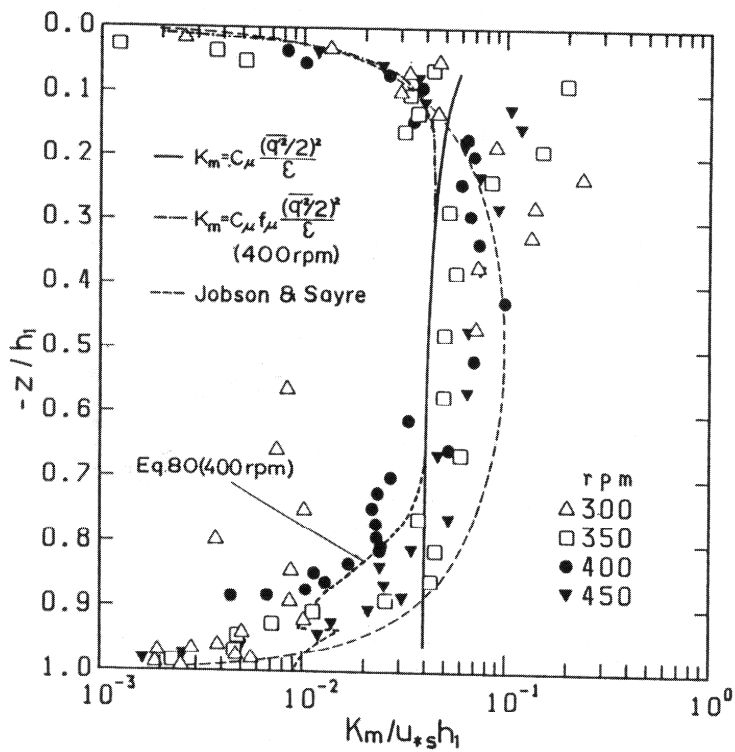


図-21 渦動粘性係数分布

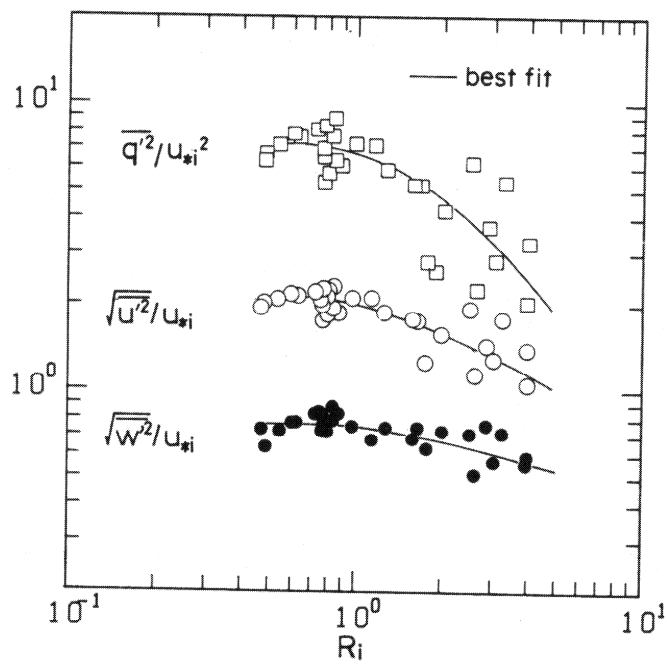


図-22 乱れ強度及び乱れエネルギーと  $R_i$  の関係

れ強度と乱れエネルギーをその位置での局所リチャードソン数  $R_i$  に対してプロットしたものである。今回の実験では成層安定度が高く、 $R_i$  は 0.5 から 4 程度の範囲に限られるが、図中の best fit の曲線で示すように  $R_i$  の増加にともない、乱れ強度と乱れエネルギーは減少することがわかる。Kondo et al.<sup>35)</sup> は安定成層した大気の測定から、 $R_i \approx 1$  を超えると乱れが急に減少することを報告しているが、今回の測定でも  $R_i$  が 1 前後から乱れ強度が減少しはじめていようである。

図-23 は界面付近での乱れエネルギーの逸散率について調べたものである。4.2 でも述べたように浮力の影響を受ける界面付近についての乱れエネルギーの逸散率は主流の乱れの波数スペクトルの粘性領域に  $-13/3$  乗則を適用して求めている。図から  $\varepsilon$  は  $R_i$  の増加にともなって大きくなるようである。小森ほか<sup>36)</sup> の温度成層流の実験でも安定度が強くなると乱れエネルギーの逸散率が大きくなることが報告されている。

図-24 は界面付近での渦動粘性係数  $K_m$  の中立状態の渦動粘性係数  $K_{m0}$  との比を  $R_i$  に対してプロットしたものである。ここで  $K_m$  は次式を用いて求め、 $K_{m0}$  は式(76)の  $-z/h_1=1$  のときの値を用いて  $K_{m0}=0.0399 u_* h_1$  とした。

$$K_m = \tau / \left( \bar{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \nu = u_*^2 / \frac{\partial U}{\partial z} - \nu \quad (79)$$

図中には Munk and Anderson<sup>8)</sup> が提案している(24)式

と小森ほか<sup>13)</sup>の提案している(30)式の曲線を示した。 $K_m$  や  $R_i$  は  $\partial U/\partial z$  や  $\partial \bar{\rho}/\partial z$  を用いて記述される量であるが、今回の実験は内部波のみられるような強安定の流れであるため、密度変化のある幅が小さく、 $\partial U/\partial z$  や  $\partial \bar{\rho}/\partial z$  は界面近くで急変している。そのため、これらの量はどうしてもばらつきが大きくなっている。また、300 rpm の実験では界面の上 3~5 cm でレイノルズ応力が 0 近くになっており、多少、他のものとは流れの性質が異なっていると思われる。これらのことを考えれば、実験値は両者の提案した曲線とおおむね一致していると判断される。

さて式(31)に示したように  $K_m/K_{m0}$  と  $R_i$  の関係がわかれば、浮力効果のある場での  $K_m$  が算定できる。 $K_m/K_{m0}$  の関係式として Munk and Anderson のモデルの式(24)を用いて、 $R_i$  として式(46)、(47)を用いて、次に示す式(80)で表される  $K_m/u_* h_1$  を前述した図-21 に太い破線で示した。なお計算値は 400 rpm の実験に対してのものである。

$$\left. \begin{aligned} \frac{K_m}{u_* h_1} &= f(R_i) \frac{K_{m0}}{u_* h_1} \\ f(R_i) &= (1 + 10 R_i)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

またここで  $K_{m0}$  は式(77)で与えられる。 $R_i$  が式(46)と式(47)で不連続であるため、 $K_m/u_* h_1$  の計算値が不連続となっているが、 $K_m$  が浮力効果によって減少していく

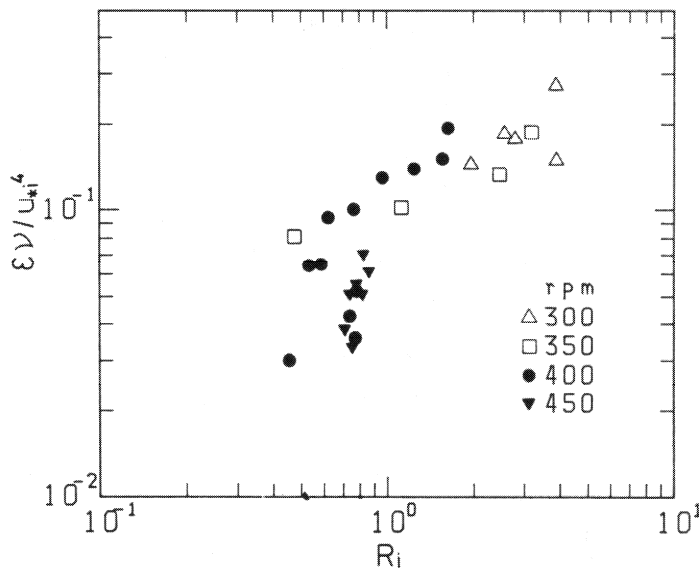


図-23 乱れエネルギーの逸散率と  $R_i$  の関係

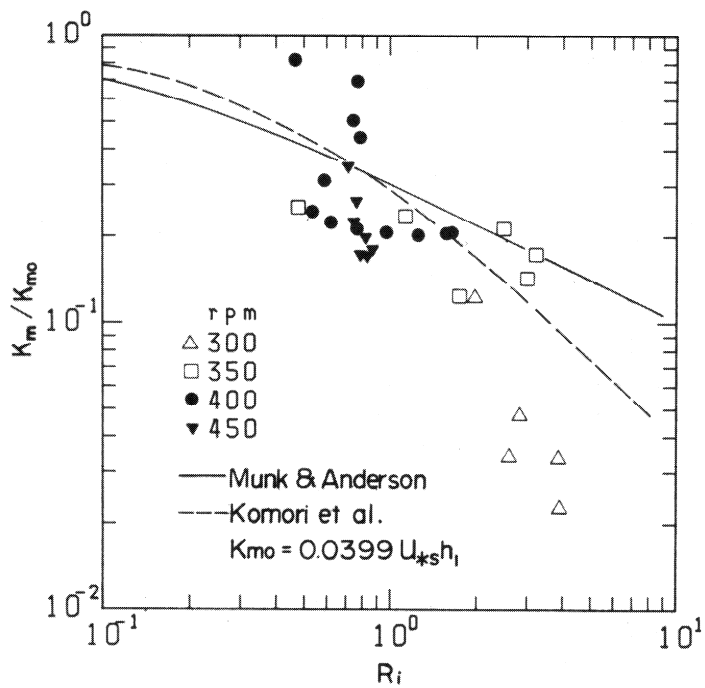


図-24  $K_m/K_{m0}$  と  $R_i$  の関係

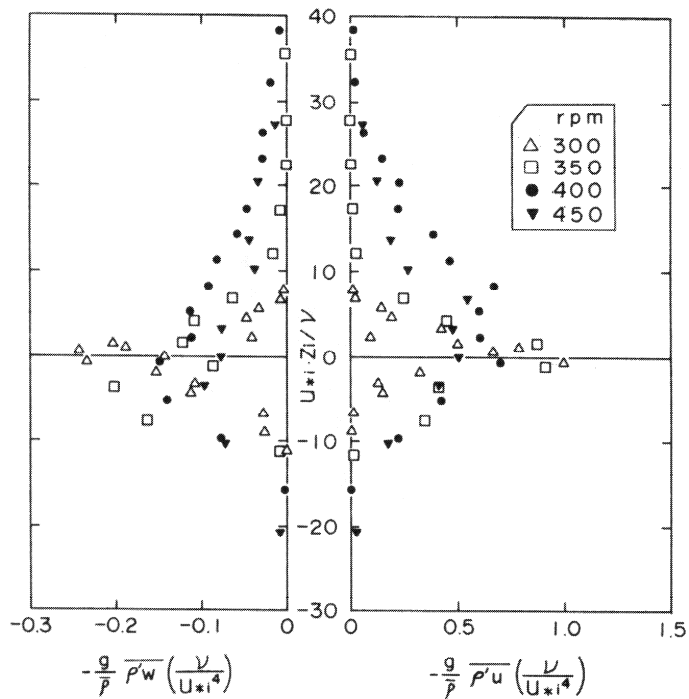


図-25 密度フラックスの鉛直分布

ようすはよく表されている。

図-25は水平方向と鉛直方向の密度フラックスの界面付近での分布を調べたものである。なお、 $-\overline{\rho'u}$ 、 $-\overline{\rho'w}$ 、 $z_i$ はすべて界面付近の特性スケールである $u_{*i}$ 、 $v/u_{*i}$ を用いて無次元化して表示した。図で明らかのように塩分の輸送量は水平方向、鉛直方向ともほぼ界面 $z_i=0$ で最大となっていることがわかる。

さて、成層化している海域の鉛直混合量を予測するためには密度界面近くでの鉛直方向の渦動拡散係数 $K_\rho$ を正確に求める必要がある。渦動拡散係数は鉛直方向の密度フラックス $-\overline{\rho'w}$ と密度勾配から

$$K_\rho = -\overline{\rho'w} / \left( \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right) \quad (81)$$

で表される。

図-26は上式を用いて求めた $K_\rho$ と式(79)を用いて求めた $K_m$ の比 $K_\rho/K_m$ を $R_i$ に対してプロットしたものである。図中には式(80)のMunk and Andersonのモデル、式(81)のEllisonのモデル、式(82)のLauderのモデルから計算される曲線と小森ほか<sup>13)</sup>及びMerritt and

Rudinger<sup>37)</sup>の実験値を示した。なお、計算に必要な $(K_\rho/K_m)_0$ 、 $R_{fc}$ の値はそれぞれ1.4、0.15とした。今回の実験値はMunk and Andersonの提案している曲線とは比較的一致しているが、Ellisonの曲線よりはかなり大きい値を示している。また小森ほかの実験値も今回の結果にくらべると約1/5程度と小さいが、彼らの実験が温度による連続成層であるのに対し、われわれの実験では淡水と塩水の二層で行っており、そうした違いが影響しているかもしれない。今回の実験はばらつきが大きい、 $K_\rho/K_m$ の $R_i$ に対する変化傾向は実線で示す式(80)の曲線とおおむね一致しており、 $K_\rho/K_m$ と $R_i$ の関係についてもMunk and Andersonのモデルが適用できると考えられる。

今回の実験では内部波をとまなう明瞭な界面が存在しており、強い浮力の影響は擬似壁面が存在するような効果をもっている。そこで、2.5で検討した二層密度界面としての特性と界面での渦動粘性係数及び渦動拡散係数の関係について考察を加える。

さて界面付近での渦動粘性係数 $K_m$ は式(40)のようにクリガンパラメータ $K (= \rho_1 u_{*i}^3 / \Delta \rho g \nu)$ の関数で表さ

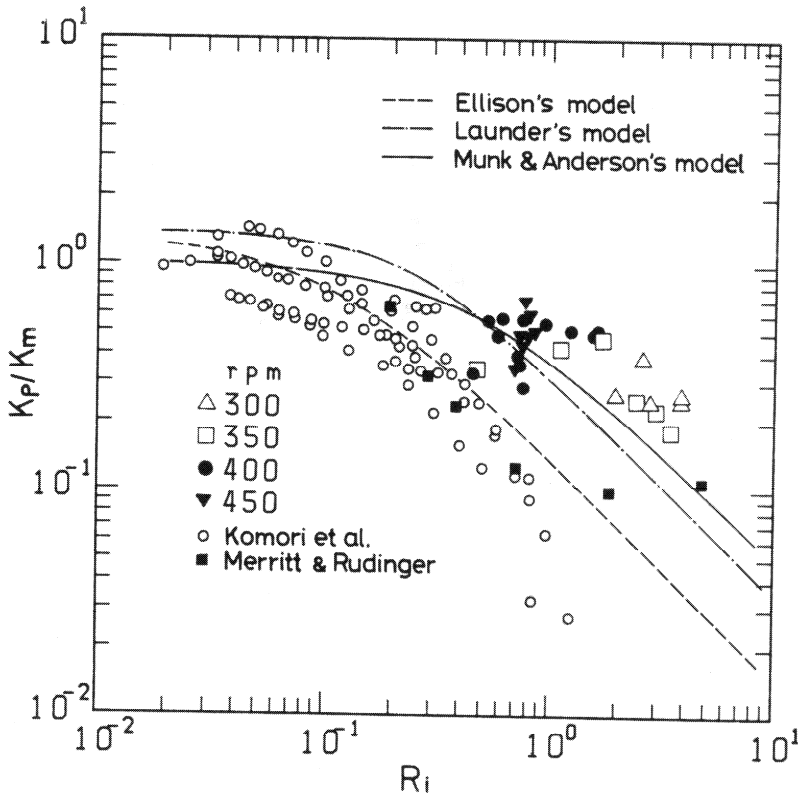


図-26  $K_\rho/K_m$ と $R_i$ の関係



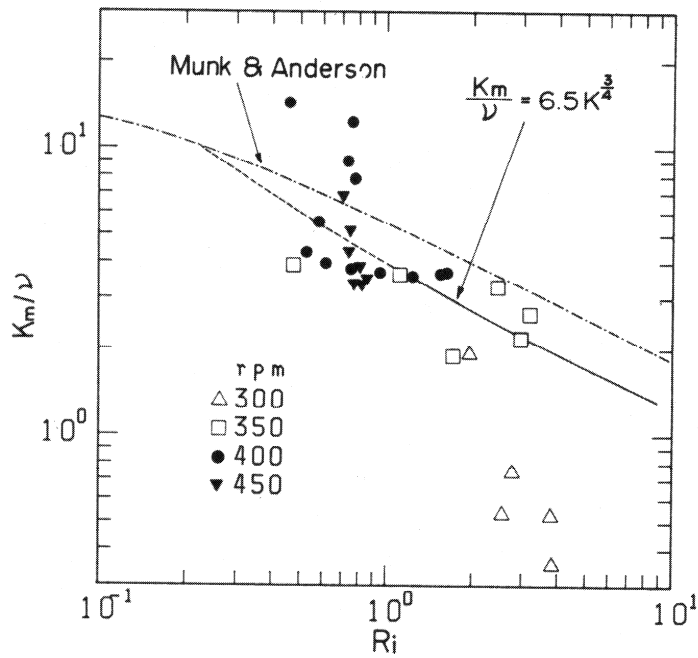


図-27  $K_m/\nu$ と  $R_i$  の関係

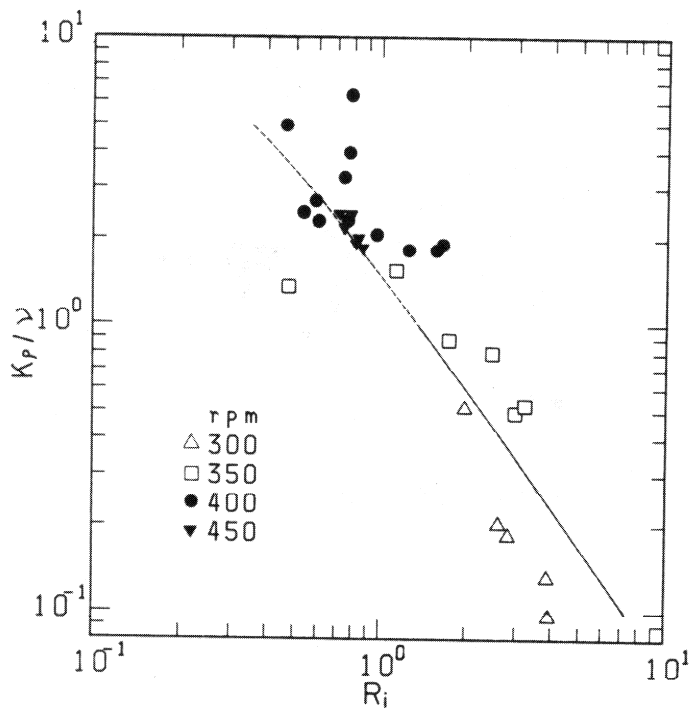


図-28  $K_p/\nu$ と  $R_i$  の関係

れ、 $\nu_e/\nu$  及び  $u_{*i}l_p/\nu$  の関係式、式(35)、(36)を用いると  $K_m/\nu$  が  $R_i$  の関数で表されることがわかっている。図-27はこうした関係を調べたもので、図には  $K_m/\nu$  の実験値が  $R_i$  に対してプロットされている。図に示した曲線のうち、実線及び破線は下層二層流の実験から得られた式(40)、つまり式(41)の関係である。なお、下層二層流の実験範囲が  $R_i > 1$  であるため、 $R_i$  が1より小さい部分は破線で示し、区別している。300rpm についてのデータが小さくなっていることやその他のデータもばらつきが大きいため、式(41)と実験値との適合性はそれほど良くないが、 $R_i$  の増加とともに  $K_m$  がゆるやかに減少する傾向はおおむね表されている。

ところで、 $K_m/\nu$  は

$$\frac{K_m}{\nu} = \frac{K_m}{K_{m0}} \cdot \frac{K_{m0}}{\nu} \quad (82)$$

のように  $K_m/K_{m0}$  の関係から求められるが、 $K_{m0}/\nu$  が  $u_{*s}h_1/\nu$  に比例する量であるため、吹送流の場合には、 $K_m/\nu$  は界面付近の局所的なスケール  $u_{*i}$ 、 $\nu$  等の特性量の他に  $u_{*s}$  や  $h_1$  などの外部スケールに影響を受けていることが考えられる。また400rpm の場合には  $u_{*s} = 0.531 \text{ cm/s}$ 、 $h_1 = 10.98 \text{ cm}$ 、 $\nu = 0.0127 \text{ cm}^2/\text{s}$  であるので  $K_{m0}/\nu = 18.3$  となる。これと Munk and Anderson の提案している式(24)の関係を用いて求めた  $K_m/\nu$  の曲線を図-27に一点鎖線で示した。Munk and Anderson の提案式から得られる曲線の  $R_i$  に対する変化は、値はやや大きめであるが式(41)の傾向とはほぼ一致している。

図-28は界面付近の渦動拡散係数  $K_p$  と  $\nu$  との比を  $R_i$  に対してプロットしたものである。 $K_p/\nu$  は

$$\frac{K_p}{\nu} = \frac{K_p}{K_m} \cdot \frac{K_m}{\nu} \quad (83)$$

で表される。 $K_m/\nu$  としては式(41)を用いて、 $K_p/K_m$  としては Munk and Anderson の提案している式(26)の関係を用いたものを図中に示している。図-27と同様、 $R_i < 1$  については破線で示してある。実験値のばらつきは大きい、図に示した曲線は  $K_p/\nu$  の  $R_i$  に対する変化の傾向をよく表している。このことから下層二層流の密度界面で得られた特性は吹送流の場合に適用しても、それほど大きな違いは生じないと考えられる。

#### 4.7 界面での渦動拡散係数と連行係数の関係についての考察

二層境界面での混合を議論する場合には、しばしば二層間の混合が界面の移動速度、つまり連行係数  $W_e$  で表される。これまで界面での渦動拡散係数  $K_p$  と  $W_e$  の関

係について、検討したものはいくつかあるが、それらのほとんどが次式で表されている。

$$-\left(\overline{\rho w}\right)_i = \left(K_p \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}\right)_i = \rho_r W_e \quad (84)$$

ここで  $\rho_i$  は密度の代表量である。玉井<sup>38)</sup>は  $\rho_r$  を界面での密度  $\rho_r$  で表し、芦田・江頭<sup>39)</sup>はこれを  $\Delta\rho/2$  で表している。また彼らはともに質量保存則と体積保存則(連続式)を連立させて、この関係を求めているが、得られた関係はこのようになりに異なっている。また大気の安定成層について、Tennekes and Driedonks<sup>40)</sup>は熱フラックスと連行速度の関係として、式(84)と同じ形の

$$-(\theta w)_i = \Delta\theta W_e \quad (85)$$

を提案している。ここで  $\theta$  は温度の変動成分、 $\Delta\theta$  は温度境界面の上下での温度差である。これとはほぼ同じ関係を淡塩二層密度流に対し、Hino and Hung<sup>41)</sup>も提案している。

式(84)にしたがうと連行係数  $E_* = W_e/u_{*i}$  は

$$E_* = \frac{K_p}{\rho_r u_{*i}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (86)$$

$$= \frac{K_p}{K_m} \cdot \frac{K_m}{\nu} \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho_r} \left(\frac{u_{*i} l_p}{\nu}\right)^{-1} \quad (87)$$

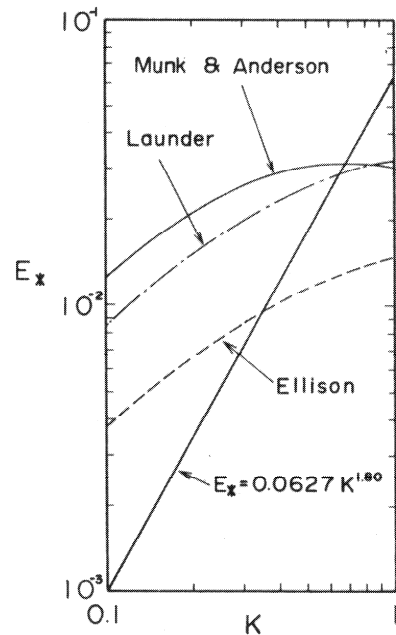


図-29 各モデルによる  $E_*$  と  $K$  の関係

で表される。そこで  $K_m/\nu$  は式(41),  $\rho_r = \Delta\rho$ ,  $u_{*i}/\rho/\nu$  は式(36)を用い,  $K_p/K_m$  の関係として Munk and Anderson, Ellison と Launder の関係を用いて計算した  $E_*$  と  $K$  の関係を図-29 に示す。同図には下層二層流の実験<sup>14)</sup> で得ている次の関係

$$E_* = 0.0627K^{1.80} \quad (K \geq 0.1) \quad (88)$$

を併示しているが, 明らかに式(87)と式(88)の傾向は異なっている。このことから, 界面での渦動拡散係数と連行係数の関係を式(84)で表すことは問題であろう。

## 5. あとがき

今回の実験は広い海域で二成層しているときに吹送流が生じた場合を想定して行われた。二成層場の乱流特性の把握のため, 乱れと密度の同時計測を行い, 吹送流の乱流特性とそれに及ぼす浮力効果についていくつかの興味ある知見が得られたが, それとともに今後検討すべき問題点も2, 3 明らかになった。そこで, 今回得られたおもな結果と今後の課題について述べ, 本報告のまとめとする。

主要な成果は以下のとおりである。

- 1) 水面近くの乱れに含まれる波動成分を乱れのエネルギースペクトルを用いて分離した。こうして得られた乱れ強度の波動成分は微小振幅波理論で得られるものと一致し, 水面から離れるにつれ, 指数関数で減少する。
- 2) 吹送流の乱れ強度の鉛直分布は水面近くでやや大きめの値を示すものの, Laufer 等の管路流の実験結果とほぼ一致する。
- 3) 乱れエネルギーの逸散率は水面からの距離にほぼ反比例して減少し, 界面近くでは浮力効果のため増加する。
- 4) 乱れエネルギーと乱れエネルギーの逸散率の鉛直分布から渦動粘性係数の鉛直分布が式(77)で表された。上層中央付近では実験値が式(77)より, 大きめの値を示すが, その鉛直分布の傾向は式(77)でよく表される。また界面近くでは渦動粘性係数の値が小さくなるが, この変化も界面近くでの局所リチャードソン数の変化から説明できる。
- 5) 渦動粘性係数と渦動拡散係数は安定度が増し, 局所リチャードソン数が増加すると急激に小さくなる。また  $K_m/K_{m0}$ ,  $K_p/K_m$  と局所リチャードソン数の関係はおおむね Munk and Anderson のモデルが適用できる。

また問題点は以下のとおりである。

- 1)  $z$  方向の平均流速分布等の整理から流れが3次元性の性質をいくらか持っていたことが推定された。この3次元性は吹送流自身の性質なのか, 実験装置の形状等の実験手法に起因するのかは今のところ不明である。これは

今後吹送流を調べる上で重要な問題であり, 幅水深比の大きな水路と同様な実験を行い, 吹送流の3次元性について検討する必要がある。

- 2) 界面の安定を保つため, 風速の小さい条件で行ったため, 高レイノルズ数の実験とはなっていない。実際の海域に適用できるためには, 幅広いレイノルズ数でより普遍的性質を調べる必要がある。

最後に本研究を行うにあたり, 松延嘉國研究員には実験装置の製作に協力して頂いた。また鷹濱 潤研究員には図面作成に協力して頂いた。ここに記して感謝致します。  
(1985年9月30日受付)

## 参考文献

- 1) Shemdin, O. H. : Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 1972, pp. 411-419.
- 2) Wu, J. : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, **68**, 1975, pp. 49-70.
- 3) Kato, H. : Calculation of the wave speed for a logarithmic drift current, 港湾技術研究所報告, 第13巻, 第4号, 1974年, pp. 3-32.
- 4) Rodi, W. : Turbulence models and their application in hydraulics, 2nd ed., *IAHR*, 1984, p.104.
- 5) Van Driest, E.R. : On turbulent flow near a wall, *J. Aero. Sci.*, **23**, 1956, p.1007.
- 6) Jones, W.P. and B. E. Launder : The prediction of laminarization with two-equation model of turbulence, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, 1972, p. 301.
- 7) 長野靖尚・菱田幹雄・浅野俊幸 : 壁面乱流の特性を考慮して改良した  $k-\epsilon$  モデル, 日本機械学会論文集 (B編), 第50巻, 457号, 1984年, pp. 2022-2031.
- 8) Munk, W. H. and E. R. Anderson : Note on a theory of the thermocline, *J. Marine Res.*, Vol. 7, 1948, pp. 276-295.
- 9) Ellison, T. H. : Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane, *J. Fluid Mech.*, **2**, 1957, pp. 456-466.
- 10) Ellison, T. H. and J. S. Turner : Mixing of dense fluid in a turbulent pipe flow Part 2, Dependence of transfer coefficients on local stability, *J. Fluid Mech.*, **8**, 1960, pp. 529-544.
- 11) Launder, B. E. : On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum, *J. Fluid Mech.*, **67**, 1975, pp. 569-581.
- 12) Webster, C. A. G. : An experimental study of turbulence in a density-stratified shear flow, *J. Fluid Mech.*, **19**, 1964, pp. 221-245.
- 13) 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎 : 熱的に成層化された流れの中の乱流拡散係数に及ぼす浮力効

- 果, 国立公害研究所報告, 第17号, 1980年, pp. 73-88.
- 14 中野 晋・鶴谷広一・一戸秀久: 淡塩二層密度界面における抵抗と混合特性, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第2号, 1985年, pp. 239-273.
- 15 Lofquist, K.: Flow and stress near an interface between stratified liquids, *The Physics of Fluids*, Vol. 3, No. 2, 1960, pp. 158-175.
- 16 加藤 始・中野 晋・池田高則: 下層2層流についての実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第21巻, 第1号, 1982年, pp. 31-56.
- 17 Lin, J. T. and M. Gad-el-Hak: Turbulent current measurements in a wind-wave tank, *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, No. C1, 1984, pp. 627-636.
- 18 富永晃宏・江崎一博: 長方形断面開水路流の三次元乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第357号, II-3, 1985年, pp. 81-88.
- 19 日野幹雄・灘岡和夫・須見徹太郎: 吹送流の組織的渦構造の可視化, 土木学会論文集, 第357号, II-3, 1985年, pp. 75-80.
- 20 鶴谷広一・寺川博也・加藤 始: 風の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, 1982年, pp. 173-177.
- 21 椿東一郎・小松利光: 成層密度噴流における乱れおよび密度変動のスペクトル特性, 土木学会論文報告集, 第268号, 1977年, pp. 63-74.
- 22 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, 第15巻, 第4号, 1976年, pp. 3-48.
- 23 Kato, H.: Calculation of the wave speed for a logarithmic drift current, 港湾技術研究所報告, 第13巻, 第4号, 1974年, pp. 3-32.
- 24 Benilov, A. YU. and M. M. Zaslavskiy: Determination of wave and turbulent components of random hydrodynamic fields in the marine atmospheric surface layer, *Izv. Atmos. Oceanic Physics*, Vol. 10, No. 6, 1974, pp. 628-635.
- 25 Mitsuyasu, H. and T. Kusaba: Wind waves and wind-generated turbulence in the water, *The Ocean Surface (Proc. Symp. Wave Breaking, Turbulent Mixing and Radio Probing of the Ocean Surface)*, 1985, pp. 389-394.
- 26 たとえば, 日野幹雄: 流体力学, 朝倉書店, 1974年, p. 275.
- 27 Laufer, J.: The structure of turbulence in fully developed pipe flow, *NACA*, No. 1174, 1954, pp. 1-18.
- 28 Bremhorst, K. and T. B. Walker: Spectral measurements of turbulent momentum transfer in fully developed pipe flow., *J. Fluid Mech.*, 61, part 1, 1973, pp. 173-186.
- 29 柘津家久: 開水路流に乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977年, p. 118.
- 30 椿東一郎・小松利光・八尋明彦: 成層せん断乱流における乱流構造, 第26回水理講演会論文集, 1982年, pp. 535-542.
- 31 椿東一郎・小松利光・柴田敏彦・松本泰司: 高 Reynolds 数の流れにおける乱れエネルギーのスペクトル特性, 第29回水理講演会論文集, 1985年, pp. 803-808.
- 32 Lawn, C. J.: The determination of the rate of dissipation in turbulent pipe flow, *J. Fluid Mech.*, 12, 1962, pp. 241-268.
- 33 Terray, E. A. and L. F. Bliven: The vertical structure of turbulence beneath gently breaking wind waves, *The Ocean Waves (Proc. Symp. Wave Breaking, Turbulent and Mixing and Radio Probing of the Ocean Surface)*, 1985, pp. 395-400.
- 34 Jobson, H. E. and W. W. Sayre: Vertical transfer in open channel flow, *ASCE*, Vol. 96, HY 3, 1970, pp. 703-724.
- 35 Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda: Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sciences*, Vol. 35, 1978, pp. 1012-1021.
- 36 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎: 安定成層流の乱流構造, 国立公害研究所報告, 第17号, 1980年, pp. 13-48.
- 37 Merrit, G. and G. Rudinger: Thermal and momentum diffusivity measurements in a turbulent stratified flow, *AIAA Journal*, Vol. 11, 1973, pp. 1465-1470.
- 38 玉井信行: 密度流の流動と界面現象, 東京大学工学部土木工学科論文集録, 第21巻, 1984年, pp. 205-220.
- 39 芦田和男・江頭進治: 密度躍層のある場における濁水の挙動に関する研究(1) - 躍層における拡散係数を中心として -, 京大防災研究所年報, 第18号B, 1975年, pp. 495-512.
- 40 Tennekes, H. and A. G. M. Driedonks: Basic entrainment equations for the atmospheric boundary layer, *SECOND INT. SYMP. STRATIFIED FLOWS*, 1980, pp. 205-238.
- 41 Hino, M. and N. S. Hung: Velocity distribution, interfacial friction and entrainment in two-layered stratified flows, *J. Hydro. Hydraul. Eng.*, Vol. 1, No. 1, 1983, pp. 9-36.

#### 主要記号表

A	: 式(18)の中の定数
$A_{s/3}$	: 式(68)の中のスペクトル定数
$A_{w/3}$	: 式(69)の中のスペクトル定数
a	: 微小振幅波の半振幅
B	: 式(28)の中の無次元浮力パラメータ
b	: 式(60)の中の係数
$C_{uw}$	: 乱れのコスペクトル
c	: 波速

$c_{\mu}$	: 式(20)の中の普遍定数 (= 0.09)	$v$	: $y$ 方向の流速の変動成分
$E^*$	: 連行係数 (= $W_e/u_{*i}$ )	$W$	: $z$ 方向の平均流速
$F_{uu}$	: 水平成分の乱れの波数スペクトル	$W_o$	: 水面での $z$ 方向の平均流速
$f$	: 周波数	$W_e$	: 連行速度
$f_N$	: Nyquist 周波数	$w$	: $z$ 方向の流速の変動成分
$f_U$	: 波動成分の上限周波数	$w'$	: $z$ 方向の流速変動の乱流成分
$f_L$	: 波動成分の下限周波数	$\tilde{w}$	: $z$ 方向の流速変動の波動成分
$f_p$	: 風波のピーク周波数	$x$	: 水平な風下側方向の座標
$g$	: 重力加速度	$y$	: $x-z$ 平面に直交する座標
$H$	: 全水深	$z$	: 水面から鉛直上向きにとった座標
$h_1$	: 上層水深	$z_i$	: 界面から鉛直上向きにとった座標
$K$	: クーリガンパラメータ (= $\rho_1 u_{*i}^3 / \Delta\rho g \nu$ )	$z'$	: 底面からの距離
$K_m$	: 渦動粘性係数	$z_{oo}$	: 風に対する水面の粗度高さ
$K_{mo}$	: 中立状態の渦動粘性係数	$z_{ob}$	: 底面の粗度高さ
$K_\rho$	: 渦動拡散係数	$z_{os}$	: 吹送流に対する水面の粗度高さ
$K_{\rho o}$	: 中立状態の渦動拡散係数	$z^+$	: 無次元高さ (= $u_{*o} z'/\nu$ または $-u_{*s} z/\nu$ )
$k$	: 波数	$\Delta\theta$	: 温度成層の場合の成層間の温度差
$L$	: 波長	$\Delta\rho$	: 上層と下層の密度差
$l_m$	: 混合距離	$\delta$	: 界面付近の流速が直線分布から離れる位置
$l_\rho$	: 密度勾配の特性長	$\delta_b$	: 境界層厚
$p$	: 圧力	$\delta_s$	: = $u_{*i} \delta / \nu_e$
$p_o$	: 風洞内の圧力	$\eta_1$	: 水面の変位量
$Q_{uw}$	: 乱れのクオドラチャスペクトル	$\theta$	: 温度の変動成分
$\overline{q'^2}$	: 乱れエネルギー (= $1.5 \overline{u'^2} + \overline{w'^2}$ )	$\kappa$	: カルマン定数 ( $\approx 0.4$ )
$R_f$	: フラックスリチャードソン数	$\lambda$	: 式(17)の中の定数 ( $\approx 0.09$ )
$R_{fc}$	: 限界フラックスリチャードソン数	$\nu$	: 水の動粘性係数
$R_i$	: 局所リチャードソン数	$\nu_a$	: 空気動粘性係数
$t$	: 時間	$\nu_e$	: 有効動粘性係数
$U$	: $x$ 方向の平均流速	$\bar{\rho}$	: 平均密度
$\bar{U}$	: 上層での $x$ 方向の断面平均流速	$\rho'$	: 密度の変動成分
$U_o$	: 高さ $z$ での流速	$\rho_a$	: 空気密度
$U_i$	: 二層界面での流速	$\rho_i$	: 界面での密度 (= $(\rho_1 + \rho_2)/2$ )
$U_r$	: 式(60)の中の係数	$\rho_1$	: 上層の平均密度
$U_o$	: 表面流速	$\rho_2$	: 下層の平均密度
$U_\infty$	: 自由流流速	$\sigma$	: 角周波数
$u$	: $x$ 方向の流速の変動成分	$\tau$	: せん断応力
$u'$	: $x$ 方向の流速変動の乱流成分	$\tau_o$	: 水面に作用する風のせん断応力
$\tilde{u}$	: $x$ 方向の流速変動の波動成分	$\tau_i$	: 界面せん断応力
$u_{*o}$	: 風の水面摩擦速度	$\tau_s$	: 水面せん断応力
$u_{*b}$	: 底面の摩擦速度	$\phi$	: 式(28)中の定数 ( $\approx 0.2$ )
$u_{*i}$	: 界面の摩擦速度	$\phi_T$	: 式(28)中の定数 ( $\approx 1/3.2$ )
$u_{*s}$	: 水の水面摩擦速度		
$u_{*s1}$	: 対数則から求められる水の水面摩擦速度		
$u_{*s2}$	: 式(14)から求められる水の水面摩擦速度		
$V$	: $y$ 方向の平均流速		

港湾技研資料 No.541

1985・12

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所  
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 株式会社 つばさ印刷技研

Published by the Port and Harbour Research Institute  
Nagase, Yokosuka, Japan.