第31回水理講演会論文集　1987年2月

流れ方向に密度勾配をもつ成層セン断流の実験
Experiment on Stratified Shearing Flow with Longitudinal Density Gradient

長崎大学工学部　正員　古本勝弘
長崎大学工学部　正員　薦田広章
長崎大学工学部　　　　一ノ瀬和雄
長崎大学工学部　正員　椿　東一郎

1.まえがき

湾や河口部のように塩水の浸入する流れにおいては、一般に流れ方向の密度勾配に起因する重力循環流が形成され、この循環流と鉛直混合との釣合いのもとに鉛直方向に連続的な密度分布をもつ成層流が形成される。このような流れのセン断応力は水面勾配と流れ方向の密度勾配に規定され、その乱流構造は鉛直密度勾配による浮力効果に大きく影響される。そのため、流況はきわめて複雑で未解明の点が多いが、若干の理論的な研究がなされている。 Hansen-Rattary[1] は感潮水路の恒流について、渦動粘性係数を一定と仮定して流速・塩分の鉛直分布を求めた。成層流の乱れを取り入れた解析としては、粟谷・古本[2]、藤崎ら[3]および古本[4]などの研究があるが、いずれも等セン断応力場である地表附近の安定な大気乱流の知見を、鉛直方向にセン断応力の変化する流れに適用したもので、その妥当性についての十分な検討が必要である。一方、成層密度流の乱れ特性については、ほぼ等セン断力場の成層乱流に関する実験結果が、かなりの程度まで集積され、理論的には Launder[5] および Gibson-Launder[6] は、k～εモデルを適用して、渦動粘性・拡散係数などの表示式を与えている。然し、この理論も肝心なk、εを外部パラメータの関数として表わすには、なお多くの問題を残している。

流れ方向の密度勾配をもつ成層セン断流においては、その流れの乱れ特性を実験的に明らかにすることが必要であるが、まず当面する問題は、通常の固定床水路でこの種の乱流場を作り出すことが難しいことである。そこで、著者らは桟粗度をつけたベルトコンベアー型水路の上流端および下流底面附近にそれぞれ淡・塩水を供給して、流れ方向に密度勾配をもつ成層乱流場を作り、流速2方向および密度の同一点・同時測定を行った。本文は、これらの実験結果を示すとともに、乱れエネルギーの方程式と Gibson-Launder によって提案された渦動粘性・拡散係数の表示式を用い、流速・密度変動に関する各種特性量について検討を加えたものである。

2.基礎式と乱流特性量の算定法

水平に設置されたベルトコンベアー型水路において、底面にそって淡水の流れ方向にx軸、鉛直上方にy軸をとる(図-1)。ベルトの移動速度を V_b 、時間平均の流速を $u(y)$ 、乱れ速度を (u', v', w') としさらにuを鉛直線上の平均流速 $\langle u \rangle$ と、それからの偏差 $\hat{u}(y)$ にわけ

$$u = \langle u \rangle + \hat{u} + u' \qquad (1)$$

とする。淡水の流量、流速を Q_f、U_f とすると、断面平均流速は $\langle u \rangle = U_f$ である。なお固定床水路では $\langle u \rangle = V_b + U_f$ である。

対象とする流れ場は、流れ方向に一定の密度勾配をもつ2次元流で、平均流速 $\langle u \rangle$ で動く移動座標系

$$x_1 = x - \langle u \rangle t$$

に対しては、密度ρは定常で淡水の密度を ρ_f として、

$$\rho = \rho_f + \langle \rho \rangle (1 + \nu \cdot x_1 / h + \hat{\theta}) + \rho' \qquad (2)$$

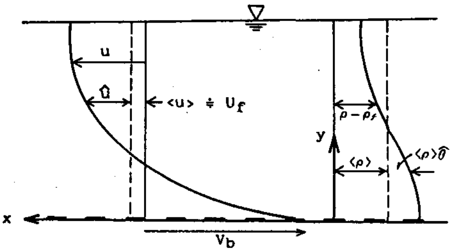


図-1　流れの模式図

とおく。ここに、ν は流れ方向の無次元密度勾配、ρ' は乱れによる密度変動、h は水深である。

この流れにおけるReynolds応力の分布、および <u> の速度で動く座標系における密度の拡散方程式は次式となる[5]。

$$-\overline{u'v'} = \frac{\tau}{\rho_f} = K_M\frac{d\hat{u}}{dy} = ghI_w(1-\eta) - \frac{\langle\rho\rangle}{\rho_f}\nu gh\frac{1}{2}(1-\eta)^2 \tag{3}$$

$$\hat{u}\frac{\nu}{h} = \frac{\partial}{\partial y}\left(K_\rho\frac{\partial\rho}{\partial y}\right) \tag{4}$$

ここに、K_M、K_ρ は渦動粘性係数、密度の渦動拡散係数、I_wは水面勾配、$\eta = y/h$である。

摩擦速度　$u_* = \sqrt{g\,h\,I_w}$ および次の無次元量

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{\langle\rho\rangle}{\rho_f}\frac{\nu}{I_w} = \frac{I_\rho}{I_w} \qquad \tilde{K}_\rho = \frac{K_\rho}{hu_*}\ ,\ \tilde{K}_M = \frac{K_M}{hu_*}\ ,\ \tilde{\hat{u}} = \frac{\hat{u}}{u_*} \tag{5}$$

を用いて、式(3)、(4)は無次元形でそれぞれ次式となる。

$$-\frac{\overline{u'v'}}{u_*^2} = \tilde{K}_M\frac{d\tilde{\hat{u}}}{d\eta} = (1-\eta) - \sigma(1-\eta)^2 \tag{6}$$

$$\frac{\overline{\rho'v'}}{\rho_f u_*}/I_w = 2\sigma\int_\eta^1\tilde{\hat{u}}d\eta\ ,\quad \int_0^\eta\tilde{\hat{u}}d\eta = \tilde{K}_\rho\frac{d(\hat{\theta}/\nu)}{d\eta} \tag{7}$$

上式の σ は、底面における密度勾配による応力と水面勾配による応力の比で、流れを規定する重要なパラメータである。なお、$\sigma \geqq 1$ では流れの内部に du/dy=0 の点が発生しその位置 η_c は σ の増加とともに底面から上方に移行することが判る。

上式における K_M、K_ρ は乱れの特性に依存するが、乱れを規定する基礎式の一つは、乱れエネルギー $k = (\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})/2$ に関する方程式

$$-\overline{u'v'}\frac{d\hat{u}}{dy} - \frac{g}{\rho_f}\overline{\rho'v'} - \frac{d}{dy}(\overline{v'k'}) - \varepsilon = 0 \tag{8}$$

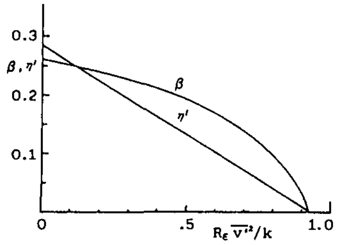
である。Launder[7] は均一流体のセン断乱流に対して、上式とエネルギー散逸率 ε を規定する式とを連立させて、平均流と k、εを閉じさせる $k\sim\varepsilon$モデルを提示した。このモデルを成層乱流に拡張する試み[8]もなされているが、ε-方程式の物理的意義は必しも明確でない。　また、小松ら[9]は、$k\sim\varepsilon$モデルが風洞格子や振動格子によって発生する基本的な乱れの特性を説明し得ないことを示した。本文では ε－方程式の代りに、Prandtlの混合距離 ℓ_P に比例する長さ ℓ を導入して、$K_M = \ell k^{1/2}$, $K_\rho = \gamma\ell k^{1/2}$ とおく。一方、K_M 、K_ρ については合理的と考えられる Gibson-Launderの表示式

$$K_M = \beta\frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\overline{v'^2}}{k}(=\ell k^{1/2})\ ,\quad K_\rho = \eta'\frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\overline{v'^2}}{k}(=\gamma\ell k^{1/2}) \tag{9}$$

が成り立ち、式中の β、η' を計算すると図-2のようになる。

従って、乱れエネルギーの式(8)においてその拡散を $\overline{v'k'} = -C_s(k/\varepsilon)\overline{v'^2}(\partial k/\partial y)$, ($C_s \fallingdotseq 0.25$)[7] とおき、$\varepsilon = (\beta k^{3/2}/\ell)(\overline{v'^2}/k)$ を用いて、式(8)の ε を ℓ で書き直すと $\tilde{\ell} = \ell/h$、$\tilde{k} = k/u_*^2$ として、無次元形で次式となる。

$$[(1-\eta)-\sigma(1-\eta)^2]^2 + 2\sigma\tilde{k}^{1/2}\tilde{\ell}\int_0^\eta\tilde{\hat{u}}d\eta + k^{1/2}\tilde{\ell}\frac{d}{d\eta}\left(\frac{C_s}{\beta}\tilde{\ell}\tilde{k}^{1/2}\frac{dk}{d\eta}\right) = \beta\frac{\overline{v'^2}}{k}\tilde{k}^2 \tag{10}$$



図－2　β、η' と Rε との関係

簡単のため、$\alpha = (\beta\overline{v'^2}/k)^{-1}$ とおく。均一流体の場合には水表面の近傍を除いて拡散項は無視できるから、$\sigma = 0$ のときのαを α_0 とおいて、k の第1近似解は

$$\tilde{k}_0 = \sqrt{\alpha_0}(1-\eta) \tag{11}$$

となる。また、この場合の Prandtlの混合距離を ℓ_{P0} とすると、底面から $\eta=0.3$ の範囲で、次式

$$\tilde{\ell}_0\,\tilde{k}_0^{1/2}=\tilde{\ell}_{P0}\left(\tilde{\ell}_{P0}\frac{\partial\hat{u}}{\partial\eta}\right)\doteqdot\tilde{\ell}_{P0}\sqrt{1-\eta}\quad,\quad\tilde{\ell}_{P0}=\frac{\ell_{P0}}{h}$$

が成立するから、$\ell\doteqdot\ell_{P0}/(\alpha_0)^{1/4}$ となり、流速分布は対数則を用いて、$\hat{u}/u_*=(1/\kappa)(\ell n\eta+1)$ となる。

上の$\tilde{k}_0$、$\tilde{\ell}_{P0}$ を式(10)の左辺第２、第３項に代入して、σが小さい場合の乱れエネルギーの近似解は

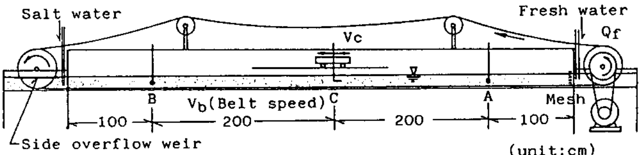
$$[(1-\eta)-\sigma(1-\eta)^2]^2+2\sigma\tilde{\ell}_{P0}\sqrt{1-\eta}\,\frac{1}{\kappa}\eta\,\ell n\eta-\frac{Cs\sqrt{\alpha_0}}{2\beta}\tilde{\ell}_{P0}\left[2(1-\eta)\frac{d\tilde{\ell}_{P0}}{d\eta}-\tilde{\ell}_{P0}\right]=\beta\frac{\overline{v'^2}}{k}\tilde{k}^2\qquad(12)$$

で与えられ、均一流体の ℓ_{P0} を用いて、$\tilde{k}^{1/2}=k^{1/2}/u_*$ の鉛直分布が σ をパラメータとして求められる。次に、式(６)、(７)と $\tilde{\hat{u}}=\hat{u}/u_*$、$\hat{\theta}/\nu$ の実験値を用いて $\tilde{K}_M$、$\tilde{K}_\rho$を求め、さらに実験による $\tilde{k}^{1/2}$、または、$\tilde{k}^{1/2}$ の近似解(式(12))を用いて、$\tilde{\ell}$ が求まる。さらに、ε の無次元形 $\tilde{\varepsilon}=\varepsilon h/u_*^3=(\beta\overline{v'^2}/k)\tilde{k}^2/(\tilde{\ell}\,\tilde{k}^{1/2})$ の近似値は、分子に式(12)の右辺を用いて、σ をパラメータとする η の関数として求めることができる。

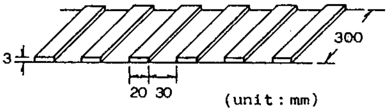
一方、成層密度流の乱れを規定する無次元量として、古くから式(８)の浮力項と乱れ生成項の比である flux-Richardson 数 R_f が広く用いられてきた。しかし、セン断応力の零となる水表面や、$\sigma\geqq1$ の流れでは、内部のη_c 附近で $R_f\to\infty$ となり、R_f は物理的意味を失うため、椿・小松ら[10] が示した $R_\varepsilon=g\overline{\rho' v'}/(\rho_f\,\varepsilon)=-2\sigma\int_0^\eta\tilde{\hat{u}}\,d\eta/\tilde{\varepsilon}$ を用いる方が都合が良い。R_ε（又はR_f）は σ をパラメータとして η の関数となるから結局、$\tilde{\ell}$、$\tilde{\varepsilon}$ などの乱れ特性量と R_ε（又はR_f）とを関連づけることができる。

３.実験の装置と方法

実験は有効長さ６m、幅３０cm、高さ６０cm の両面アクリルのベルトコンベアー型水路で行った(図-３)。底面は水平で、その上を走るエンドレスベルトには図-４に示されている桟粗度を取付けている。流れ方向に密度勾配をもつ定常な成層乱流を作るために、上流側のヘッドタンクから適当な流量 Q_f の淡水を供給しベルトを速度 V_b で上流側に動かし乍ら、下流の底面附近に塩水を供給する。なお、供給した水量は塩水放出位置の下流に設置した横越流せきから排水して、水深 h を一定（$h=11.6$cm）に保っている。水面勾配 I_w の測定には、図-３のA､B２点における水位を1/20mmの読み取り精度で測定した。この流れは底面附近ではベルト方向に、上層では逆に淡水の方向に流れ順・逆流の流量はほぼ等しいため、側壁の摩擦抵抗が底面応力に及ぼす影響は無視できる。従って、水面勾配による摩擦速度は $u_*=\sqrt{g\,h\,I_w}$ である。また、流れ測定の前後で、図-３のA、B およびその中央C点における鉛直密度分布を測定し、各点の平均密度を求めた。この実験では流れ方向の密度分布は指数形となるが、本実験ではほぼ直線的とみなすことができ、無次元密度勾配 ν および $\sigma=I_\rho/I_w$ の値が算出された。



図－３　実験装置



図－４　桟粗度

平均流速や乱れの測定には、X型 hot wire 流速計を使用し塩分濃度の測定には、４電極電導度式プローブを作製して用いた。ほぼ同一点における流速２成分（$u+u'$, v ）と密度の同時測定を行うため、両者を中心間隔２mmで連結している。本実験における流れは、$\eta_*\doteqdot0.4$ を境にして順・逆流の流速分布をもつので､各々の η における流れの方向に計測用台車を $V_c=8.3$cm/s の速度で、中央C点を中心とする１m 区

間を移動させた。得られた流速、密度のデータはフロッピーディスクに収録し、サンプリング間隔 $\Delta t=0.02$s、データ個数 N= 520 で統計処理を行った。この実験における最大の乱れのスケールを $2h \fallingdotseq 22$cm とすると、測定区間 1m は短すぎる。そのため、流速、密度の平均値および乱れ変動の特性量は一つの η について3回測定して平均を用い、さらに同じ σ の実験を二度繰りかえして平均した。なお、流れ方向に密度勾配が存在するため、濃度計を走らせた本実験では、N= 520 個の時系列から最小2乗法で平均濃度のトレンドを1次式で表わして密度変動 ρ' を算出した。以上の実験の要目を表-1に示す。表中 D_L は分散係数で、次式より求めた。

表－1　実験の要目

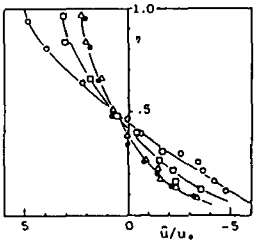
	V_b cm/s	U_f cm/s	h cm	I_w x10^{-4}	u_* cm/s	$d\rho/dx$ x10^{-6}	$\langle\rho\rangle/\rho_f$	ν	σ	D_L/hu_*
○	18.9	2.77	11.8	2.33	1.64	6.95	.00226	.0392	.175	45.1
□	21.9	1.39	11.4	3.05	1.82	4.78	.00118	.0448	.089	17.4
△	29.8	0.36	11.1	5.41	2.41	2.43	.00170	.0307	.048	4.8
●	19.2 ~ 30.5	0.34 ~ 2.50	11.1 ~ 11.8	2.40 ~ 6.00	1.40 ~ 2.47	0	0	0	0	

$$D_L/hu_*=-\int_0^1 \tilde{u}(\hat{\theta}/\nu)\,d\eta$$

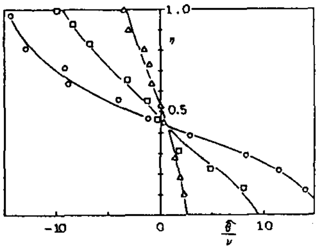
4.実験の結果と考察

(1) 平均流および変動特性量の鉛直分布

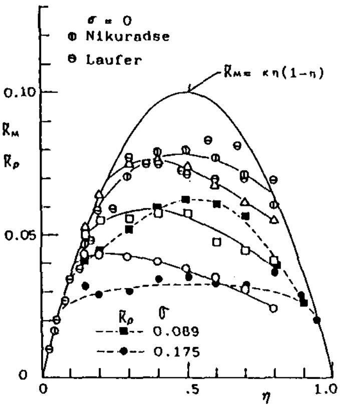
前章の考察から、流れ方向の密度分布を持つセン断乱流においては、偏差流速 $\tilde{u}=\hat{u}/u_*$、偏差密度 $\hat{\theta}/\nu$ および乱れ特性量はただ一つの無次元量 $\sigma=l_\rho/I_w$ をパラメータとして η の関数となる。実際、図-5、6に示すように、$\tilde{u}$、$\hat{\theta}/\nu$ の勾配は、σ の増加とともに系統的に大きくなる。無次元の渦動粘性係数 $\tilde{K}_M=K_M/u_*h$、$\tilde{K}_\rho=K_\rho/u_*h$ を求めるために、σ ごとに $\tilde{u}$、$\hat{\theta}/\nu$ の実験曲線をひき、式(6)、(7)から $\tilde{K}_M$、$\tilde{K}_\rho$ を逆算した結果を図-7にまとめて示した。図中 $\sigma=0$ については、円管流や平行板間の流れにおける Nikuradse 及び Laufer の実験値、並びに常用されている式 $\tilde{K}_M=\kappa\eta(1-\eta)$,（$\kappa=0.4$）も記入している。本実験における $\tilde{K}_M$ の値は底面近傍では σ に無関係に均一流体の $\tilde{K}_{M0}$ にほぼ一致するが、η の増加とともに $\tilde{K}_M$ の値は $\tilde{K}_{M0}$ の曲線からはずれてゆき、$\eta=0.3\sim0.4$ で最大値をとった後、緩やかに減少する。この領域における $\tilde{K}_M$ の値は σ の増加とともに減少し、浮力のため乱流構造が大きく変化していることが判る。一方、$\tilde{K}_\rho$ の実験も同図にプロットしているが、σ については $\tilde{K}_M$ とほぼ同様な関係にある。



図－5　偏差流速の鉛直分布



図－6　偏差密度の分布



図－7　K_M、K_ρの分布

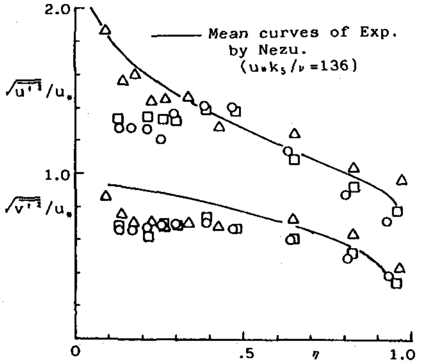
図-8は、測定された u、v 変動の強度$\sqrt{\overline{u'^2}}/u_*$、$\sqrt{\overline{v'^2}}/u_*$ の鉛直分布をプロットしたものである。図中の実線は禰津[11]が測定した開水路流の実験結果（ガラスビーズの粗度で粗さの Reynolds数 $u_*k_s/\nu=136$）の平均曲線で、粗度の影響は $\eta\leqq0.3$ の範囲にあらわれ、u_*k_s/ν の値の増加とともに、とくに u 変動の強度が減少することを指摘している。本実験における桟粗度の相当粗度は $k_s=0.95$cm、u_*k_s/ν の値はほぼ同程度（143～210）である。$\sigma=0$ の場合には $\eta\geqq0.5$ では禰津の実験値にほぼ一致するが、$\eta\leqq0.5$ における変動強度は u、v とも若干小さい。桟粗度上の流れでは、粒子粗度にくらべて粗度による後流が発達するため、底層附近の乱れ強度は抑制されるとともに一様化する傾向をも

つように思われる。また、本実験ではσの増加とともに、底面附近（$\eta \leq 0.3$）の変動強度は若干減少するが、流れの中央部、上層部の強度は σ には無関係である。次に、式(12)から乱れエネルギーの強度 $\tilde{k}^{1/2}=k^{1/2}/u_*$ を計算し、実験結果と比較しよう。まず、w 変動を測定していないため、$\sigma=0$ の場合の標準的な値 $\sqrt{\overline{w'^2}}/\sqrt{\overline{u'^2}}=0.81$、$\sqrt{\overline{w'^2}}/\sqrt{\overline{v'^2}}=1.61$ の平均を用い、$\sqrt{\overline{w'^2}}=(0.81\sqrt{\overline{u'^2}}+1.61\sqrt{\overline{v'^2}})/2$ として k を求め、$\tilde{k}^{1/2}$ の実験値を η に対してプロットしたものが図-9である。式(12)の係数の標準的な値として、$\sigma=0$ の場合の wall turbulence では $k^{1/2}/u_*=1.98$、$\beta=0.263$、$\sqrt{\overline{v'^2}}/k=0.26$ が与えられている[6]。また、Prandtl の $\tilde{\ell}_{P0}$ として、Nikuradse の実験から逆算されるものによく適合する式形として

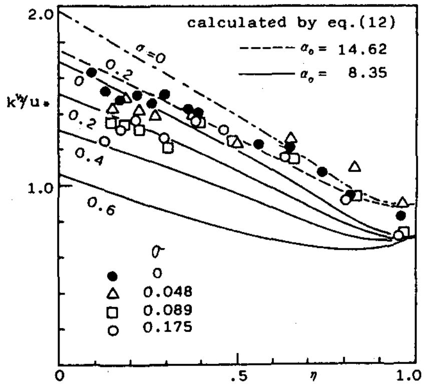
$$\tilde{\ell}_{P0}=(\kappa/a)\cdot(1-e^{-a\eta}),\qquad a=2.5$$

を用いる。さらに、上述の数値から、$\sqrt{\alpha_0}=3.83$ として式(12)から $\tilde{k}^{1/2}$ を計算した結果を図-9に点線で示した。$\eta \geq 0.5$ の実験値は計算結果とほぼ一致しているが、$\eta \leq 0.5$ では若干小さめであることは前述のようである。そこで、底層に重点をおき、$\sqrt{\alpha_0}=2.89$ を用いて、σ をかえて計算した結果を実線で示している。

σ の値が $0 \leq \sigma < 0.18$ である本実験では、σ の増加とともに壁面近傍の乱れ強度は若干減少する程度であるが、さらにσの値が大きくなると、底層におけるセン断応力の減少に加えて、中層における浮力項の効果も現われ、乱れ強度の減少は表層近傍を除いて顕著になる。

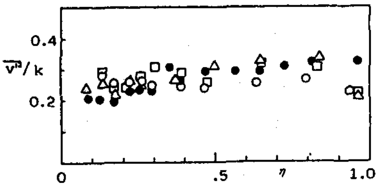


図－8 u,v 変動の強度分布



図－9　乱れ強度の分布

図-10は k～ε モデルにおいて重要な $\overline{v'^2}/k$ の分布を示したもので、その値は底面附近で若干小さいが η 及び σ にほぼ無関係に 0.26～0.30 である。



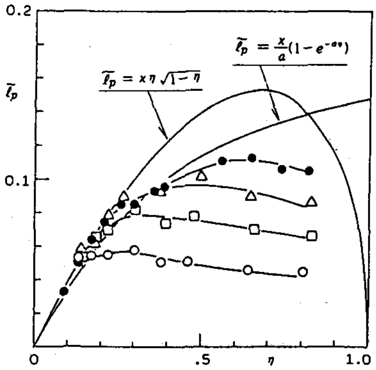
図－10　$\overline{v'^2}/k$ の分布

$\tilde{K}_M$ の特性長 $\tilde{\ell}$ 及び Prandtl 的な混合距離 $\tilde{\ell}_P$ は

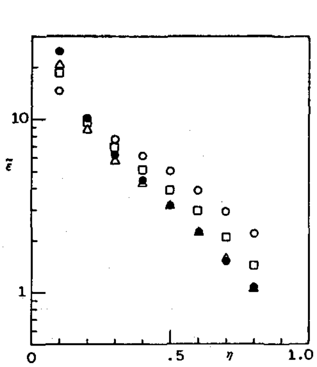
$$\tilde{\ell}=\tilde{K}_M/\tilde{k}^{1/2},\qquad \tilde{\ell}_P=\tilde{K}_M/(\tilde{k}^{1/2}/\alpha^{1/4})$$

で与えられる。$\tilde{\ell}_P$ の式の分母は式(12)の左辺の(1/4)乗である。図-11に以上により逆算した $\tilde{\ell}_P$ の分布を示した。$\tilde{\ell}_P$ に及ぼすσの影響は $\tilde{K}_M$ へのそれとほぼ同様である。

k～εモデルにおいて重要なεを求める。$\tilde{\varepsilon}=(\beta\,\overline{v'^2}/k)\cdot(\tilde{k}^2/\tilde{K}_M)$ において、分子である式(12)の左辺と、分母の $\tilde{K}_M$ として図-7を用いて，$\tilde{\varepsilon}$ を計算した結果を片対数紙上に示したものが図-12である。σ の小さい本実験では、底面近傍の $\tilde{K}_M$ はほぼ σ に無関係で、$\tilde{k}$ は σ の増加とともに減少する。その結果、



図－11　Prandtl的な混合距離 $\tilde{\ell}_P$ の分布



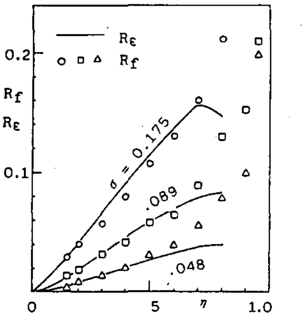
図－12　$\tilde{\varepsilon}=\varepsilon h/u_*^3$ の分布

σ が大きい程 $\tilde{\varepsilon}$ は小さい。$\eta \geqq 0.2$ の領域では、$\tilde{k}$ はほぼ σ に無関係であるのに対して、$\tilde{K}_M$ は σ が大きくなると減少する。その結果、σ が大きい程 $\tilde{\varepsilon}$ は大きい。$\tilde{\varepsilon}$ の変化はかなり複雑である。

(2)　R_ε 又は R_f と変動特性量との関係

$$R_\varepsilon = -2\sigma\int_0^\eta \tilde{u}\,dn/\tilde{\varepsilon} \qquad \text{及び} \qquad R_f = -2\sigma\int_0^\eta \tilde{u}\,dn/\left\{[(1-n)-\sigma(1-n)^2]\frac{du}{dn}\right\}$$

の分布を図-13に示す。σ の小さい場合、水面近傍を除いて $R_\varepsilon \fallingdotseq R_f$ であるが、R_ε を用いると水面近傍において $R_f \to 0$ となる難点は解消されている。

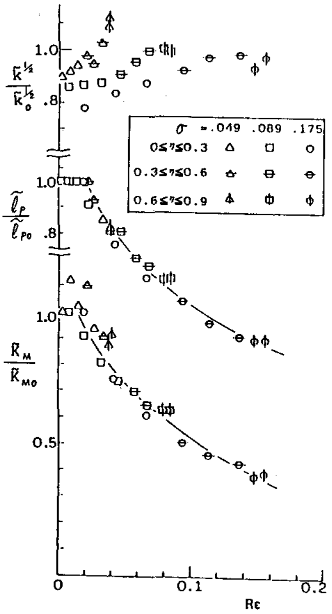


図－13　R_f、R_ε の分布

乱れ特性量と R_ε との関係を調べる。$\sigma=0$ の量に添字$_0$をつけると、まず、乱れ強度の比 $\tilde{k}^{1/2}/\tilde{k}_0^{1/2}$ の値は、本実験では式(12)の右辺第一項のセン断応力項に規定されて

$$\tilde{k}^{1/2}/\tilde{k}_0^{1/2} \fallingdotseq \sqrt{1-\sigma(1-\eta)}$$

となり直接的には R_ε には関係しない。一方、$\tilde{\ell}_P/\tilde{\ell}_{P0}$ および $\tilde{K}_M/\tilde{K}_{M0}$ の値は、図から明らかなように、η にはほぼ無関係に R_ε に強く規定され、$R_\varepsilon=0.02$ を越えると R_ε の増加とともに急激に減少する。結局、乱れ特性量に及ぼす浮力の効果は、乱れ強度よりもエネルギー逸散率、混合距離、及び渦動粘性係数において著しいことが判る。



図－14　乱れ特性量と R_ε の関係

5.結語

ベルトコンベアー型水路に適当な淡・塩水を供給して、流れ方向に密度勾配をもつ成層乱流場を作り、流速・密度のほぼ同一点・同時測定を行った。浮力による乱流構造の変化を調べるため、k～εモデルにおける ε の代りに、渦動粘性係数を規定する特性長 ℓ を用い、セン断応力の式及び、乱れエネルギーの式に基づいて実験結果を検討した。各種無次元変動量の鉛直分布は壁面における密度勾配による応力と水面勾配による応力との比である σ をパラメータとして求められ、さらに、浮力項と逸散項との比 $R\varepsilon$ の関数として表示されている。なお、今後、σ の大きい流れについて検討したいと考えている。

参考文献

1) Hansen,D.V. and Rattary,M.Jr.: J. Marine Res.,vol.23,pp.104-122,1965.
2) 粟谷陽一・古本 : 長崎大学工学部報告、4巻、pp.73-80,1973.
3) 藤崎一祐・古本・大浦・粟谷 : 第29回水理講演会論文集、pp.443-448,1985.
4) Furumoto,K. : 5th Congress A.P.R.D. of IAHR,proc., vol.3,pp.269-286,1986.
5) Launder,B.E. : J. Fluid Mech.,Vol.67,pp.569-581, 1975.
6) Gibson,M.M. and Launder,B.E. : J. Fluid Mech.,vol.86,pp.491-511,1978.
7) Hanjalic,K. and Launder,B.E. : J. Fiuid Mech.,vol.52,pp.609-638,1972.
8) 福嶋祐介 : 第30回水理講演会論文集、pp.631-636,1986.
9) 小松利光・松永・仲敷・細山田 : 第30回水理講演会論文集、pp.529-534,1986.
10) 椿東一郎・小松・八尋 : 第26回水理講演会論文集、pp.31-38,1982.
11) 禰津家久 : 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.