

長岡技術科学大学大学院 学生員 ○福永 和久
 長岡技術科学大学建設系 正 員 福嶋 祐介
 長岡技術科学大学建設系 正 員 早川 興生

1. はじめに； 壁面密度噴流（傾斜ブリーム）については、多くの研究が行われているが、界面の混合と固定境界の両方の影響を受けるため、流速分布、密度分布等は十分に明らかにされていない。層流における分布特性については、既に著者らの一によって⁽¹⁾報告されている。ここでは、実際の問題として乱流解を理論的に導き、吉田の実験値より⁽²⁾その妥当性について検討を加える。
2. 鉛直壁面密度噴流乱流解； 固定境界をもつ半無限領域に密度 ρ の流体が静止しており、この周囲流体より大きな密度をもつ流体が、固定境界に沿って重力方向に流下する場合を考える。この時、 x 方向の Navier-Stokes の式は、境界層近似、Boussinesq 近似のもとで、次のようになる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \varepsilon g + \frac{\partial}{\partial y} k_m \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1)$$

質量保存式は

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} k_d \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \quad (2)$$

ここで、 u , v ; x , y 方向の平均流速成分, g ; 重力加速度, ε ; 相対密度差 ($= (\rho - \rho_0)/\rho_0$),
 k_m ; 渦動粘性係数, k_d ; 渦動拡散係数 である。

まず、層流解と同様、連続式 (3) を満たす流関数 ψ を導入する。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3) \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4)$$

流下距離が十分大きく、流入した流体と周囲流体の混合が十分に発達した領域を考える。

この領域では、流速分布、密度分布が相似形になると仮定すると、

$$\eta = a y x^{-m}, \quad \psi = b x^n F(\eta), \quad \varepsilon = c x^k H(\eta) \quad (5)$$

渦動粘性係数を 次のように仮定する。

$$k_m = \kappa_1 B u_m \tanh(\kappa_2 y/B) \quad (6)$$

ここに、 κ_1, κ_2 ; 実験定数, B ; 任意の噴流幅

u_m ; 断面内最大流速

吉田の測定した平均流速分布と (7) の u の分布をきとに渦動粘性係数を計算し、式 (6) と比較したのが、図 2 である。

壁面に近い範囲では、 $1 \leq \kappa_2 \leq 2$, $\kappa_1 = 0.03$ とすれば、実験値と式 (6) は よく一致する。

渦動拡散係数は、Reynolds analogy を用いて

$$k_d = k_m \quad (7)$$

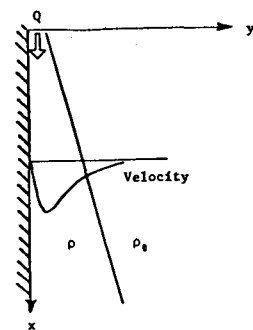


図 1. 鉛直壁面密度噴流と座標系

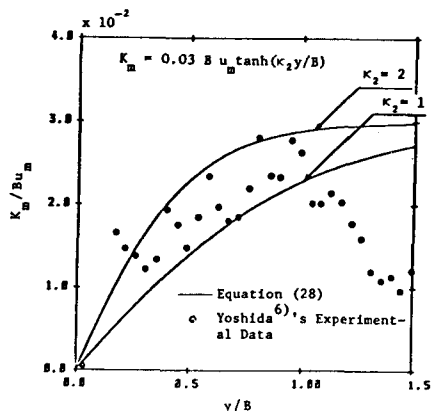


図 2. 渦動粘性係数の実験値と (6) 式の比較

最大流速を生ずる点の η を η_0 、流速が最大流速の $1/2$ になる η を η_1 とし、特性長 B を

$$B = \frac{1}{\alpha} \eta_0 X^m \quad (8)$$

と定義すれば 滑動粘性係数は

$$k_m = K_1 b X^n \cdot \tanh(\eta_2 \eta / \eta_1) \quad (9)$$

$$K_1 = \eta_1 \eta F'(\eta_0) \quad (10)$$

相対密度差の流入フラックス一定の条件を用いて、(5)、(7)、(9)を(1)、(2)に代入すれば、相似指数は

$m = 1$, $n = 1$, $b = -1$ と決定される。ここで
 $\alpha b = 2\eta_0$, $c = \varepsilon S$, $\eta_1/\alpha = 0$ とすれば (1)、(2) は、

$$FF'' + \frac{1}{8} R_s H + K_0 \{ \eta_2 / \eta \cdot \operatorname{sech}^2(\eta_2 \eta / \eta_1) F'' + \tanh(\eta_2 \eta / \eta_1) F''' \} = 0 \quad (11)$$

$$FH + K_0 \tanh(\eta_2 \eta / \eta_1) H' = 0 \quad (12)$$

$$\text{ここに、} K_0 = \eta_1 \frac{\eta_0^2}{8} F'(\eta_0) , \quad R_s = \frac{\varepsilon g B_s}{2\eta_0^2} \quad (13)$$

で、 R_s は $\chi = S$ での層平均リチャードソン数である。

3. 計算結果 ; 計算は、粘性層の厚さを十分小さいと考え第1ステップで $F''' = 0$ とした。又、計算に用いたパラメーターは、吉田⁽²⁾、小松⁽³⁾の実験結果を参考にして、

$$0 = \frac{1}{26.3} \quad R_s = 0.0432 \quad \text{とした。}$$

図3は、 K_0 を変化させた時の流速分布である。又、図4は、吉田の測定した平均流速分布と比較したもので、理論値とよく一致している。この時、 η_1 、 η_2 は0.0242、1.25となり、滑動粘性係数の仮定(6)が妥当であることが言える。図5は、レイノルズ応力の分布図で、吉田の実測値と比較すると、 y が大きくなると、実測値は計算値に比べ小さくなるが、壁面に近い範囲では、両者は良く一致する。今後の研究としては、流速分布と密度分布を同時に測定し、理論の妥当性をさらに検討することである。

(1) 福嶋祐介 ; 鉛直壁面密度噴流の流速分布と密度分布の層流解, 第37回年次学術講演会概要集, 1982年

(2) Yoshida, J.; On the velocity fields and their variations in the two-dimensional forced plumes, and the behavior of the two-dimensional dual plumes, Doctoral Thesis, University of Tokyo, 1982.

(3) 小松利光, 椿東一郎 ; 傾斜Plumeの流れと連行現象, 第23回水理講演会論文集, 1979年 pp 415 ~ 422

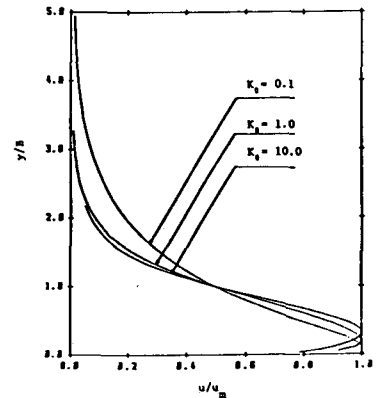


図3. K_0 による流速分布の変化

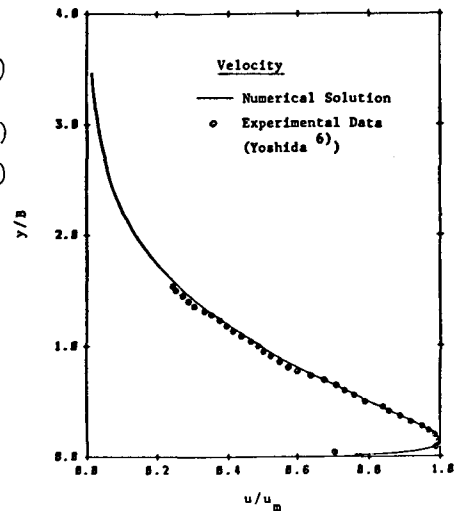


図4. 流速分布の理論値と実験値の比較

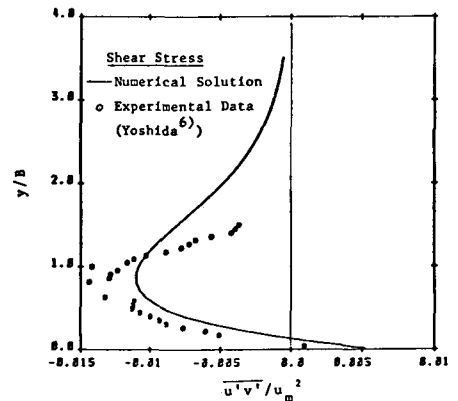


図5. レイノルズ応力の理論値と実験値の比較