

Wall jetの解析法に関する2, 3の検討

京都大学工学部 正 員 岩佐 義朗 広島大学工学部 正 員 細田 尚
水資源開発公団 正 員 伊藤 邦展 京都大学大学院 学生員 坂井 伸一

1. はじめに；表層密度噴流を室内実験で再現する際，定常状態を保つためには進行により失われる周囲流体を補うため下層部への補給水の供給が必要となる。本研究では，その補給水の挙動を密度差のない壁面噴流として取扱い，(Fig.1参照) 乱れ Reynolds 数 (Re_t) の低い領域を含む乱流モデルを適用し， Re_t が無限大の標準的な乱流モデルとの違いを明確にする。その際，壁面での境界条件の取扱いについて wall function 法の適用可能な場合と不可能な場合に分けて考え，標準的な乱流モデルより広範囲な乱れの解析を可能にする。

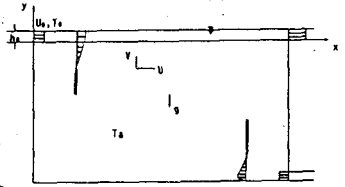


Fig.1 対象となる流れの場

2. 基礎式系と壁面境界条件の取扱い； Re_t が低い領域を考慮した長尺モデルを密度差のない鉛直二次元 wall jet に適用する。基礎式は密度噴流への拡張を考えた次式とする。但し本研究では flux Richardson 数 R_f は $0 \leq R_f < 0.25$ とする。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= C_{\mu} \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{\mu} \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \end{aligned}$$

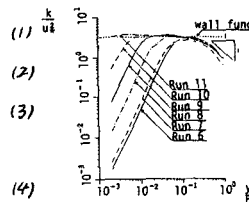


Fig.2(a)

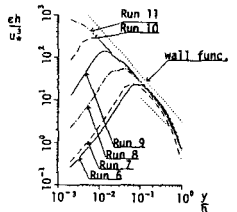


Fig.2(b)

乱れエネルギーの鉛直分布

エネルギー散逸率の鉛直分布

$$\text{ここで, } -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = C_{\mu} \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (6) \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0.94 + 0.41 \frac{R_f}{R_f} \quad (7) \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0.53 - 0.41 \frac{R_f}{R_f} \quad (8)$$

$$f_w = \exp\left(-\frac{2.5}{1+R_f/50}\right) \quad (9) \quad C_{\mu} = C_{\mu 0} (1.0 - 0.3 \exp(-R_f)) \quad (10) \quad Re_t = \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (11)$$

定数の値は， $C_{\mu} = 0.09$ ， $C_{\mu 0} = 1.44$ ， $C_{\mu w} = 1.92$ ， $\sigma_k = 1.0$ ， $\sigma_\epsilon = 1.3$ と用いた。数値解析を行う際の壁面境界条件の取扱いとして， Re_t が十分大きい領域を取扱う標準タイプでは，次に示す wall function 法で，壁面近傍の $y = \delta = \frac{\epsilon_b}{\partial u / \partial y}$ の $\delta = \epsilon_b$ と考えた。

$$\frac{u_b}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{u_b \delta}{\nu}\right) + A_s \quad (k=0.4, A_s=5.5) \quad (12) \quad \frac{\epsilon_b}{u_\tau^3} = \frac{1}{\sqrt{C_{\mu}}} \quad (13) \quad \frac{\epsilon_b \delta}{u_\tau^3} = \frac{1}{k} \quad (14)$$

開水路流れの Jones-Launder モデルに δ を用いた長尺モデルと wall function 法とを Fig.2(a), (b) に示す。乱流域と考えられる程度に壁面から離れている場合 ($u_b \delta / \nu > 10$) この方法が妥当であることがわかる。ただし， $Re_t = \frac{\rho_m}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y}$ が基準値(本研究で 11.6)以下では，wall function 法の物理学的意義を失う。次に Re_t が低い領域を考慮したモデルでは， $Re_t > 11.6$ の場合標準タイプと同様にし， $Re_t < 11.6$ の場合，壁面を断点カドに則して求めた $T/p = \nu \frac{\partial u}{\partial y}$ とし，また $y = 0$ で $u, \epsilon = 0$ とすることによって Re_t が低い領域を考慮するようになった。但し，壁面近傍で格子とある程度近づくにつれて Re_t が下がる。

Yoshiaki IWASA, Takashi HOSODA, Kuninobu ITO and Shinichi SAKAI

3. 数値解析結果の考察；基礎式をコントロール・ボリューム、コントロール・サーフェスで積分した後、離散化を行う。初期条件は $\epsilon_0/\bar{u}^2 = 1.0 \times 10^{-2}$, $\epsilon_{00}/\bar{u}^3 = 1.0 \times 10^{-3}$ とし、境界条件は噴出口流量 Q_0 を一定、下流端で $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial \epsilon}{\partial x}, \frac{\partial \epsilon_{00}}{\partial x} = 0$ とし、壁面に関しては前述のようにした。

Run1はReが低い領域を考慮したモデル、Run2は標準タイプである。Run1,2のUの鉛直分布をFig.3、 ϵ, ϵ_{00} の鉛直分布をFig.4に示す。Uの分布は、とくに、一度最大値をとってから減少していくというwall jetの特性を再現している。 ϵ, ϵ_{00} は一度急激に減少し $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$ 付近で極小値をとった後、 ϵ, ϵ_{00} が生成項の効果のため ϵ, ϵ_{00} は再び極大値をとって減少していく。底面付近のReが低いと思われる領域の影響を十分に考慮するため、Run1,2の底面より上方4層と8層に細分して計算したものがRun3,4である。Uの鉛直分布をFig.5、 ϵ, ϵ_{00} の鉛直分布をFig.6に示す。Uに関してはRun3は、Run1,2よりよくwall jetの特性を表わしているが、 ϵ に関してはRun3は2つの極大値をとっているが、下層の極大値は粘性底層での ϵ, ϵ_{00} の挙動を表わしており、上層の極大値はRun1と同じ理由によるものである。

Run1~4の流速の鉛直分布と、自己保存領域の相似曲線を表す実験式 $U/U_m = 1.48 \eta^{1/4} (1 - \text{erf}(0.68 \eta))$ (15) とともにFig.7に示す。Run4以外ほぼ適合していると考えられる。すなわち、Run1でwall function法を適用領域外で用いているため、壁面境界条件が適正に評価できていないものと思われる。

4. 結論；wall jetの数値解析を行う際、壁面境界条件と $Re_x = \frac{U_m(0.9/2)}{\nu}$ の値によりwall function法が適用可能な場合と、適用不可能な場合に分けることによりwall jetの挙動をよく再現できた。

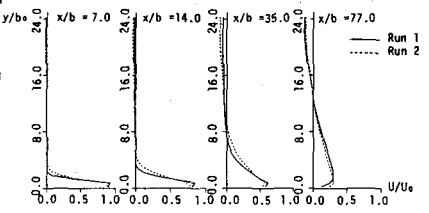


Fig.3 Uの鉛直分布 (Run1,2)

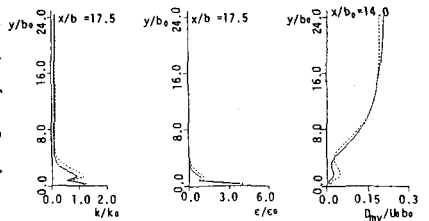


Fig.4 $\epsilon, \epsilon_{00}, Dmy$ の鉛直分布 (Run1,2)

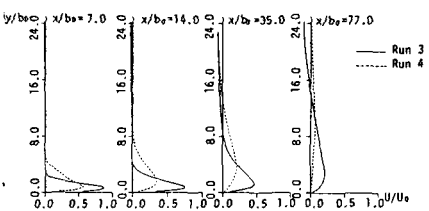


Fig.5 Uの鉛直分布 (Run3,4)

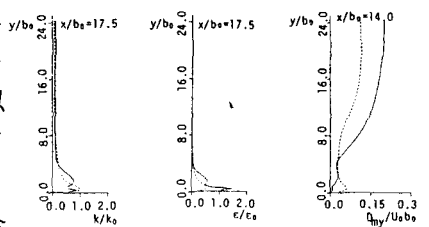


Fig.6 $\epsilon, \epsilon_{00}, Dmy$ の鉛直分布 (Run3,4)

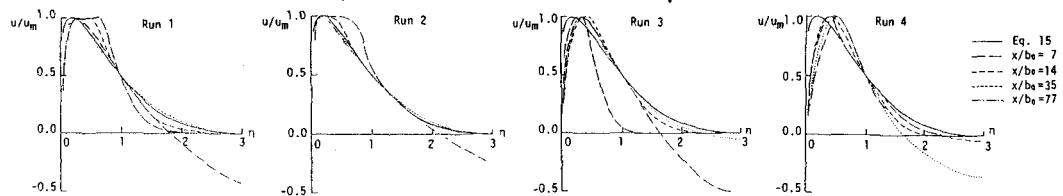


Fig.7 Uの鉛直分布 (実験式との比較；Run1~4)

参考文献 1) Jones and Launder ; J.I.H.M.T., Vol.15, 1972 2) 松井・岩佐・細田；第39回年講, 1984 3) 伊藤・岩佐・細田；第41回年講, 1986 4) Rajaratnam ; Turbulent jet, Elsevier, 1976