

壁面噴流速度分布について

山口大学 正員 齊藤 隆
西日本工業大学 正員 赤司 信義
不動産建設 正 小林 隆

壁面噴流は自由噴流と同形の速度分布をもつ主流部流れと、壁面の影響を受ける境界層流れとが、最大流速で接した速度分布をもつ流れである。境界層速度分布は通常の乱流境界層や開水路におけるそれに較べて、かなり一様化されており、従来しられている指数則や対数則は壁面噴流境界層流れに適用できるかどうか疑問がもたれていた。粗滑壁面に拡散する壁面噴流流れに対して Blasius 則, Manning-Staibke の式を用いて検討を行ってきた。その結果ポテンシャルコアの存在する拡散領域については適用してもさしつかえのないようだが、乱れの領域に於ては境界層発達、抵抗係数共に実験値よりかなり小さく、速度分布の一様化も説明できなかつた。

壁面噴流における境界層流れが、一様流中に置かれた平板に於て発達する境界層の流れと異なる点は、境界層外側の主流部の流れが大きなスケールの乱れをもつ噴流流れであることである。従つて境界層外縁における乱れ特性の連続性より、両者の乱れの間には相互干渉が存在する事は明らかである。そのため、通常の主流部の乱れを無視した指数則や対数則を適用する事ができないと考える。そこで主流部の乱れの影響を境界層内にとり入れるため、渦動粘性係数の分布を次式の様に提案した。

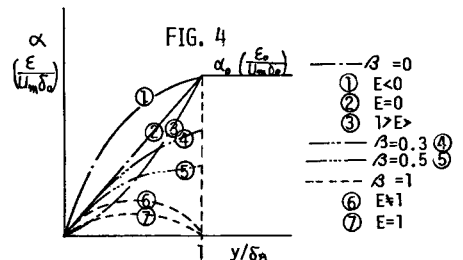
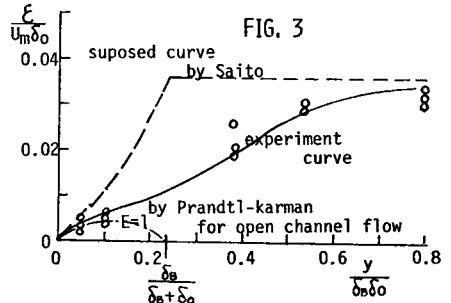
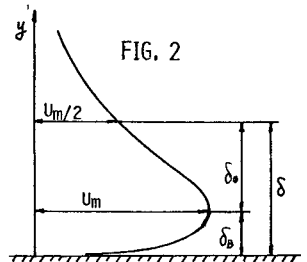
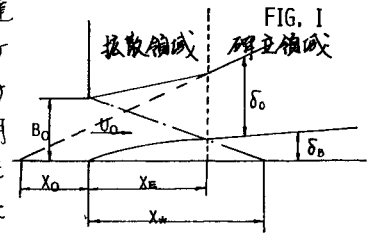
$$\varepsilon = K u_* \delta_0 \gamma \{ (1-E)\gamma \} \quad (1) \quad E = 1 - \frac{\alpha_0 u_m \delta_0}{K u_* \delta_0}$$

E は主流部の乱れの影響を与えるもので $1 \sim 0$ の値をとる。 $E=1$ の時通常の Prandtl-Kármán の対数則に一致する。上式を剪断力分布に導入して、速度分布を導き、さらに得られた速度分布を運動量方程式に適用する事によって、境界層厚さ及び抵抗係数を求めた。その結果得られた速度分布ならびに抵抗則に対して十分な妥当性を認め、従来の指数則、対数則は壁面噴流に適用できない事を明らかにした。

上述の渦動粘性係数は図 4 に示すように境界層外縁で主流部の乱れに接するという条件は満たしているものの、実験した速度分布から求めた渦動粘性係数の値に対して、境界層外縁付近でかなりの隔たりをみせている。又主流部と境界層間の接合も滑らかに接合されていない。本報告ではこうした点をふまえて、渦動粘性係数の分布を三次曲線で仮定して考察を進めるものである。

$$\varepsilon = K u_* \delta_0 \gamma \{ (1-E)\gamma - \beta(1-E)\gamma^2 \} \quad (2)$$

ここに β は $0 \leq \beta \leq 1$ の値をとり、渦動粘性係数の分布を規定するパラメーターである。上式と (1) 式の分布を比較すると 図 4 の様になっている。渦動粘性係数を (2) 式で仮定すると共に壁面近傍における複雑な流れを簡略化する為に外層のみならず流れの全領域に於て流体粘性を無視し、それによって生じる矛盾を便



曲的壁面位置 y_0 を導入する事によって, 使用式ともいうべき, 速度分布則を示すと次式と得られる。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{K} \left\{ \ln \frac{\eta}{\eta_0} + \frac{\sqrt{E^2 + 4A(1-E)} + E - 2}{2\sqrt{E^2 + 4A(1-E)}} \cdot \ln \left| \frac{A(1-E)\eta_0^2 + E\eta - 1}{A(1-E)\eta^2 + E\eta - 1} \right| \right. \\ \left. + \frac{E-2}{\sqrt{E^2 + 4A(1-E)}} \ln \left| \frac{2A(1-E)\eta + E + \sqrt{E^2 + 4A(1-E)}}{2A(1-E)\eta_0 + E + \sqrt{E^2 + 4A(1-E)}} \right| \right\} \quad (3)$$

上式の第二項, 第三項が主流部乱れの影響をあらわしており, $\beta=0, E=1$ の時 Prandtl-Karman の対数則に一致する。

壁面的壁面位置 ($y=y_0$ で $u=0$) の決定は, Prandtl-Karman の式と, Nikuradse の実験結果と比較して定めると次式となる。

$$\frac{u_* y_0}{\nu} = 0.1108 \quad \text{for } \frac{u_* x_{ks}}{\nu} \leq 3.3$$

$$-\frac{1}{K} \ln \frac{y_0}{\eta_{cs}} = A_r \quad \text{for } \frac{u_* x_{ks}}{\nu} > 3.3$$

$$A_r = 3.5 + 0.747 \left(\frac{u_* x_{ks}}{\nu} - 3.3 \right)^{1/2}$$

$$\times \exp \left\{ -2.07 \sqrt{\frac{u_* x_{ks}}{\nu} - 3.3} \right\}$$

(4)

(3) 式及び(4) 式を用いて境界層の発達, 抵抗係数, 速度分布を求め,

(1) 式に基づく使用式と比較してみる。Fig. 5 は境界層発達を, Fig. 6

は抵抗係数を, Fig. 7 は $x/B_0 = 10, 20, 40$ の断面の速度分布を示したものである。どの図にも $\beta=0$ (式(1)と同じ), $\beta=0.3, 0.5$ の場合の計算結果を示している。いづれの値も $\beta=0, 0.3, 0.5$ と変えておくとほとんど差異は認められない。 β を大きくするとどの値も若干小さくなり, という程である。従って主流部乱れの影響 E ととりいれて, 境界層の抵抗係数といった境界層内全体を問題にする様な場合には渦動粘性係数と β の関係に関わらず, 十分満足いく結果が得られる。しかし壁面近傍の流速や速度勾配を問題にする様な場合には渦動粘性係数の分布を規定する β も 0.3 程度にし, 粘性底層, 乱流底層を考慮した厳密式で取り扱う必要がある。

FIG. 5 境界層の発達

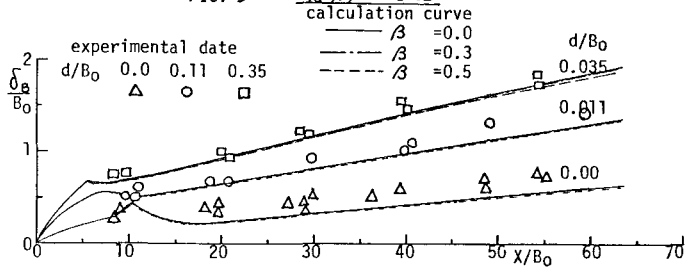
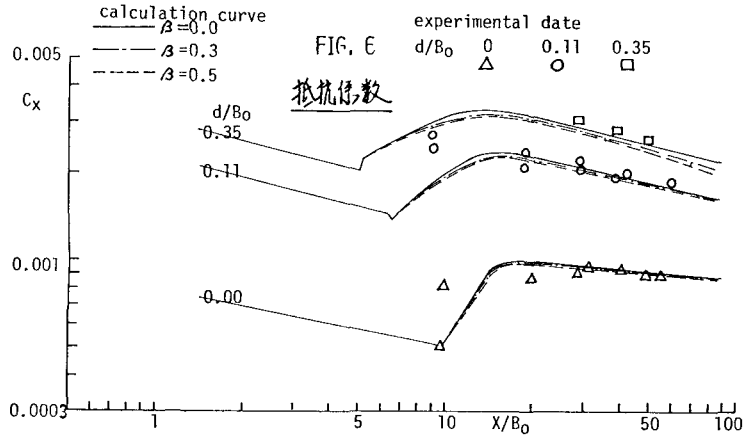


FIG. 6 抵抗係数



境界層内速度分布

FIG. 7

