

论紊流 Couette 流

张长高

(河海大学水文水资源及环境学院,江苏 南京 210098)

摘要 在分析脉动粘性系数 ν_T 在断面上的分布趋势的基础上,吸取前人的研究成果,提出新的 ν_T 公式和紊流 Couette 流的流速分布公式.

关键词 紊流; Couette 流; 风吹流; 流速分布; 脉动粘性系数

中图分类号 :TV131.2⁺1 **文献标识码** :A **文章编号** :1000-1980(2001)01-0070-07

1 基本方程

如图 1 所示,间距为 h 的两块水平放置的平板,上平板以 U_s 速度前进时,平板间的不可压缩流体作 Couette 流,速度超过某一临界值,或 $R_* = \frac{U_s h}{\nu} \geq 1750 \pm 150$,则流动是紊流^[1]. 文献[2]指出,紊流 Couette 流的连续性方程是:

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} = 0 \quad U_x = U(z) \quad U_y = U_z = 0 \quad (1)$$

动量方程是

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\partial -\overline{u_z u_x}}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial -\overline{u_z u_y}}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

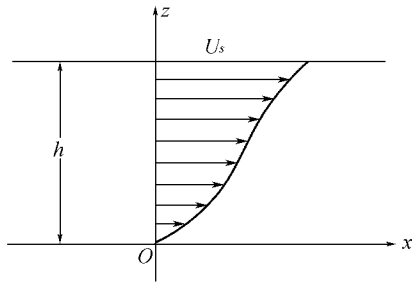


图 1 紊流 Couette 流

Fig.1 Turbulent Couette flow

$$-g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial -\overline{u_z u_z}}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

式中: (x, z) ——二维坐标; U ——统计平均流速; P ——统计平均压强; u_i ——脉动流速,字母上横线表示统计平均; ρ ——流体密度; g ——重力加速度; ν ——运动粘性系数.

通过分析及运算,并采用 Boussinesq, J 假设:

$$-\overline{\rho u_z u_x} = \rho \nu_T \frac{\partial U}{\partial z} \quad (5)$$

由文献[2]得到本问题的剪应力方程:

$$\tau = \mu \frac{dU}{dz} + \rho \nu_T \frac{dU}{dz} = \frac{dP}{dX} Z + \mu \left(\frac{dU}{dz} \right)_{z=0} \quad (6)$$

式中: τ ——紊流总剪应力; $\mu \frac{dU}{dz}$ ——粘性剪应力, $-\overline{\rho u_z u_x}$ ——脉动剪应力, μ ——粘性系数, $\mu = \rho \nu$; ν_T ——脉动粘性系数,即涡旋粘性系数.

2 ν_T 在断面上的分布趋势

求解方程(6)的关键是确定 ν_T . 为便于分析,令

$$\frac{x}{h} = \xi \quad \frac{z}{h} = \eta \quad \frac{U}{U_s} = \varphi \quad \frac{P}{\rho U_s^2} = B \quad \frac{U_s h}{\nu} = R_* \tag{7}$$

便得无量纲剪应力方程

$$\frac{\tau}{\rho U_s^2} = \frac{1}{R_*} \frac{d\varphi}{d\eta} + f(\eta) = \frac{dB}{d\xi} \eta + \frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 \tag{8}$$

式中

$$f(\eta) = \frac{-\rho u_z u_x}{\rho U_s^2} = \frac{1}{R_*} \frac{\nu_T}{\nu} \frac{d\varphi}{d\eta} \tag{9}$$

并有

$$f'(\eta) = \frac{dB}{d\xi} - \frac{1}{R_*} \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} = \frac{1}{\nu R_*} \left(\frac{d\nu_T}{d\eta} \frac{d\varphi}{d\eta} + \nu_T \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} \right) \tag{10}$$

现按 $\frac{dP}{dx} \cong 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} \cong 0$ 三种情形来分析.

a. $\frac{dP}{dx} = 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} = 0$ 的情形. 方程(8)简化为

$$\frac{\tau}{\rho U_s^2} = \frac{1}{R_*} \frac{d\varphi}{d\eta} + f(\eta) = \frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 \tag{11}$$

流动只受上平板的速度 U_s 带动. 流速由 $\eta = 0$ 处的零增到 $\eta = 1$ 处的 1, 有 $\varphi' > 0$. 在 $\eta = 0, 1$ 两处, $f(\eta) = 0$, 得 $\varphi'_s = \varphi'_0$, 除非流速分布是直线, 那将是层流, 对于紊流 Couette 流的无压强差流, 流速分布必出现拐点, 在 $\eta = \eta_2$ 处 $\varphi'' = 0$, 稍后便知, 在 $0 \leq \eta < \eta_2$ 处 $\varphi'' < 0$, 在 $\eta_2 < \eta \leq 1$ 处 $\varphi'' > 0$, 如图 2 所示.

由方程(11)可见, 无量纲紊流总剪应力 $\frac{\tau}{\rho U_s^2}$ 均匀分布, 是直线, 其中脉动剪应力 $f(\eta)$ 分布在 $\eta = 0$ 和 1 处, $f(\eta) = 0$, 并由 $f'(\eta) = -\varphi''/R_*$, 若令 $\eta = \eta_f$ 处 $f'(\eta) = 0$, $f(\eta)$ 取极值, 则在 $0 \leq \eta < \eta_f$ 处 $f'(\eta) > 0$, $\varphi'' < 0$, 在 $\eta_f < \eta \leq 1$ 处 $f'(\eta) < 0$, $\varphi'' > 0$. 本情形 $\eta_f = \eta_2$.

由方程(10)可得

$$\frac{1}{\nu} \frac{d\nu_T}{d\eta} \frac{d\varphi}{d\eta} = - \left(1 + \frac{\nu_T}{\nu} \right) \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} \tag{12}$$

已知在 $\eta = 0$ 和 1 处, 相应于 $f(\eta) = 0$, 必有 $\nu_T = 0$, 若令 $\eta = \eta_T$ 处 ν_T 取极值, $\frac{d\nu_T}{d\eta} = 0$, 则由方程(12)可得 $\eta_T = \eta_2 = \eta_f$ 且 $0 \leq \eta < \eta_T$, $\frac{d\nu_T}{d\eta} > 0$; $\eta_T < \eta \leq 1$, $\frac{d\nu_T}{d\eta} < 0$, 如图 2 所示.

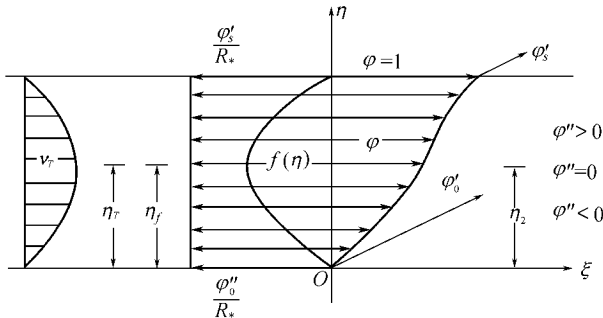


图 2 ν_T , 剪应力和流速分布 ($\frac{dP}{dx} = 0$)

Fig.2 Distribution of ν_T , shear stress and velocity ($\frac{dP}{dx} = 0$)

b. $\frac{dP}{dx} < 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} < 0$ 的情形. 方程(8)表为

$$\frac{\tau}{\rho U_s^2} = \frac{1}{R_*} \frac{d\varphi}{d\eta} + f(\eta) = - \left| \frac{dB}{d\xi} \right| \eta + \frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 \tag{13}$$

由于上游压强大于下游压强,流动除了受上平板速度 U_s 带动以外,还受压强梯度作用,流速 φ 从 $\eta = 0$ 处的零增到 $\eta = 1$ 处的 1,有 $\varphi' > 0$ 。紊流无量纲总剪应力可由方程(13)得知是直线但非均匀分布(如图 3 所示),其中脉动剪应力

$$f(\eta) = - \left| \frac{dB}{d\xi} \right| \eta - \frac{1}{R_*} \frac{d\varphi}{d\eta} + \frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 \quad (14)$$

并有

$$f'(\eta) = - \left| \frac{dB}{d\xi} \right| - \frac{1}{R_*} \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} = \frac{1}{\nu R_*} \left(\frac{d\nu_T}{d\eta} \frac{d\varphi}{d\eta} + \nu_T \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} \right) \quad (15)$$

由于在 $\eta = 0$ 和 1 处, $f(\eta) = 0$, 必有在 $\eta = \eta_f$ 处 $f'(\eta) = 0$, $-\frac{\varphi''}{R_*} = \left| \frac{dB}{d\xi} \right|$, $f(\eta)$ 取极值。在 $0 \leq \eta < \eta_f$ 处 $f'(\eta) > 0$, $-\frac{\varphi''}{R_*} > \left| \frac{dB}{d\xi} \right|$ 在 $\eta_f < \eta \leq 1$ 处, $f'(\eta) < 0$, $-\frac{\varphi''}{R_*} < \left| \frac{dB}{d\xi} \right|$ 。

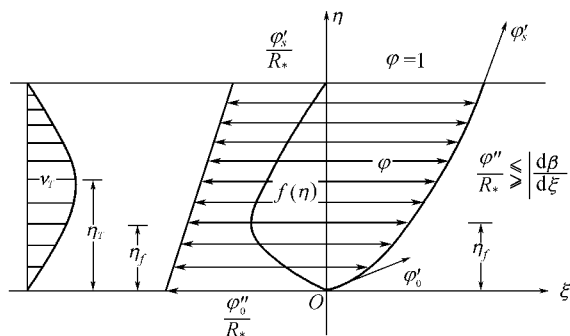


图 3 ν_T , 剪应力和流速分布 ($\frac{dP}{dx} < 0$)

Fig.3 Distribution of ν_T , shear stress and velocity ($\frac{dP}{dx} < 0$)

再看 ν_T 的分布 在 $\eta = 0$ 和 1 处, 相应于 $f(\eta) = 0$, 有 $\nu_T = 0$, 而由方程(15)得

$$\frac{1}{\nu R_*} \frac{d\nu_T}{d\eta} \frac{d\varphi}{d\eta} = - \left| \frac{dB}{d\xi} \right| - \frac{1}{R_*} \left(1 + \frac{\nu_T}{\nu} \right) \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} \quad (16)$$

可见, 在 $0 \leq \eta \leq \eta_f$ 范围, $\frac{d\nu_T}{d\eta} > 0$, 并继续保持大于零直到 $\eta = \eta_T > \eta_f$ 处: $-\frac{1}{R_*} \left(1 + \frac{\nu_T}{\nu} \right) \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} = \left| \frac{dB}{d\xi} \right|$, 才有 $\frac{d\nu_T}{d\eta} = 0$; ν_T 取极大值, 此后在 $\eta_T < \eta \leq 1$ 处, $\frac{d\nu_T}{d\eta} < 0$, 如图 3 所示。

c. $\frac{dP}{dx} > 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} > 0$ 的情形。由于下游压强大于上游压强, 被上平板速度 U_s 带动的流动其影响随深度而减弱, 终于在 $\eta = \eta_0$ 处流速 $\varphi = 0$, 在此以下出现回流, 到 $\eta = \eta_1$ 处回流速度达到极值, $\varphi' = 0$, 再以下回流速度减弱, 直到 $\eta = 0$ 处减到零, 如图 4 所示。流速梯度 φ' 在 $0 \leq \eta < \eta_1$ 范围由小于零渐增到 $\eta = \eta_1$ 处等于零, 并在 $\eta_1 < \eta \leq 1$ 处 $\varphi' > 0$, 在全断面上 $\varphi'' > 0$ 。

由方程(8)得知无量纲紊流总剪应力 $\frac{\tau}{\rho U_s^2}$ 虽然是直线分布, 但在 $\eta = 0$ 处取 $\frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 < 0$, 在 $\eta = 1$ 处取

$\frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_1 > 0$, 并在 $\eta = \eta_1$ 处 $\frac{\tau}{\rho U_s^2} = 0$ 即 $\varphi' = 0$ 处, η_1 可由相似三角形求得:

$$\frac{\left| \frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 \right|}{\eta_1} = \frac{\frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_1}{1 - \eta_1} \quad \eta_1 = \frac{\left| \frac{1}{R_*} \left(\frac{d\varphi}{d\eta} \right)_0 \right|}{\frac{dB}{d\xi}} \quad (17)$$

脉动剪应力 $f(\eta)$ 在 $\eta = 0, \eta_1, 1$ 三处等于零, 并由方程(14)得 $\eta = \eta_f$ 处:

$$f'(\eta) = \frac{dB}{d\xi} - \frac{1}{R_*} \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} = 0 \quad \frac{1}{R_*} \frac{d^2\varphi}{d\eta^2} = \frac{dB}{d\xi} \quad (18)$$

$f(\eta)$ 取极值. 由于 φ'' 在 $0 \leq \eta \leq 1$ 范围内单值且大于零, 可知 $f(\eta)$ 只有一个极值. 由方程(10)有

$$\eta < \eta_f \quad f'(\eta) > 0 \quad \frac{1}{R_*} \frac{d^2 \varphi}{d\eta^2} < \frac{dB}{d\xi}$$

(19)

$$\eta > \eta_f \quad f'(\eta) < 0 \quad \frac{1}{R_*} \frac{d^2 \varphi}{d\eta^2} > \frac{dB}{d\xi}$$

(20)

可见在 $0 \leq \eta \leq \eta_1$ 范围, 必有 $f(\eta) \equiv 0$, 即流动是层流, 实验指出 $\eta_1 \approx \frac{1}{10}^{[2]}$ 说明这一论断成立.
再研究 ν_T 分布, 由方程(10)得

$$\frac{1}{\nu R_*} \frac{d\nu_T}{d\eta} \frac{d\varphi}{d\eta} = \frac{dB}{d\xi} - \left(1 + \frac{\nu_T}{\nu}\right) \frac{1}{R_*} \frac{d^2 \varphi}{d\eta^2}$$

(21)

因在 $\eta = \eta_f$ 处 $\frac{dB}{d\xi} = \frac{1}{R_*} \frac{d^2 \varphi}{d\eta^2}$, 可得该处 $\frac{d\nu_T}{d\eta} < 0$, 并由式(20)可知, 在 $\eta_f \leq \eta \leq 1$ 范围, 必有 $\frac{d\nu_T}{d\eta} < 0$. 由于 ν_T 在 $\eta = 0$ 和 1 处等于零, 必有某一 $\eta = \eta_T$ 处, $\frac{d\nu_T}{d\eta} = 0$, ν_T 取极大值, 并有 $\eta_T < \eta \leq 1$ 处 $\frac{d\nu_T}{d\eta} < 0$, $\eta_1 \leq \eta < \eta_T$ 处 $\frac{d\nu_T}{d\eta} > 0$, 可见 $\eta_T < \eta_f$, 如图 4 所示.

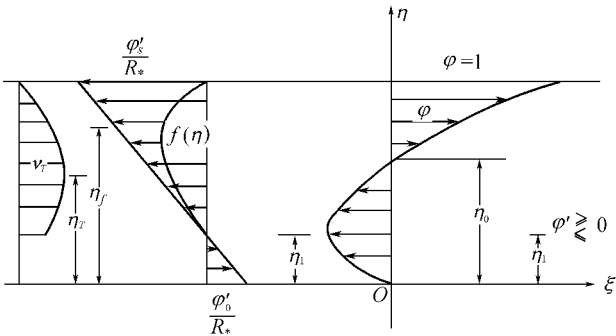


图 4 ν_T , 剪应力和流速分布 ($\frac{dP}{dx} > 0$)

Fig. 4 Distribution of ν_T , shear stress and velocity ($\frac{dP}{dx} > 0$)

3 ν_T 算式的选用

紊流 Couette 流的早期研究多半采用 Prandtl L 的混合长假设

$$\nu_T = L_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial Z} \right|$$

(22)

如 1957 年 Reid R O^[2] 假定混合长 L_m 按抛物线分布, 1965 年 Williamson J W^[3] 取

$$L_m = \kappa_0 z e^{(1-\frac{z}{b})}$$

(23)

式中: κ_0 ——系数; b ——从固体底壁到脉动剪应力为零处的距离. 1974 年 Huey L J^[3] 吸取 Van Driest 1956 年对混合长 L_m 的修正项改用

$$L_m = \kappa_0 z e^{(1-\frac{z}{b})} (1 - e^{-\frac{z}{A}})$$

(24)

随着 70 年代紊流 $K-\epsilon$ 模式的建立, 也有用

$$\nu_T = C_\nu \frac{K^2}{\epsilon}$$

(25)

进行数值计算的, 如 1978 年 Svensson U^[2].

直接给出 ν_T 在断面上分布公式的可举 1980 年的 Koutitas C^[4] 首先提出

$$\nu_T = \nu_{Tm} \eta (2 - \eta)$$

(26)

式中 $\nu_{Tm} = 0.1249 u_{*s} h$, $u_{*s} = \sqrt{\tau_s / \rho}$, 试用后又补充

$$\nu_T = \nu_{Tm} (1 - \eta) (5\eta - 1) \quad \eta \geq 1/2$$

(27)

1981年 Pearce B R^[5]提出在风吹流中当波未破碎时可取水面上 $\nu_T = 0$, 而在槽底必有 $\nu_T = 0$, 若取 ν_T 为抛物线分布, 则在水面附近和槽底附近, 流速分布是对数曲线. Pearce B R 列举 Fjeldstad J E (1929), Bowden K F (1959), Murray S P (1975), Thomas J H (1975), Madson O S (1977) 全都认为水面上 $\nu_T = 0$ 来支持他的见解.

1986年 Tsanis I K 主张 ν_T 在断面上是抛物线分布, 并于 1989 年提出^[2]

$$\nu_T = \lambda u_{*s} h (\eta + \eta_b) (\eta_s + 1 - \eta) \quad (28)$$

式中 λ ——系数; η_b, η_s —— $\eta = 0$ 和 1 处的相对特征长度, 与 1 相比是微量, 并有

$$\nu_T = \lambda u_{*s} h \eta_b \quad \eta = 0 \quad (29)$$

$$\nu_T = \lambda u_{*s} h \eta_s \quad \eta = 1 \quad (30)$$

$$\eta_b u_{*b} = \eta_s u_{*s} \quad u_{*b} = \sqrt{|\tau_0|/\rho} \quad u_{*s} = \sqrt{\tau_s/\rho} \quad (31)$$

Tsanis I K 在求解方程(10)时则将 $\mu \frac{dU}{dz}$ 略去不计.

笔者吸取包括上举各家在内的前人研究成果, 根据对 ν_T 在断面上分布趋势的分析, 建议

$$\nu_T = 4\nu_{Tm}\eta(1-\eta) = \lambda u_{*s} h \eta(1-\eta) \quad (32)$$

式中 λ ——系数, 有待根据实验资料确定.

4 流速分布

将式(32)代入方程(8)得

$$\left[1 + \frac{4\nu_{Tm}\eta(1-\eta)}{\nu}\right] \frac{d\varphi}{d\eta} = R_* \frac{dB}{d\xi} \eta + \left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0 \quad (33)$$

方程(33)可积分, 由边界条件 $\eta = 1$ 处 $\varphi = 1$, 便得流速分布的普适公式:

$$\begin{aligned} \varphi = 1 + \frac{\nu}{4\nu_{Tm}} \left\{ -\frac{1}{2} R_* \frac{dB}{d\xi} \ln\left(\frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right) \left[\left(1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}\right) - (1 - 2\eta)^2 \right] + \right. \\ \left. \frac{\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0 + \frac{1}{2} R_* \frac{dB}{d\xi} \ln\left(\frac{\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1} - 1 + 2\eta\right)}{\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}}} \right\} \quad (34) \end{aligned}$$

于是有:

a. $\frac{dP}{dx} = 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} = 0$ 情形, 由边界条件 $\eta = 0$ 处, $\Phi = 0$, 可得

$$\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0 = \frac{\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu} \left(1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right)}}{\ln\left(\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu}} + \sqrt{1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}}\right)} = \left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_s \quad (35)$$

$$\varphi = \frac{1}{4\ln\left(\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu}} + \sqrt{1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}}\right)} \ln \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1 + 2\eta\right)}{\left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1 - 2\eta\right)} \quad (36)$$

b. 对于 $\frac{dP}{dX} < 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} < 0$ 的情形, 由边界条件 $\eta = 0$ 处, $\varphi = 0$, 可得

$$\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0 = \frac{\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu} \left(1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right)}}{\ln\left(\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu}} + \sqrt{1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}}\right)} - \frac{1}{2} R_* \frac{dB}{d\xi} \quad (37)$$

并得

$$\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_s = \frac{\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu} \left(1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right)}}{\ln\left(\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu}} + \sqrt{1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}}\right)} + \frac{1}{2} R_* \frac{dB}{d\xi} \tag{38}$$

$$\varphi = \frac{1}{4\ln\left(\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu}} + \sqrt{1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}}\right)} \ln \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1 + 2\eta\right)}{\left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1 - 2\eta\right)} - \frac{\nu}{8\nu_{Tm}} R_* \frac{dB}{d\xi} \ln\left(\frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right) \left[\left(1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}\right) - (1 - 2\eta)^2\right] \tag{39}$$

c. 对于 $\frac{dP}{dX} > 0$, 即 $\frac{dB}{d\xi} > 0$ 的情形, 式(34)只适用于 $\eta_1 \leq \eta \leq 1$ 范围, 对于 $0 \leq \eta \leq \eta_1$ 区域, 流动是层流, 脉动切应力等于零, 由方程(33)得

$$\frac{d\varphi}{d\eta} = R_* \frac{dB}{d\xi} \eta + \left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0$$

积分, 并利用 $\eta = 0$ 处 $\varphi = 0$ 的条件得

$$\varphi = R_* \frac{dB}{d\xi} \frac{\eta^2}{2} + \left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0 \eta \quad 0 \leq \eta \leq \eta_1 \tag{40}$$

在 $\eta = \eta_1$ 处, $\frac{d\varphi}{d\eta} = 0$, 由此得

$$\eta_1 = - \frac{\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0}{R_* \frac{dB}{d\xi}} \quad \varphi_{\eta=\eta_1} = - \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0^2}{R_* \frac{dB}{d\xi}} \tag{41}$$

与式(34)衔接, 得

$$- \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0^2}{R_* \frac{dB}{d\xi}} = 1 - \frac{1}{8} \frac{\nu}{\nu_{Tm}} R_* \frac{dB}{d\xi} \ln\left(\frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right) \left[\left(1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}\right) - (1 - 2\eta_1)^2\right] + \frac{\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0 + \frac{1}{2} R_* \frac{dB}{d\xi}}{4\sqrt{\frac{\nu_{Tm}}{\nu} \left(1 + \frac{\nu_{Tm}}{\nu}\right)}} \ln \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} - 1 + 2\eta_1\right)}{\left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\nu}{\nu_{Tm}}} + 1 - 2\eta_1\right)} \tag{42}$$

由式(42)可以确定 $\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0$.

如果 $\frac{dP}{dX} > 0$ 不是给定的, 而是由于下游没有流量泄出形成回流而来的, 此时全断面上流量为零:

$$\int_0^1 \varphi d\eta = 0 \tag{43}$$

可以据此与式(42)联立确定 $\left(\frac{d\varphi}{d\eta}\right)_0$ 和 $\frac{dB}{d\xi}$.

参考文献:

[1] Tsanis I K, Leutheusser H J. The structure of turbulent shear-induced countercurrent flow[J]. J F M1988, 189 :531 ~ 552.
[2] Tsanis I K. Simulation on wind-induced water Currents [J]. J Hydr Div ASCE, 1989 :115.
[3] Huey L J, Williamson J W. Plane turbulent couette flow with zero net flow[J]. J Appl Mech, 1974, 41 :885 ~ 890.
[4] Koutitas C O', Commor B. Modeling three dimensional wind-induced flows[J]. J Hydr Div ASCE, 1980, 111(2) :334 ~ 354.
[5] Pearce B R, Cooper C K. Numerical circulation model for wind-induced flow[J]. J Hydr Div ASCE, 1981, 107(3) :285 ~ 302.

On the Turbulent Couette Flow

ZHANG Chang-gao

(College of Water Resources and Environment, Hohai Univ., Nanjing 210098, China)

Abstract Based upon the analysis of the tendency of the eddy viscosity distribution over the cross section and previous investigators' results, a new eddy viscosity coefficient ν_T for the turbulent Couette flow is Presented and a formula of corresponding velocity distribution is established.

Key words : turbulent flow ; couette flow ; wind-induced flow ; velocity distribution ; eddy viscosity coefficient

·简讯·

第六届全国土动力学学术会议将在河海大学召开

由中国振动工程学会、中国土木工程学会土力学及岩土工程学会、中国力学学会、中国水利学会、中国建筑学会、中国地震学会和中国工程建设标准化协会等 7 家学会共同主办,河海大学岩土工程研究所和南京水科院土工研究所联合承办的第六届全国土动力学学术会议将于 2002 年 5 月 18 ~ 20 日在南京河海大学召开,会议将就以下议题广泛征稿:

(1)土的动力特性与本构关系;(2)地基、土工建筑物及生命线工程抗震分析;(3)砂土液化与地震永久变形;(4)土工动力测试技术及应用;(5)土与结构动力相互作用;(6)土工抗震加固技术与减震隔振措施;(7)岩土地震工程及环境工程;(8)震源机制与波动传播;(9)动力机器基础;(10)爆炸防护工程;(11)海洋岩土工程;(12)工程实录。

欢迎全国各地从事土动力学与岩土地震工程研究的设计、科研、施工单位的同仁积极踊跃投稿。文章要求具体、明确、严谨,未正式发表过,文责自负且不涉及保密内容,计量单位要严格执行《中华人民共和国法定计量单位》中有关规定。提交论文为 8000 字以内(含图表)。来稿务必一式两份。论文格式和要求将在录用通知中说明。本次会议录用论文将由国内著名出版社正式出版论文集。

投稿截止日期 2001 年 08 月 30 日

录用通知日期 2001 年 10 月 30 日

修改截止日期 2001 年 12 月 30 日

联系人及电话 210098,南京市西康路 1 号河海大学岩土工程研究所

刘汉龙 教授 025—3713073, hliu@jlonline.com

高玉峰 副教授 025—3732526, yfgao@jlonline.com

(第六届土动力学学术会议组委会)