$$\frac{\mu_T}{\mu} = \beta \frac{\eta^3}{\eta_1^2} = \frac{\beta}{\eta_1^2} \mathrm{Re}^3 (1 - R)^3 \left(\frac{\xi}{32} \right)^{\frac{3}{2}}; \quad (1)$$

$$\frac{w_x}{\overline{\overline{w_x}}} = \frac{\xi}{16} \mathrm{Re}(1 - R), \quad (2)$$

где μ_T / μ — отношение турбулентной и молекулярной динамических вязкостей; $w_x / \overline{w_x}$ — отношение аксиальной составляющей скорости к среднерасходной; $\eta = (1 - R)^3 \mathrm{Re} \sqrt{\frac{\xi}{32}}$ — безразмерная координата; β — постоянная в законе "третьей степени": $\frac{\mu_T}{\mu} = \frac{\beta}{\eta_1^2} \eta^3$. [1].

2. Промежуточный подслой. Промежуточный подслой располагается в следующей окрестности: $R \in \left[1 - \frac{\eta_2}{\mathrm{Re}} \sqrt{\frac{32}{\xi}}; 1 - \frac{\eta_1}{\mathrm{Re}} \sqrt{\frac{32}{\xi}} \right]$, где $\eta_2 = 30$ [1]. В области промежуточного подслоя принимается, что:

$$\frac{\mu_T}{\mu} = \frac{\eta}{5} - 1 = \frac{\mathrm{Re}}{5} (1 - R) \sqrt{\frac{\xi}{32}} - 1; \quad (3)$$

$$\frac{w_x}{\overline{\overline{w_x}}} = 5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left[1 + \ln \left(\frac{\eta}{5} \right) \right] = 5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left\{ 1 + \ln \left(\frac{\mathrm{Re}}{5} (1 - R) \sqrt{\frac{\xi}{32}} \right) \right\}. \quad (4)$$

3. Вихревое ядро во впадине. Вихревое ядро во впадине располагается в следующей окрестности: $R \in \left[1 - \frac{h}{R_0}; 1 - \frac{\eta_2}{\mathrm{Re}} \sqrt{\frac{32}{\xi}} \right]$, где h — высота турбулизатора. В области вихревого ядра во впадине принимается:

$$\frac{\mu_T}{\mu} = \frac{2}{5} \mathrm{Re} \sqrt{\frac{\xi}{32}} \left(1 - \frac{h}{R_0} \right) \frac{h}{R_0}; \quad (5)$$

$$\frac{w_x}{\overline{\overline{w_x}}} = \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left\{ 5.5 + 2.5 \ln \left[\frac{R_0}{h} (1 - R) \right] \right\}. \quad (6)$$

4. Турбулентное ядро. Турбулентное ядро располагается в следующей окрестности: $R \in \left[0;1-\frac{h}{R_0}\right]$. В области турбулентного ядра принимается:

$$\frac{\mu_T}{\mu} = 0.4\,\mathrm{Re}\sqrt{\frac{\xi}{32}}(1-R)R\,, \tag{7}$$

$$\frac{w_x}{\overline{\overline{w}}_x} = \left[1.325\sqrt{\xi}+1\right](1-R)^{\sqrt{\xi}}\,. \tag{8}$$

Решение задачи об интенсифицированном теплообмене в данной работе получается с помощью интеграла Лайона:

$$\mathrm{Nu} = 2\Bigg/\left(\int_0^1 \frac{R^3}{1+\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_T}\frac{\mu_T}{\mu}}dR\right), \tag{9}$$

где $\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_T}$ — отношение молекулярного и турбулентного чисел Прандтля. В отличие от предыдущих работ ([7-9], а также [3-5]) в рамках данной работы не используется дополнительного допущения о том, что максимальный и средний температурные напоры при интенсифицированном теплообмене соотносятся так же, как и в случае гладкой трубы, т.е. соотношением $(T_w - T_m)/(T_w - \overline{T}) = 1 + 1{,}75/(\mathrm{Pr}+8)$ (T_w — температура стенки; T_m — максимальная температура потока; $\overline{T}$ — среднемассовая температура потока). Данное допущение является довольно приблизительным, поскольку деформация температурного поля при интенсификации теплообмена довольно значительна. Количественные соотношения, подтверждающие вышеуказанный вывод, приведены в работе [3]. В рамках данной работы удалось избежать этого допущения, поскольку интегрирование производится по безразмерному радиусу, в то время как в работах [3-5, 7-9] — по безразмерной высоте. Точные решения задачи об интенсифицированном теплообмене выглядят следующим образом:

$$\mathrm{Nu} = \frac{2}{\sum_{i=1}^{4} I_i}\ \forall\ \frac{h}{R_0} > \frac{30}{\mathrm{Re}\sqrt{\frac{\xi}{32}}}; \tag{10}$$

$$I_1 = -\frac{1}{6}\left(\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_T}\frac{\beta}{25}\right)^{-\frac{4}{3}}\left(\frac{\xi}{32}\right)^{-2}\mathrm{Re}^{-4}\times \tag{11}$$