

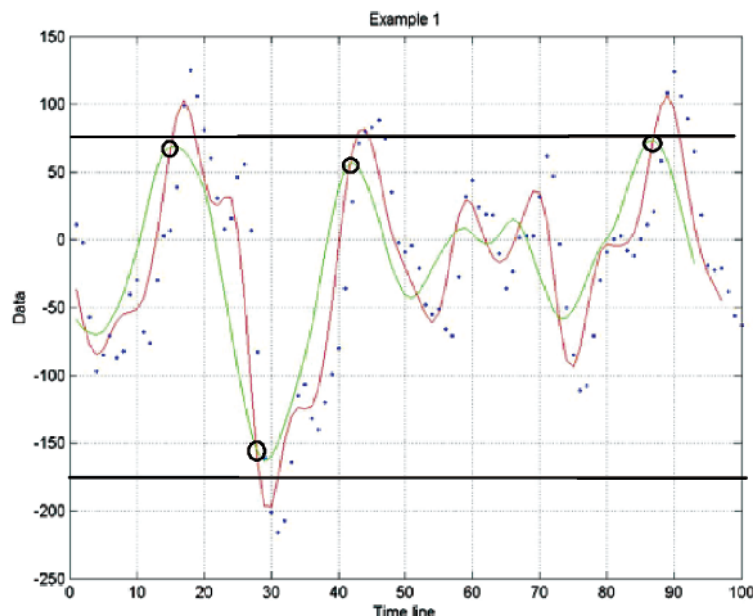


Рис. 3. Анализ выборки значений при помощи двух WMA

Список литературы

1. Романов В.Н., Комаров В.В. Теория измерений. Анализ и обработка экспериментальных данных: учеб. пособие. – СПб.: СЗТУ, 2002.
2. Филиппс Ч., Харбор Р. Системы управления с обратной связью. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ
ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ В ЗАМКНУТЫХ
ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ**

Харламов С.Н., Ислямов И.Ш.

Национальный исследовательский
Томский политехнический университет, Томск,
e-mail: iish-88@yandex.ru

Современные методы описания сложных сдвиговых движений основываются на численном решении полных осредненных уравнений Навье – Стокса, замыкаемых с помощью тех или иных моделей турбулентности.

Цель работы – детально исследовать гидродинамику и теплообмен в закрученных ламинаризованных и турбулентных потоках вязких слабосжимаемых сред. Вращение осуществляется в условиях вращения стенки внутреннего цилиндра вокруг своей продольной оси при ламинарном и турбулентном режимах течения. Анализ адекватности математической модели реальному процессу проводится посредством сравнения с имеющимися экспериментальными данными для осредненных и пульсационных характеристик. Для расчетов также использовался программный пакет ANSYS.

Математическая и физическая постановка

$$\frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right] \right); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho c_p u_j T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_p u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho c_p \overline{u_j' T'} \right) + \Phi_\mu; \quad (3)$$

$$p = \rho R_0 T, \quad (4)$$

где Φ_μ – диссипативная функция Рэлея.

Для замыкания определяющих уравнений (1)-(4) используются 2-параметрические модели.

Модель k-ε Лаундера-Шарма

Уравнения модели записываются следующим образом [1]:

$$\frac{Dk}{Dt} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\tilde{\varepsilon}}{Dt} = & \mu_t C_1 f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{K} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \\ & - C_2 f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{K} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + E; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}; \\ \varepsilon = & \tilde{\varepsilon} + \mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2, \end{aligned} \quad (7)$$

$$E = 2\mu\mu_t \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_i} \right)^2;$$

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}; \quad (8)$$

для $C_\mu, f_\mu, \sigma_k, \sigma_\varepsilon, f_1, f_2$:

$$C_\mu = 0,09;$$

$$\begin{aligned} \sigma_k = & 1; \sigma_\varepsilon = 1,3; f_1 = 1; \\ f_2 = & 1 - 0,3 \exp(-\text{Re}_t^2); \end{aligned} \quad (9)$$

$$f_\mu = \exp[-2,5/(1 + \text{Re}_t/50)]; \quad \text{Re}_t = \frac{K^2}{\nu \varepsilon}. \quad (10)$$

Модель Ментнера (SST-sust)

Данная форма модели SST исключает нефизические вырождения турбулентности с помощью

добавления поддерживающих условий в уравнения [2].

Модельные уравнения представляются в виде:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \beta^* \rho \omega_{amb} k_{amb}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\gamma}{v_t} P - \beta^* \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ & + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \beta \rho \omega_{amb}^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где все члены, кроме последнего идентичны стандартной модели SST.

$$\begin{aligned} P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad \tau_{ij} = \mu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \\ S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Выражение для турбулентной вязкости:

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega \Omega, F_2)}. \quad (14)$$

Каждая из констант составляется через внутреннюю ϕ_1 и внешнюю ϕ_2 составляющие:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2.$$

Добавочная функция F_1 дается выражением: $F_1 = \tanh(\arg_1)$ где принято:

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500v}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right], \quad (15)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right), \quad (16)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad (17)$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500v}{d^2 \omega} \right), \quad (18)$$

где d – расстояние от исследуемой точки до ближайшей стенки канала, and Ω – величина завихренности. В этой ссылке выражение для P заменяется на:

$$\min(P, 20\beta^* \rho \omega k).$$

На стенке принимается:

$$\omega_{wall} = 10 \frac{6v}{\beta_1 (\Delta d_1)^2}, \quad k_{wall} = 0, \quad (24)$$

Модельные константы:

$$\begin{aligned} \gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} k^2}{\sqrt{\beta^*}}, \\ \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} k^2}{\sqrt{\beta^*}}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} = 0,85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0,5, \\ \beta_1 = 0,075, \quad \sigma_{k2} = 1,0, \\ \sigma_{\omega 2} = 0,856, \quad \beta_2 = 0,0828, \\ \beta^* = 0,09, \quad k = 0,41, \quad a_1 = 0,31. \end{aligned} \quad (20)$$

Решение системы определяющих уравнений осуществляется с привлечением численной методики, основанной на совместном использовании алгоритма SIMPLE и способа одновременного нахождения с полем скорости продольного градиента давления, предложенного первоначально в работах Л.М. Симунни и обобщенного на случай его переменности в радиальном направлении при исследовании течения с пространственной деформацией, обусловленной наличием закрутки потока. Аппроксимация пространственных производных производится со 2 порядком точности, а производных по времени с 1 порядком точности.

При проведении расчетов, представленных в настоящей работе, использовались следующие граничные условия:

- на входе однородные профили осредненных и пульсационных параметров при $x = 0$: $U = U_0$; $V = V_0$; $W = W_0$; $T = T_0$; $K = K_0$; $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_0$;
- на выходе реализовывались «мягкие» граничные условия для всех искоемых величин;
- на стенке – условия «прилипания» осредненных и пульсационных характеристик, условия сопряжения тепловых полей в твердой стенке и потоке, а также $\epsilon_{wall} = 0$, $K_{wall} = 0$, что связано с проблемами при численном моделировании слагаемых для E и ϵ .
- на оси – условия симметрии:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0,$$

где $\Phi = \{U, V, W, K, \tilde{\epsilon}, T\}$;

– в начальный момент времени при $t = t_0$: $U = U^0$, $V = V^0$, $W = W^0$, $K = K^0$, $\epsilon = \epsilon^0$, $T = T^0$;

Результаты и их анализ

Исследование сильнозакрученных турбулентных течений показывает, что при $R_k > 3$ основное влияние на формирование динамической структуры оказывает радиальный градиент давления [3].

Анализ расчетов течений закрученных потока на входе показывает, что по мере продвижения потока по длине канала уменьшается азимутальная осредненная компонента вектора скорости. Кроме того проведенный анализ пульсационных полей скорости позволяет отметить, что вместе с уменьшением степени вращения потока снижаются значения относительных нормальных компонент тензора рейнольдсовых напряжений $(u'^2 / u_*^2, v'^2 / u_*^2, w'^2 / u_*^2, u_* = (\tau_\Sigma / \rho)^{0.5})$.

Течение в трубе с подвижной стенкой характеризуется появлением периферийных зон рециркуляции на начальном участке трубы и вытягиванием профиля осевой компоненты вектора скорости в сравнении со структурой развитого течения. В условиях турбулентности возникает пространственная ламинаризация. По распределению осредненных и пульсационных характеристик течения во вращающейся трубе мож-

но судить о подавлении турбулентных пульсаций массовыми центробежными силами. Данный эффект чрезвычайно важен в практике конструирования эффективных промышленных устройств с точки зрения установления областей и режимов экстенсификации процессов переноса.

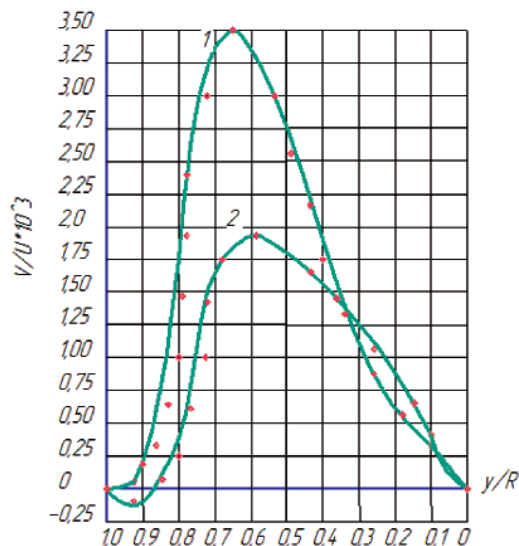


Рис. 1. $Re = 76000$, 1 – $x/D = 2,0$, 2 – $x/D = 6,5$ Кривая – данные [Nonasymptotic behavior of developing turbulent pipe flow. J.K. Reichert, R.S. Azad. CAN. J. PHYS. VOL. 54. 1976], точки – расчетные значения

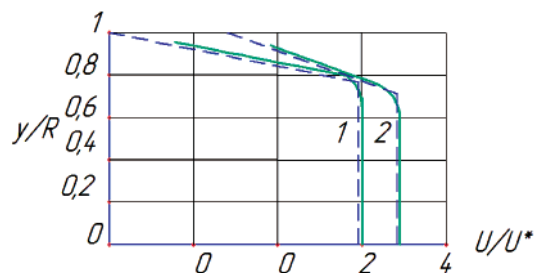


Рис. 2. Профиль аксиальной скорости. $Re = 76000$, 1 – $x/D = 2,0$, 2 – $x/D = 6,5$ Кривая – данные [Nonasymptotic behavior of developing turbulent pipe flow. J.K. Reichert, R.S. Azad. CAN. J. PHYS. VOL. 54. 1976], пунктирная линия – данные расчета (SST)

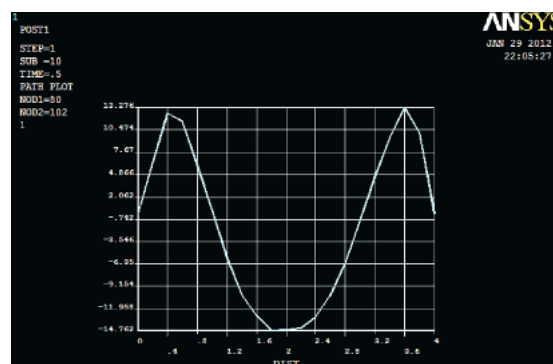


Рис. 3 Профиль осевой компоненты скорости при значении $x/d = 1,75$. Модель SST

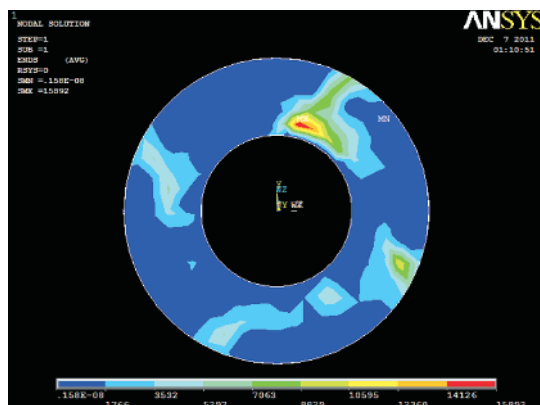
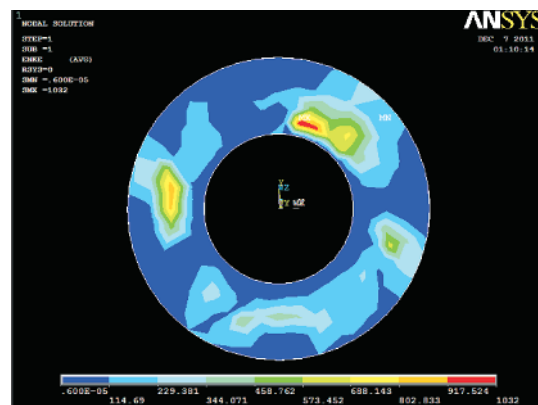


Рис. 4. Распределение значений диссипации кинетической энергии и значений кинетической энергии в выходном сечении канала, рассчитанное с помощью программного пакета ANSYS, осуществляется вращение внутреннего цилиндра – модель $k-\epsilon$, $x/d = 2,5$



Как показали расчеты модели Лаундера-Шарма и модель Ментнера обладают относительной универсальностью и эффективностью в сравнении с другими моделями. Тем не менее они требуют дальнейшего совершенствования на случай описания течений со сложным характером процессов переноса.

В заключение стоит отметить, что несмотря на успехи в достаточно широкой области приложений, у исследуемых моделей имеется существенный недостаток: все они несостоятельны при описании больших максимумов вблизи стенки. С этой точки зрения, как показывает практика, модели с транспортными уравнениями для интегрального масштаба турбулентности, например модель $k-L$ модель Харламова-Глушко.

Список литературы

1. Launder B.E., Sharma B.I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc // Letters Heat Mass Transfer. – 1974. – Vol. 1. – P. 131–138.
2. Spalart P.R. and Rumsey C.L. Effective Inflow Conditions for Turbulence Models in Aerodynamic Calculations // AIAA Journal. – 2007. – Vol. 45, №10. – P. 2544–2553.

3. Харламов С.Н., Serafini S., Germano R., Ким В.Ю., Сильвестров С.И. Закономерности ламинаризирующих высокоротационных закрученных внутренних потоков в промышленных устройствах.

ИНТЕРАКТИВНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УЧЕБНИК РОДНЫХ ЯЗЫКОВ

Шамхалова Т.Н., Якубов А.З.

Дагестанский государственный университет, Махачкала,
e-mail: shamkhalova.tamila@gmail.com

В языковой картине России дагестанские языки давно и прочно занимают достойное место. В многонациональной республике Дагестан, каждый язык играет позитивную роль и поэтому воспитание толерантной языковой личности сегодня представляется особенно актуальным, для чего в республике созданы уникальные возможности.

В данной работе хотелось бы остановиться на некоторых проблемах, которые волнуют меня и предложить пути выхода из них, благодаря применению