УДК 532 DOI: 10.18698/1812-3368-2021-2-25-36

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ ЗАКРУЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ

Ф.Х. Назаров farruxnazar@mail.ru

Институт механики и сейсмостойкости сооружений им. М.Т. Уразбаева Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Республика Узбекистан

Аннотация

Исследовано турбулентное течение потока жидкости во вращающейся трубе, называемое течением Пуазейля — Куэтта — Тейлора. Для моделирования подобных задач линейные модели RANS непригодны, поскольку в таких течениях наблюдается сильная анизотропия турбулентности. В связи с этим для указанных задач необходимо использовать модели, которые учитывают анизотропию турбулентности. Удовлетворительные решения можно получить при использовании модифицированных линейных моделей, где введены специальные поправки на вращение потока. К таким моделям можно отнести модель SARC. В последнее время появился новый подход к проблеме турбулентности. На основе этого подхода построена новая двужидкостная модель турбулентности. Особенность модели заключается в том, что с ее помощью можно описывать сильно анизотропные турбулентные течения, модель проста для численной реализации и не требует больших вычислительных ресурсов. Проведен сравнительный анализ новой двужидкостной модели и модели SARC для течения Пуазейля — Куэтта — Тейлора. Полученные численные результаты исследования новой двужидкостной модели согласуются с экспериментальными данными лучше, чем результаты исследования модели SARC

Ключевые слова

Модель турбулентности, динамика двух жидкостей, модель SARC, закрученное течение, уравнения Навье — Стокса, неявная схема

Поступила 12.06.2020
Принята 10.11.2020

Введение. Турбулентные потоки являются наиболее часто встречающимися течениями. Течения, возникающие в технических устройствах, при технологических процессах, а также в природных явлениях в основном носят турбулентный характер. В связи с этим к математическому моделированию турбулентности приковано большое внимание многих исследователей на протяжении уже более 100 лет. В настоящее время существует несколько подходов к моделированию турбулентности. Первым является подход Рейнольдса. В основе этого подхода лежат две гипотезы: 1) скорость турбулентного потока состоит из осредненной и флуктуирующей скоростей; 2) достаточность уравнений Навье — Стокса. Первую гипотезу можно полагать экспериментально подтвержденной. Вторая гипотеза неочевидна, поскольку уравнения Навье — Стокса являются точной математической моделью для ламинарного потока, а достаточность для описания турбулентного потока еще не доказана. После подстановки турбулентной скорости в уравнения Навье — Стокса и осреднения по времени получается незамкнутая система уравнений, которая называется уравнениями Навье — Стокса, осредненными по Рейнольдсу (Reynolds Averaged Navier — Stokes, RANS). Модели, которые направлены на замыкание полученной системы уравнений, называются моделями RANS. В настоящее время существуют более 120 различных моделей RANS. Однако до сих пор не создана модель RANS, обладающая универсальностью. Это означает, что каждая модель в состоянии удовлетворительно описывать лишь определенный класс турбулентных течений. Это привело к тому, что еще в 1980-е гг. возник термин «кризис моделей RANS». Поэтому начиная с 1990-х гг. исследователи начали создавать практически используемые модели, которые содержат множества труднообъяснимых функций и эмпирических констант. Несмотря на это, указанные модели во многих случаях адекватно описывают турбулентные течения. К таким моделям можно отнести модель SARC [1].

Вторым подходом к моделированию турбулентности являются прямые численные методы решения уравнений Навье — Стокса, например прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation, DNS) [2, 3] и метод моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) [4]. В основе этих методов лежит вторая гипотеза Рейнольдса. Однако эти методы должны использоваться в трехмерной постановке задачи и расчетные шаги должны быть меньше колмогоровского масштаба. Следовательно, применение этих методов для расчета инженерных задач возможно при наличии сверхмощных компьютеров. Перечисленные методы используются для простых турбулентных течений с малым числом Рейнольдса [5].

Третий подход, получивший широкую популярность в последнее время, — гибридный (Detached Eddy Simulation), который объединяет методы LES и RANS. Расчеты в пристеночных областях проводятся моделями RANS, а вдали от стенок — методом LES. Такая комбинация позволяет существенно сократить вычислительные ресурсы [6, 7].

Краткий обзор моделей турбулентности показывает, что модели RANS все еще являются наиболее используемыми моделями для практических задач. Однако недавно опубликована работа, в которой предложена новая модель турбулентности на основе двужидкостного подхода [8]. В этой работе математически доказана возможность представления турбулентного потока в виде гетерогенной смеси двух жидкостей, имеющих различные скорости. На основе новой модели получены решения для обтекания пластины, круглой и плоской струи, а также для внезапного расширения вращающегося потока. Во всех задачах новая двужидкостная модель показала высокую точность и устойчивость. Главные особенности новой модели — ее простота в численной реализации и способность описывать сложные анизотропные турбулентные потоки.

Среди турбулентных потоков особое место занимают закрученные, которые широко используются в технике, технологических процессах, а также распространены в природе. Закрутка потока применяется в большом числе практических приложений, например для стабилизации и интенсификации процессов горения в камерах сгорания различных энергетических установок. В таких течениях воздействие вращения на турбулентность существенно меняет характеристики турбулентного переноса импульса, теплоты и массы. Характер влияния закрутки на структуру потока определяется и тем, каким способом создается завихренность в потоке. В настоящей работе исследовано течение потока во вращающейся цилиндрической трубе. Подобные закрученные течения возникают в различных технических устройствах, например во входной части гидравлических машин, теплообменниках и системах охлаждения роторов.

Как правило, экспериментальное моделирование закрученных турбулентных потоков, включая потоки, создаваемые вращением трубы, затруднительно как с технической, так и с экономической точки зрения. Математическое моделирование процессов турбулентного переноса в закрученных потоках является наиболее эффективным средством получения достоверных данных. Однако сильная анизотропия турбулентного переноса в закрученных потоках не позволяет физически корректно вычислять статистические характеристики течения с использованием моделей градиентного переноса, основанных на введении эффективного коэффициента турбулентной вязкости.

Как было отмечено, новая двужидкостная модель турбулентности может описывать анизотропную турбулентность. Далее приведены численные результаты, полученные на основе этой модели для турбулентного течения жидкости во вращающейся трубе — течения Пуазейля — Куэтта — Тейлора. Сложность моделирования такого течения связана с тем, что аксиальная скорость вызывает турбулентность, а тангенциальная подавляет ее.

Поэтому это течение является серьезной тестовой задачей для всех моделей турбулентности. Результаты экспериментального исследования течения приведены в [9–11]. Здесь представлено сравнение численных результатов с экспериментальными данными, взятыми из указанных работ. Для сравнительного анализа использована линейная модель SARC.

Постановка задачи. Схема закрученного потока во вращающейся трубе приведена на рис. 1. Во вращающуюся трубу входит ламинарный незакрученный поток, который по мере движения по трубе приобретает вращательное движение. Следовательно, на выходе поток будет полностью турбулентным и закрученным. В связи с этим рассмотрена достаточно длинная труба, т. е. ее длина существенно больше ее диаметра; небольшие скорости потока, среда полагается несжимаемой. Поток характеризуется числом Рейнольдса Re = 20 000, которое определяется по среднерасходной скорости и радиусу трубы. В условиях вращения введен еще и параметр вращения $N = (\pi D^2 \Omega R)/(4Q)$, где $D = 2R$; Ω — угловая скорость вращения трубы; R — радиус трубы; Q — объемный расход.

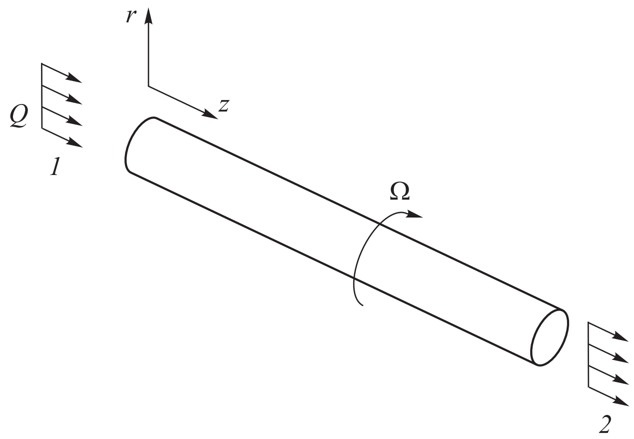

Рис. 1. Схема закрученного потока во вращающейся трубе:

1 — профиль скорости на входе (ламинарный, без вихря); *2* — профиль скорости на выходе (полностью развитый, турбулентный, с вихрем)

Новая двужидкостная модель подробно описана в [8, 12]. Задача является осесимметричной, поэтому для численного исследования удобно использовать цилиндрическую систему координат. Для численной реализации гидродинамических уравнений применен метод установления. Суть метода заключается в том, что рассматривается нестационарная система уравнений, решение которой асимптотически приближается к стационарному. Следовательно, в этом методе интегрирование по времени играет роль итерации.

Нестационарная система уравнений двужидкостной модели в цилиндрических координатах

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial U}{\partial z}+\frac{\partial \rho r V}{\rho r \partial r}=0;\\
&\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial z}+V\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}+\frac{\partial U}{r\partial r}\right)-\frac{\partial \rho r u\vartheta}{\rho r\partial r};\\
&\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial z}+V\frac{\partial V}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{W^2}{r}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}+\frac{\partial V}{r\partial r}-\frac{V}{r^2}\right)-\frac{\partial \rho r\vartheta\vartheta}{\rho r\partial r};\\
&\frac{\partial W}{\partial t}+U\frac{\partial W}{\partial z}+V\frac{\partial W}{\partial r}+\frac{WV}{r}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 W}{\partial r^2}+\frac{\partial W}{r\partial r}-\frac{W}{r^2}\right)-\frac{\partial \rho r^2\vartheta w}{\rho r^2\partial r};\\
&\frac{\partial u}{\partial t}+U\frac{\partial u}{\partial z}+V\frac{\partial u}{\partial r}=-\left(1-C_s\right)\frac{\partial U}{\partial r}\vartheta+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\nu_{zr}\frac{\partial u}{\partial r}\right)-C_r u;\\
&\frac{\partial \vartheta}{\partial t}+U\frac{\partial \vartheta}{\partial z}+V\frac{\partial \vartheta}{\partial r}=-C_s\frac{\partial U}{\partial r}u-\left(C_s\frac{\partial rW}{r\partial r}-\frac{2W}{r}\right)w+\\
&+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\nu_{rr}\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right)-2\nu_{rr}\frac{\vartheta}{r^2}-C_r\vartheta;\\
&\frac{\partial w}{\partial t}+U\frac{\partial w}{\partial z}+V\frac{\partial rw}{r\partial r}=-\left(1-C_s\right)\frac{\partial rW}{r\partial r}\vartheta+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\nu_{wr}\left(\frac{\partial w}{\partial r}-\frac{w}{r}\right)\right]-C_r w.
\end{aligned}\qquad(1)$$

Здесь U, V, W — аксиальная, радиальная и тангенциальная скорости потока; u, v, w — их соответствующие относительные скорости; C_s — коэффициент силы Сеффмена; C_r — коэффициент силы трения,

$$C_r = C_1\lambda_{\max}+C_2\frac{|\vartheta|}{d},\qquad(2)$$

где C_1 = 0,7825, C_2 = 0,306 — поправочные коэффициенты; $\lambda_{\max}$ — наибольший корень характеристического уравнения; d — ближайшее расстояние до твердой стенки. Молярные вязкости определяются по соотношениям:

$$\begin{aligned}
&\nu_{zr}=3\nu+2\left|\frac{u\vartheta}{\mathrm{def}(U)}\right|;\\
&\nu_{\varphi r}=3\nu+2\left|\frac{\vartheta w}{\mathrm{def}(U)}\right|;
\end{aligned}\qquad(3)$$

$$\nu_{rr} = 3\nu + 2\left|\frac{\vartheta\vartheta}{\operatorname{def}(U)}\right|;$$
$$\operatorname{def}(U) = \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r}\right)^2}. \tag{3}$$

Здесь ν — молекулярная вязкость. Наибольшим корнем характеристического уравнения является [12]:

$$\lambda_{\max} = \sqrt{D},\ \ D \ge 0;$$
$$\lambda_{\max} = 0, \quad\ D \le 0,$$

где

$$D = C_s(1 - C_s)\left[\left(\frac{\partial rW}{r\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)^2\right] - \frac{2(1 - C_s)W}{r}\frac{\partial rW}{r\partial r}.$$

Для численного решения системы (1) вводятся функция тока ψ, которая удовлетворяет условию неразрывности для воздушной среды [13]:

$$U = \frac{\partial\psi}{r\partial z}, V = -\frac{\partial\psi}{r\partial r}, \tag{4}$$

и завихренность

$$\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{\partial V}{\partial z} = \zeta. \tag{5}$$

Во втором уравнении системы (1) берем производную по r, а в третьем уравнении — по z. Вычитая полученные результаты, исключаем давление и получаем систему уравнений для воздушного потока в новых переменных:

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} + U\frac{\partial\zeta}{\partial z} + V\frac{\partial\zeta}{\partial r} - \zeta\frac{V}{r} = -\frac{\partial W^2}{r\partial z} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial r^2} + \frac{\partial\zeta}{r\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial ru\vartheta}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial^2 ru\vartheta}{\partial r^2};$$
$$\frac{\partial W}{\partial t} + U\frac{\partial W}{\partial z} + V\frac{\partial W}{\partial r} + \frac{WV}{r} = \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{\partial W}{r\partial r} - \frac{W}{r^2}\right) - \frac{\partial\rho r^2 u\vartheta}{\rho r^2\partial r}; \tag{6}$$
$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = r\zeta.$$

В правой части системы (6) продольными производными турбулентных напряжений пренебрегают ввиду их малости. Для численного решения уравнения переноса системы (6) для конвективных членов использована конечно-разностная схема против потока, а для диффузионных членов — центральная неявная схема:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \zeta \\ W \\ u \\ \vartheta \\ w \\ \tilde{\nu} \end{bmatrix},$$

$$\Pi^{(\Phi)} =$$

$$= \begin{bmatrix} \dfrac{r_{j+1} u^{n+1}_{i,j+1} \vartheta^{n+1}_{i,j+1} - r_{j-1} u^{n+1}_{i,j-1} \vartheta^{n+1}_{i,j-1}}{2 r^2_{ij} \Delta r} - \dfrac{r_{j+1} u^{n+1}_{i,j+1} \vartheta^{n+1}_{i,j+1} - 2 r_j u^{n+1}_{i,j} \vartheta^{n+1}_{i,j} + r_{j-1} u^{n+1}_{i,j-1} \vartheta^{n+1}_{i,j-1}}{r_j \Delta r^2} \\ \dfrac{r_{j+1} w^{n+1}_{i,j+1} \vartheta^{n+1}_{i,j+1} - r_{j-1} w^{n+1}_{i,j-1} \vartheta^{n+1}_{i,j-1}}{2 r^2_{ij} \Delta r} \\ \left(1 - 2C_s\right) \vartheta^{n+1}_{i,j} \left(\dfrac{U^n_{i,j+1} - U^n_{i,j-1}}{2\Delta r} \right) - \\ -2C_s u^{n+1}_{i,j} \left(\dfrac{U^n_{i,j+1} - U^n_{i,j-1}}{2\Delta r} \right) - \left(2C_s \dfrac{r_{j+1} W^n_{i,j+1} - r_{j-1} W^n_{i,j-1}}{2 r_j \Delta r} - \dfrac{2 W_{i,j}}{r_j} \right) w^n_{i,j} \\ \left(1 - 2C_s\right) \vartheta^{n+1}_{i,j} \left(\dfrac{r_{j+1} W^n_{i,j+1} - r_{j-1} W^n_{i,j-1}}{2 r_j \Delta r} \right) \\ f_{r1} \left(P_w - D_w \right) \Delta t + \dfrac{\Delta t C_{b2}}{\sigma} \left(\dfrac{\tilde{\nu}^n_{i,j+1} - \tilde{\nu}^n_{i,j-1}}{2\Delta r} \right)^2 \end{bmatrix}. \tag{7}$$

Схема против потока имеет вид:

$$U_{i,j} = U^n_{i,j}, V_{i,j} = V^n_{i,j};$$

$$\frac{\Phi^{n+1}_{i,j} - \Phi^n_{i,j}}{\Delta t} + 0,5\left(U_{i,j} + \left|U_{i,j}\right|\right) \frac{\Phi^n_{i,j} - \Phi^n_{i-1,j}}{\Delta z} + 0,5\left(U_{i,j} - \left|U_{i,j}\right|\right) \frac{\Phi^n_{i+1,j} - \Phi^n_{i,j}}{\Delta z} +$$

$$+ 0,5\left(V_{i,j} + \left|V_{i,j}\right|\right) \frac{\Phi^n_{i,j} - \Phi^n_{i,j-1}}{\Delta r} + 0,5\left(V_{i,j} - \left|V_{i,j}\right|\right) \frac{\Phi^n_{i,j+1} - \Phi^n_{i,j}}{\Delta r} =$$

$$= \frac{\Phi^{n+1}_{i,j+1} - 2\Phi^{n+1}_{i,j} + \Phi^{n+1}_{i,j-1}}{\operatorname{Re} \Delta r^2} + \frac{\Phi^{n+1}_{i,j+1} - \Phi^{n+1}_{i,j-1}}{2 r_j \operatorname{Re} \Delta r} + \frac{\Phi^n_{i+1,j} - 2\Phi^{n+1}_{i,j} + \Phi^n_{i-1,j}}{\operatorname{Re} \Delta z^2} + \Pi^{(\Phi)}. \tag{8}$$

Аналогичная численная методика использована в [13].

Как было отмечено, в работе для исследования поставленной задачи использована модель SARC, которая применялась для исследования многих проблем. Для рассматриваемой задачи система уравнений гидродинамики с учетом модели SARC имеет вид:

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial U}{\partial z}+\frac{\partial \rho r V}{\rho r \partial r}=0;\\
&\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial z}+V\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{\partial U}{r\partial r}\left(r\left(\nu+\nu_t\right)\frac{\partial U}{\partial r}\right);\\
&\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial z}+V\frac{\partial V}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{W^2}{r}=\frac{\partial V}{r\partial r}\left(r\left(\nu+\nu_t\right)\frac{\partial V}{\partial r}\right)-\frac{\nu+\nu_t}{r^2}V;\\
&\frac{\partial W}{\partial t}+U\frac{\partial W}{\partial z}+V\frac{\partial W}{\partial r}+\frac{WV}{r}=\frac{\partial W}{r\partial r}\left(r\left(\nu+\nu_t\right)\frac{\partial W}{\partial r}\right)-\frac{\nu+\nu_t}{r^2}W;\\
&\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t}+U\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial z}+V\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial r}=f_{r1}\left(P_w-D_w\right)+\frac{1}{\sigma}\left[\frac{\partial}{r\partial r}\left(r\left(\nu+\tilde{\nu}\right)\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial r}\right)+C_{b2}\left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial r}\right)^2\right];\\
&\nu_t=\tilde{\nu} f_{\nu 1}.
\end{aligned}
\qquad (9)
$$

Здесь $\tilde{\nu}$ — молекулярная вязкость. Методика решения системы уравнений (9) аналогична методике решения системы (1), которая также описана в [14].

Результаты исследования. Численные результаты исследования модели SARC и двужидкостной модели для продольной скорости приведены на рис. 2, *а*. Результаты, полученные с использованием модели SARC, качественно описывают продольную скорость, а результаты, определенные с помощью двужидкостной модели, соответствуют экспериментальным данным из работы [15]. Численные результаты исследования обеих моделей для тангенциальной скорости потока представлены на рис. 2, *б*.

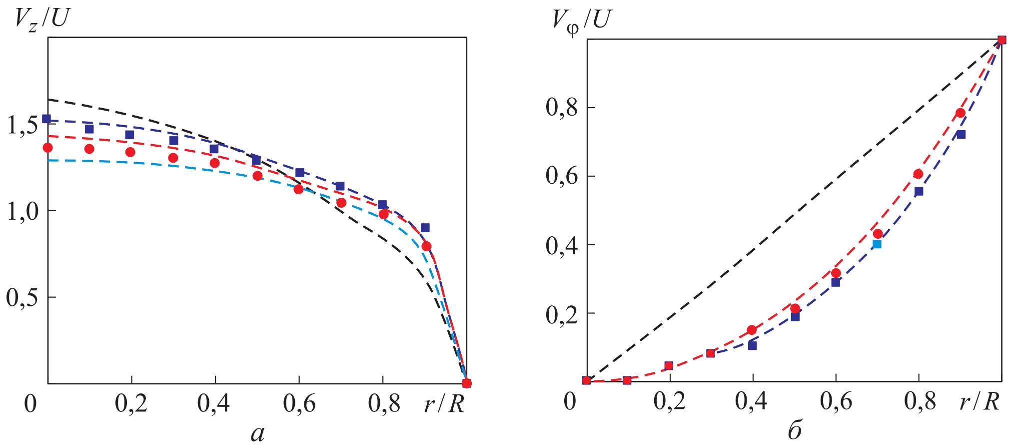

Рис. 2. Профили осевой (*а*) и тангенциальной (*б*) скоростей потока во вращающейся трубе:

●, ■ — экспериментальные данные при $N = 0{,}5$ и $1{,}0$; штриховые линии: красная, фиолетовая — для новой двужидкостной модели при $N = 0{,}5$ и $1{,}0$, синяя, черная — для модели SARC при $N = 0{,}5$ и $1{,}0$

Результаты исследования модели SARC (см. рис. 2, *б*) соответствуют ламинарному потоку. Следовательно, модель SARC не может качественно описывать тангенциальную скорость. Это утверждение отмечено и другими исследователями (например, см. [5]). Для новой двужидкостной модели наблюдается хорошее соответствие с экспериментальными данными.

Заключение. Двужидкостная модель имеет большой потенциал для моделирования турбулентных закрученных потоков. Модель продемонстрировала простоту для численной реализации и хорошую устойчивость. Новая модель экономична для численной реализации. Так, новая модель позволяет интегрировать с шагом по времени в 20 раз большим по сравнению с шагом модели SARC.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1992, no. 1992-0439.
DOI: https://doi.org/10.2514/6.1992-439

[2] Versteegh T.A., Nieuwstadt T.M. Turbulent budgets of natural convection in an infinite, differentially heated, vertical channel. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1998, vol. 19, iss. 2, pp. 135–149. DOI: https://doi.org/10.1016/S0142-727X(97)10018-2

[3] Boudjemadi R., Maupu V., Laurence D., et al. Direct numerical simulation of natural convection in a vertical channel: a tool for second-moment closure modelling. In: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*. Elsevier, 1996, pp. 39–48.
DOI: https://doi.org/10.1016/B978-0-444-82463-9.50010-1

[4] Peng S.H., Davidson L. Large eddy simulation of turbulent buoyant flow in a confined. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2001, vol. 22, iss. 3, pp. 323–331.
DOI: https://doi.org/10.1016/S0142-727X(01)00095-9

[5] Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений. СПб., Изд-во Политехн. ун-та, 2012.

[6] Frölich J., von Terzi D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Prog. Aerosp. Sci.*, 2008, vol. 44, iss. 5, pp. 349–377.
DOI: https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2008.05.001

[7] Haase W., Braza M., Revell A., eds. DESider — a European effort on hybrid RANS-LES modelling. *Results of the European-Union Funded Project. Series Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, vol. 103. Berlin, Heidelberg, Springer, 2009. DOI: 10.1007/978-3-540-92773-0

[8] Malikov Z. Mathematical model of turbulence based on the dynamics of two fluids. *Appl. Math. Model.*, 2020, vol. 82, pp. 409–436.
DOI: https://doi.org/10.1016/j.apm.2020.01.047

[9] Imao S., Itoh M., Harada T. Turbulent characteristics of the flow in an axially rotating pipe. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1996, vol. 17, iss. 5, pp. 444–451.
DOI: https://doi.org/10.1016/0142-727X(96)00057-4

[10] Roback R., Johnson B.V. Mass and momentum turbulent transport experiments with confined swirling coaxial jets. NASA, 1983.

[11] Poroseva S.V. Wall corrections in modeling rotating pipe flows. Centre for Turbulence Research, 2001.

[12] Маликов З.М., Мадалиев М.Э. Численное моделирование двухфазного потока в центробежном сепараторе. *Прикладная математика и механика*, 2020, т. 84, № 5, с. 590–611. DOI: https://doi.org/10.31857/S0032823520050057

[13] Nazarov F.Kh., Malikov Z.M., Rakhmanov N.M. Simulation and numerical study of two-phase flow in a centrifugal dust catcher. *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1441, art. 012155. DOI: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1441/1/012155

[14] Nazarov F.X., Khasanov S.M., Yakubov A.A. Computational experiment of swirling flows of turbulence models SA and SST. *IJRTE*, 2019, vol. 8, no. 4, pp. 2140–2144.

[15] Shih T.H., Zhu J., Liou W., et al. Modeling of turbulent swirling flows. NASA, 1997.

Назаров Фаррух Холиёрович — аспирант, Институт механики и сейсмостойкости сооружений им. М.Т. Уразбаева Академии наук Республики Узбекистан (Республика Узбекистан, 100125, Ташкент, Зиелилар ул., д. 13).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Назаров Ф.Х. Сравнение моделей турбулентности для закрученных течений. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2021, № 2 (95), с. 25–36.
DOI: https://doi.org/10.18698/1812-3368-2021-2-25-36

COMPARING TURBULENCE MODELS FOR SWIRLING FLOWS

F.Kh. Nazarov farruxnazar@mail.ru

Institute of Mechanics and Seismic Stability of Structures named after M.T. Urazbaev, Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, Republic of Uzbekistan

Abstract

The paper considers a turbulent fluid flow in a rotating pipe, known as the Taylor — Couette — Poiseuille flow. Linear RANS models are not suitable for simulating this type of problems, since the turbulence in these flows is strongly anisotropic, which means that solving these problems requires models accounting for turbulence anisot-

Keywords

Turbulence model, two-fluid dynamics, SARC model, swirling flow, Navier — Stokes equations, implicit scheme

ropy. Modified linear models featuring corrections for flow rotations, such as the SARC model, make it possible to obtain satisfactory solutions. A new approach to turbulence problems has appeared recently. It allowed a novel two-fluid turbulence model to be created. What makes this model different is that it can describe strongly anisotropic turbulent flows; moreover, it is easy to implement numerically while not being computationally expensive. We compared the results of solving the Taylor — Couette — Poiseuille flow problem using the novel two-fluid model and the SARC model. The numerical investigation results obtained from the novel two-fluid model show a better agreement with the experimental data than the results provided by the SARC model

Received 12.06.2020
Accepted 10.11.2020

REFERENCES

[1] Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1992, no. 1992-0439.
DOI: https://doi.org/10.2514/6.1992-439

[2] Versteegh T.A., Nieuwstadt T.M. Turbulent budgets of natural convection in an infinite, differentially heated, vertical channel. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1998, vol. 19, iss. 2, pp. 135–149. DOI: https://doi.org/10.1016/S0142-727X(97)10018-2

[3] Boudjemadi R., Maupu V., Laurence D., et al. Direct numerical simulation of natural convection in a vertical channel: a tool for second-moment closure modelling. In: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*. Elsevier, 1996, pp. 39–48.
DOI: https://doi.org/10.1016/B978-0-444-82463-9.50010-1

[4] Peng S.H., Davidson L. Large eddy simulation of turbulent buoyant flow in a confined. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 2001, vol. 22, iss. 3, pp. 323–331.
DOI: https://doi.org/10.1016/S0142-727X(01)00095-9

[5] Garbaruk A.V., Strelets M.Kh., Shur M.L. Modelirovanie turbulentnosti v raschetakh slozhnykh techeniy [Turbulence modeling in calculation of complex flows]. St. Petersburg, St. Petersburg Univ. Publ., 2012.

[6] Frölich J., von Terzi D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Prog. Aerosp. Sci.*, 2008, vol. 44, iss. 5, pp. 349–377.
DOI: https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2008.05.001

[7] Haase W., Braza M., Revell A., eds. DESider — a European effort on hybrid RANS-LES modelling. *Results of the European-Union Funded Project. Series Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, vol. 103. Berlin, Heidelberg, Springer, 2009. DOI: 10.1007/978-3-540-92773-0

[8] Malikov Z. Mathematical model of turbulence based on the dynamics of two fluids. *Appl. Math. Model.*, 2020, vol. 82, pp. 409–436.
DOI: https://doi.org/10.1016/j.apm.2020.01.047

[9] Imao S., Itoh M., Harada T. Turbulent characteristics of the flow in an axially rotating pipe. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 1996, vol. 17, iss. 5, pp. 444–451.
DOI: https://doi.org/10.1016/0142-727X(96)00057-4

[10] Roback R., Johnson B.V. Mass and momentum turbulent transport experiments with confined swirling coaxial jets. NASA, 1983.

[11] Poroseva S.V. Wall corrections in modeling rotating pipe flows. Centre for Turbulence Research, 2001.

[12] Malikov Z.M., Madaliev M.E. Numerical simulation of two-phase flow in centrifugal separator. *Prikladnaya matematika i mekhanika*, 2020, vol. 84, no. 5, pp. 590–611 (in Russ.). DOI: https://doi.org/10.31857/S0032823520050057

[13] Nazarov F.Kh., Malikov Z.M., Rakhmanov N.M. Simulation and numerical study of two-phase flow in a centrifugal dust catcher. *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1441, art. 012155. DOI: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1441/1/012155

[14] Nazarov F.Kh., Khasanov S.M., Yakubov A.A. Computational experiment of swirling flows of turbulence models SA and SST. *IJRTE*, 2019, vol. 8, no. 4, pp. 2140–2144.

[15] Shih T.H., Zhu J., Liou W., et al. Modeling of turbulent swirling flows. NASA, 1997.

Nazarov F.Kh. — Post-Graduate Student, Institute of Mechanics and Seismic Stability of Structures named after M.T. Urazbaev, Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan (Zielilar ul. 13, Tashkent, 100125 Republic of Uzbekistan).

Please cite this article in English as:

Nazarov F.Kh. Comparing turbulence models for swirling flows. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2021, no. 2 (95), pp. 25–36 (in Russ.). DOI: https://doi.org/10.18698/1812-3368-2021-2-25-36