

УДК 532.522

ПРИСТЕННЫЕ ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЗАКРУЧЕННЫЕ СТРУИ

© 2024 г. А. М. Гайфуллин*, А. С. Щеглов**

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского, Жуковский, Россия

* e-mail: gaifullin@tsagi.ru

** e-mail: shcheglov@phystech.edu

Поступила в редакцию 03.03.2024 г.

После доработки 14.03.2024 г.

Принята к публикации 14.03.2024 г.

С помощью численного моделирования исследуется задача об истечении турбулентной трехмерной пристенной закрученной струи несжимаемой жидкости. Целью исследования является определение структуры течения в струе, сравнение характеристик закрученной и незакрученной пристенных струй. Численное решение уравнений движения получено с помощью метода крупных вихрей с пристенным разрешением (WRLES). Результаты моделирования сравниваются с данными единственной опубликованной работы, посвященной экспериментальному исследованию закрученных пристенных струй.

Ключевые слова: пристенная струя, закрученная струя, автомодельность, метод крупных вихрей.

DOI: 10.31857/S1024708424030086, **EDN:** PFKSXY

При больших числах Рейнольдса течение жидкости или газа переходит из ламинарной формы в турбулентную. Для струй такой переход происходит при сравнительно небольших числах Рейнольдса. Поэтому почти все экспериментальные исследования пристенных струй – струй, бьющих из сопла параллельно бесконечной твердой плоскости, связаны с определением характеристик турбулентных струй [1–13]. Эти экспериментальные работы посвящены плоским (вытекающим из узкой щели) струям [1–4], трехмерным (вытекающим из концентрированного источника) незакрученным струям [5–12], и лишь в одной работе [13] определяются характеристики турбулентной пристенной закрученной струи. К основным результатам публикации [13] следует отнести определение характеристик незакрученной струи и закрученной струи при двух параметра закрутки, что позволило определить тенденцию изменения величин в зависимости от закрутки, а также экспериментальное доказательство того, что вдали от источника осредненные характеристики струи выходят на автомодельный режим.

Публикаций по расчету трехмерных пристенных турбулентных и ламинарных струй также немного [17–19], и все они, кроме последней, посвящены незакрученным струям. В недавней работе [19] были определены характеристики ламинарной трехмерной пристенной закрученной струи несжимаемой жидкости. В этой работе показано, что при небольших значениях закрутки пристенная струя в дальней области довольно быстро теряет свою закрутку, ее распространение происходит под некоторым углом к первоначальному направлению выдува, характеристики выходят на автомодельный режим. Начиная с некоторого значения закрутки, течение в струе становится нестационарным, периодическим, у выходного отверстия трубы вблизи оси струи появляются рециркуляционные области. Что касается публикаций других исследователей по расчетам характеристик турбулентных пристенных закрученных струй, то авторам они не известны.

Структуры течений несжимаемой жидкости в пристенной незакрученной струе для ламинарного и турбулентного случаев качественно различны. В ламинарном случае имеются две области течения: в первой (внутренней) из-за уменьшения продольной скорости в струе вертикальная компонента вектора скорости направлена от твердой плоскости, а во второй (внешней) из-за подсосывающего действия струи вертикальная компонента направлена к плоскости. Две эти области разделены близкой к полуокружности предельной линией тока [18]. В турбулентном же случае торможение струи приводит к тому, что она растекается параллельно плоскости, и практически всюду вертикальная компонента скорости направлена к плоскости.

При выборе метода моделирования турбулентного течения в пристенной струе авторы ориентировались на известные результаты расчетов трехмерных пристенных незакрученных струй: методы RANS [14, 15] давали не очень близкие к экспериментально наблюдаемым результаты, чего нельзя сказать о методах WRLES с подсеточной моделью Смогоринского [16] или с моделью WALE [17]. В данной статье моделирование течения в турбулентной пристенной закрученной струе проводится с помощью метода WRLES с подсеточной моделью WALE, которая, в отличие от модели Смогоринского, не требует применения демпфирующего множителя в пристенной части течения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

Рассмотрим струю несжимаемой жидкости, вытекающую из круглого отверстия диаметра d в вертикальной стене, примыкающего вплотную к горизонтальной твердой плоскости. Выдув струи производится в неподвижное пространство, затопленное той же жидкостью. Система координат, основные обозначения, которые будут объяснены ниже, и профили скорости в горизонтальной и вертикальной плоскостях приведены на рис. 1.

Уравнения LES получаются с помощью пространственной фильтрации уравнений Навье–Стокса с функцией фильтра $G(x, \Delta)$ [20]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j}. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$ – вектор декартовых координат, t – время, u_i – компоненты вектора скорости, $\rho = \text{const}$ – плотность, p – давление, $\nu = \text{const}$ – кинематический коэффициент молекулярной вязкости, $\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \iiint f(\mathbf{x}', t) G(\mathbf{x} - \mathbf{x}', \Delta) d\mathbf{x}'$, $\tau_{i,j} = \bar{u}_i u_j - \bar{u}_i \bar{u}_j$.

Система (1.1) решается численно методом конечного объема. Роль фильтрации в данной работе выполняет интегрирование по ячейке. При таком подходе $G(\mathbf{x}, \Delta) = 1/V$ внутри ячейки и 0 вне ячейки, где V – объем ячейки.

Тензор $\tau_{i,j}$ представим в виде

$$\tau_{i,j} = \frac{1}{3} \delta_{i,j} \tau_{k,k} + \left(\tau_{i,j} - \frac{1}{3} \delta_{i,j} \tau_{k,k} \right) = \frac{2}{3} \delta_{i,j} k_{sgs} + (dev \tau)_{i,j},$$

где $k_{sgs} = \tau_{kk}/2$, $(dev \tau)_{i,j} = \tau_{i,j} - \delta_{i,j} \tau_{k,k}/3$ – девиаторная часть тензора подсеточных напряжений, для моделирования которой используется гипотеза Буссинеска

$$dev \tau = 2\nu_\tau dev \bar{S},$$

\bar{S} – тензор скоростей деформации с элементами $\bar{S}_{i,j} = (\bar{g}_{i,j} + \bar{g}_{j,i})/2$, $\bar{g}_{i,j} = \partial \bar{u}_i / \partial x_j$, ν_τ – кинематический коэффициент подсеточной турбулентной вязкости.

После подстановки приведенных выше выражений в систему (1.1) она принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} k_{sgs} \right) + (\nu + \nu_\tau) \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \end{aligned} \tag{1.2}$$

Для замыкания подсеточной модели турбулентности необходимо определить k_{sgs} и ν_τ . Проведенный в некоторых работах анализ показывает, что от члена k_{sgs} решение зависит слабо [21], поэтому в данной работе пренебрежем этим слагаемым. Для ν_τ будем использовать модель WALE [22]

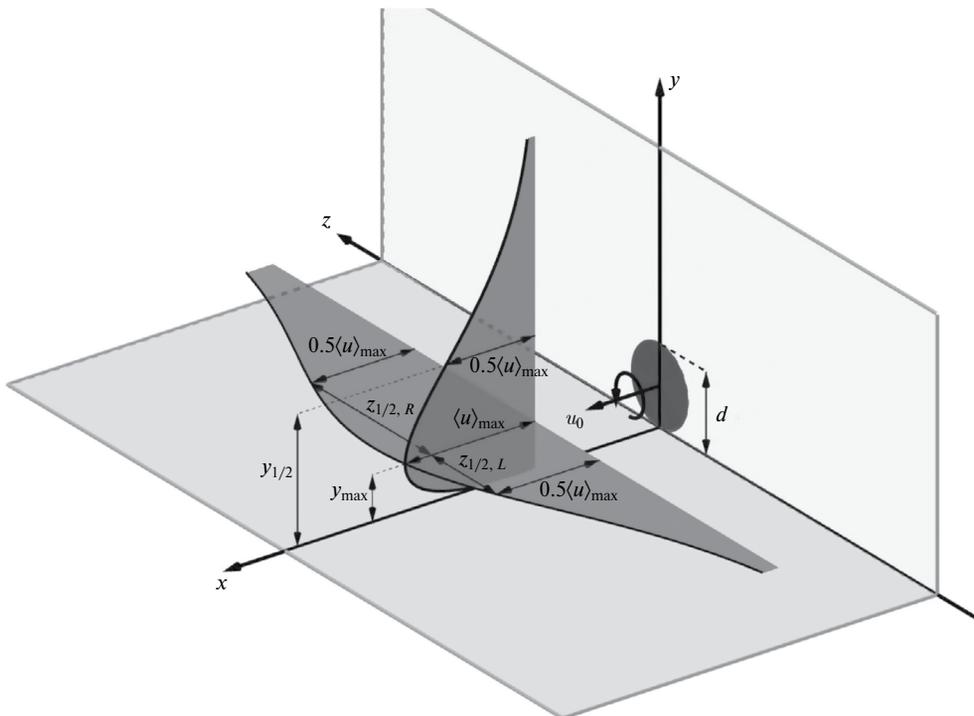


Рис. 1. Схема задачи, система координат и основные обозначения.

$$v_\tau = (C_w \Delta)^2 \frac{(\bar{S}_{i,j}^d \bar{S}_{i,j}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{i,j} \bar{S}_{i,j})^{5/2} + (\bar{S}_{i,j}^d \bar{S}_{i,j}^d)^{5/4}}, \tag{1.3}$$

где $\bar{S}_{i,j}^d = (\bar{g}_{i,j}^* + \bar{g}_{j,i}^*) / 2 - \delta_{i,j} \bar{g}_{k,k}^* / 3$, $\bar{g}_{i,j}^* = \bar{g}_{i,k} \bar{g}_{k,j}$, $C_w = 0.325$, $\Delta = \sqrt[3]{V}$. Отметим, что выражение (1.3), в отличие от модели Смагоринского, не требует дополнительных демпфирующих функций, явно зависящих от расстояния до твердой поверхности. Оно обеспечивает необходимое асимптотическое поведение, при котором коэффициент турбулентной вязкости пропорционален кубу расстояния от стенки.

Произведем переопределение так, чтобы оно соответствовало обозначениям на рис. 1: $x = x_1$, $y = x_2$, $z = x_3$, $u = \bar{u}_1$, $v = \bar{u}_2$, $w = \bar{u}_3$.

Систему уравнений (1.2) дополним граничными условиями: на твердых поверхностях ставится условие прилипания ($u = v = w = 0$), на большом удалении от источника струи выполняется условие затухания возмущений ($u \rightarrow 0$, $v \rightarrow 0$, $w \rightarrow 0$ при $x^2 + y^2 + z^2 \rightarrow \infty$), в начальном сечении струи (в круге радиуса d) задан однородный профиль продольной компоненты скорости в суперпозиции с твердотельным вращением ($u = u_0$, $v = -\Omega z$, $w = \Omega(y - d/2)$).

Численное интегрирование системы уравнений (1.2) с указанными выше граничными условиями осуществлялось с помощью метода конечного объема. Использовался алгоритм SIMPLEC [23], в котором уравнения импульса решаются относительно компонент вектора скорости, а уравнение неразрывности преобразуется к уравнению Пуассона для коррекции давления. Интерполяция конвективных слагаемых на грань ячейки проводилась с помощью схемы центральных разностей. Градиенты вычислялись с помощью схемы второго порядка точности, основанной на теореме Гаусса. Для интегрирования по времени использовалась неявная схема второго порядка точности. Расчеты проводились в расширяющейся с ростом x расчетной области, позволяя сосредоточить большую часть ячеек в высоконапорной области струи.

Так как расчетная область ограничена, то вместо использования граничных условий затухания на бесконечности использовался другой подход. К границе расчетной области была пристроена

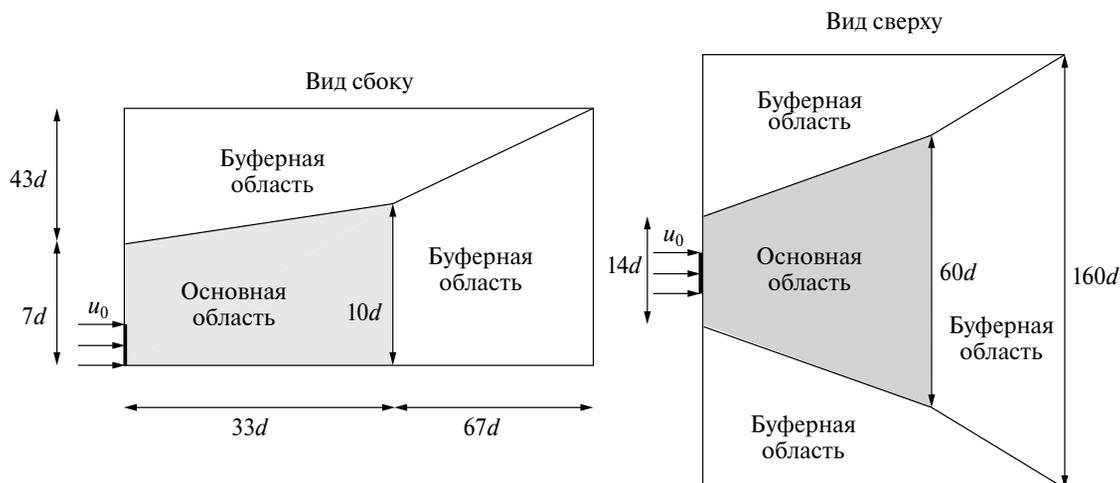


Рис. 2. Расчетная область.

вспомогательная буферная область (рис. 2), размеры ячеек в которой увеличивались по направлению к внешней границе. Укрупнение ячеек приводит к диссипации турбулентных вихрей до достижения ими выходной границы. При этом буферная область носит вспомогательный характер — смысл имеет только решение в основной области. На границах буферной области были поставлены «мягкие» условия: равенство нулю нормальной производной вектора скорости

$$\frac{\partial u}{\partial \mathbf{n}} = \frac{\partial v}{\partial \mathbf{n}} = \frac{\partial w}{\partial \mathbf{n}} = 0 .$$

При расчете характеристик трехмерных турбулентных закрученных струй в качестве основной использовалась структурированная многоблочная гексагональная расчётная сетка с общим количеством 15 миллионов ячеек, из которых на основную область приходится примерно 12 миллионов. Проводились также исследования для случая турбулентной трехмерной незакрученной струи на расчетной сетке с вдвое меньшим количеством ячеек. Сравнение этих двух расчетов показало приемлемую точность полученных результатов. Помимо пространственной дискретизации необходимо обеспечить и достаточно малую дискретизацию по времени. Шаг интегрирования по времени $\Delta t = 0.1d/u_0$ был выбран таким образом, чтобы удовлетворять условию $u\Delta t/\Delta x < 1$ во всей области течения, где u и Δx скорость течения в рассматриваемой ячейке расчетной области и продольный размер этой ячейки. Продольный размер основной части расчетной области $L = 33d$ выбирался на основе данных [13] и должен быть достаточным для выхода в автомодельную область течения.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУИ

Кроме величин, полученных с помощью пространственной фильтрации, введем понятие осредненных по времени величин

$$\langle f(x, y, z) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \bar{f}(x, y, z, t) dt ,$$

где T — длительность интервала осреднения. В данной работе значение T составило $100L/u_0$, а $t_0 = 23L/u_0$.

Для описания эволюции незакрученной струи обычно используют изменение по координате x некоторых ее характеристик: максимума продольной скорости $\langle u \rangle_{\max}$, толщины струи в вертикальном $y_{1/2}$ и горизонтальном $z_{1/2}$ направлениях и некоторые другие. Из-за взаимодействия закрученной струи с подстилающей поверхностью у струи появляется боковой импульс, который приводит к несимметрии

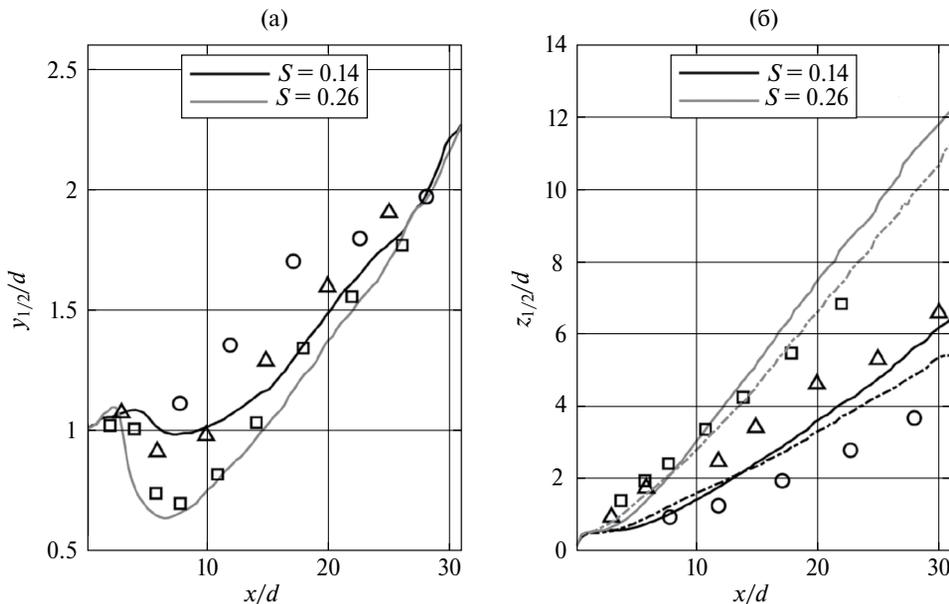


Рис. 3. Вертикальные (а) и поперечные (б) толщины струй; сплошные линии на графике справа соответствуют $z_{1/2,R}$, пунктирные – $z_{1/2,L}$, \circ, Δ, \square – результаты экспериментального исследования [13] при $S = 0, S = 0.141$ и $S = 0.265$.

осредненного течения относительно плоскости $z = 0$, поэтому определение вышеприведенных характеристик становится неоднозначным. Вместе с тем, эти понятия уже были введены в работе [13] при экспериментальном исследовании характеристик пристенной закрученной струи. Определим величины так же, как это сделано в [13]. Рассмотрим профиль осредненной скорости $\langle u(x, y, 0) \rangle$, построенный в плоскости $z = 0$, а его максимум обозначим через $\langle u \rangle_{\max} = \langle u(x, y_{\max}, 0) \rangle$. В качестве вертикальной толщины примем значение $y_{1/2}$ при котором $\langle u(x, y_{1/2}, 0) \rangle = 0.5 \langle u \rangle_{\max}$. Рассмотрим также профиль $\langle u(x, y_{\max}, z) \rangle$, построенный в плоскости $y = y_{\max}$. Правую и левую поперечные толщины струи определим по правилу $\langle u(x, y_{\max}, z_{1/2,R}) \rangle = \langle u(x, y_{\max}, z_{1/2,L}) \rangle = 0.5 \langle u \rangle_{\max}$.

Закрутку струи в различных научных публикациях определяют по-разному, и, опять же, так как результаты расчетов будут сравниваться с экспериментальными данными, определим эту величину так, как это сделано в работе [13]

$$S = \frac{2L}{Jd},$$

где $L = 2\pi\rho \int_0^{d/2} uv_{\varphi} r^2 dr$, $J = 2\pi \int_0^{d/2} (p - p_{\infty} + \rho u^2) r dr$ – потоки момента количества движения и полного импульса, рассчитанные в начальном сечении струи.

Еще одной характеристикой струи является число Рейнольдса

$$Re = \frac{u_0 d}{\nu}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты характеристик турбулентных трехмерных пристенных струй проведены при $Re = 7500$ и двух значениях параметра закрутки $S = 0.14$ и $S = 0.26$.

На рис. 3 показано сравнение численных и экспериментальных данных для вертикальной и горизонтальной толщин струи. Интересно отметить, что при $x > 20d$ вертикальная толщина струи слабо зависит от закрутки, в то время как различия в горизонтальной толщине с ростом x только увеличиваются. Возможно,

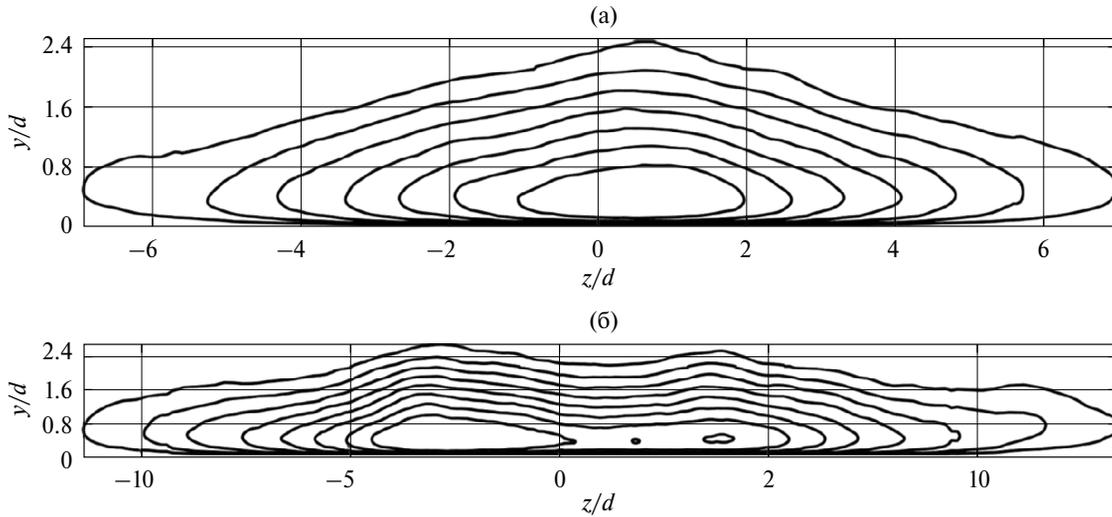


Рис. 4. Изолинии $\langle u \rangle / \langle u \rangle_{\max} = \text{const}$ с шагом 0.1 в плоскости $x = 25d$: (а) – от 0.3 до 0.9 для $S = 0.14$, (б) – от 0.3 до 1.0 для $S = 0.26$.

с этим связано и то, что при $S = 0.14$ струя имеет единственный локальный максимум продольной скорости, тогда как при $S = 0.26$ возникает струя с несколькими локальными максимумами (рис. 4а, 4б).

По мере продвижения вдоль оси x профиль скорости достаточно быстро выходит на автомодельный режим. Уже при $x = 15d$ вертикальные профили продольной скорости $\langle u(y) \rangle \equiv \langle u(x, y, 0) \rangle$ в сечении $z = 0$, а также горизонтальные профили продольной скорости $\langle u(z) \rangle \equiv \langle u(x, y_{\max}, z) \rangle$ в сечении $y = y_{\max}$ можно считать автомодельными (рис. 5, 6). Автомодельность такова, что максимум продольной скорости затухает как $x^{-1.08}$.

На рис. 7а–7в представлены линии тока осредненного поперечного течения, соответствующие случаю $S = 0.14$. Возникший в начальном сечении струи разрыв скорости дает начало двум мощным вихрям по краям струи. Эти вихри растаскивают струю в горизонтальном направлении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые проведено численное моделирование турбулентной трехмерной пристенной закрученной струи. Для этого был применен метод крупных вихрей с пристенным разрешением WRLES. Модель для подсеточной вязкости, которая применялась в данной работе, позволяет проводить расчеты без введения демпфирующих около твердой поверхности множителей, явно зависящих от расстояния до твердой поверхности. Такая модель обеспечивает необходимое асимптотическое поведение, при котором коэффициент турбулентной вязкости пропорционален кубу расстояния от стенки.

Расчетные исследования подтвердили основные результаты единственной публикации, посвященной экспериментальному исследованию рассматриваемого типа струй: закрученная пристенная, как и незакрученная, из-за подтормаживающего действия силы трения о поверхность в основном расплывается по поверхности, причем, чем больше закрутка, тем шире струя; характеристики течения достаточно быстро (на расстоянии 15 калибров) выходят на автомодельный режим, при этом продольная скорость затухает как $x^{-1.08}$.

Анализ структуры течения показал, что так же, как и в случае трехмерной пристенной незакрученной струи, на границе закрученной струи возникают два мощных вихря, которые и растаскивают струю в горизонтальном направлении.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Научное исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-11-00210, <https://rscf.ru/project/23-11-00210/>.

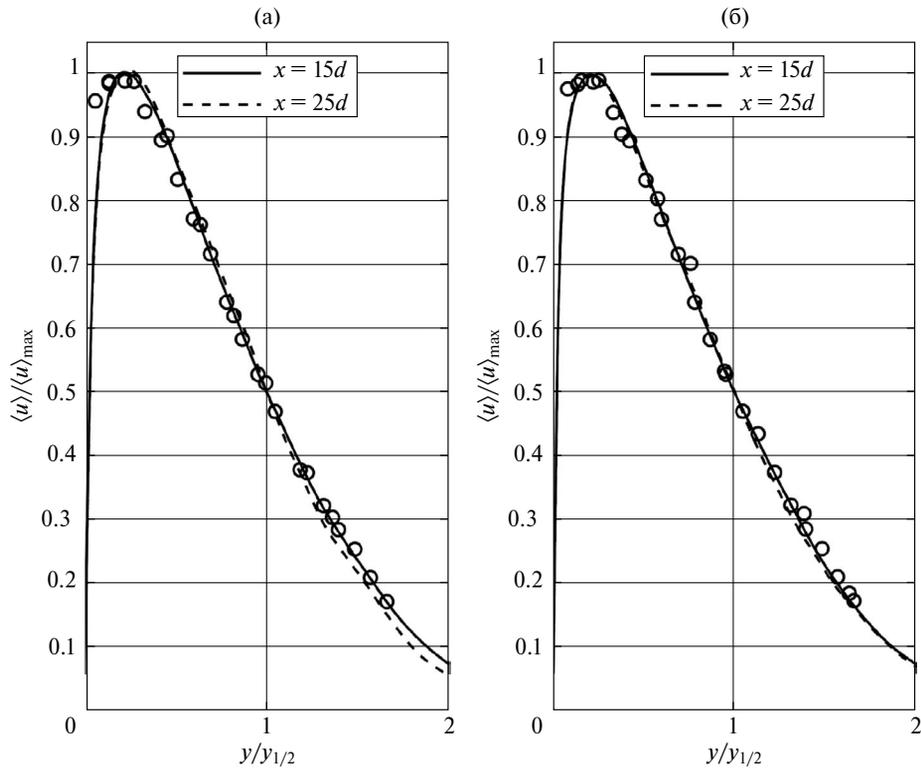


Рис. 5. Профили $\langle u(y) \rangle / \langle u \rangle_{\max}$ в сечениях $x = \text{const}$: (а) – для $S = 0.14$, (б) – для $S = 0.26$.

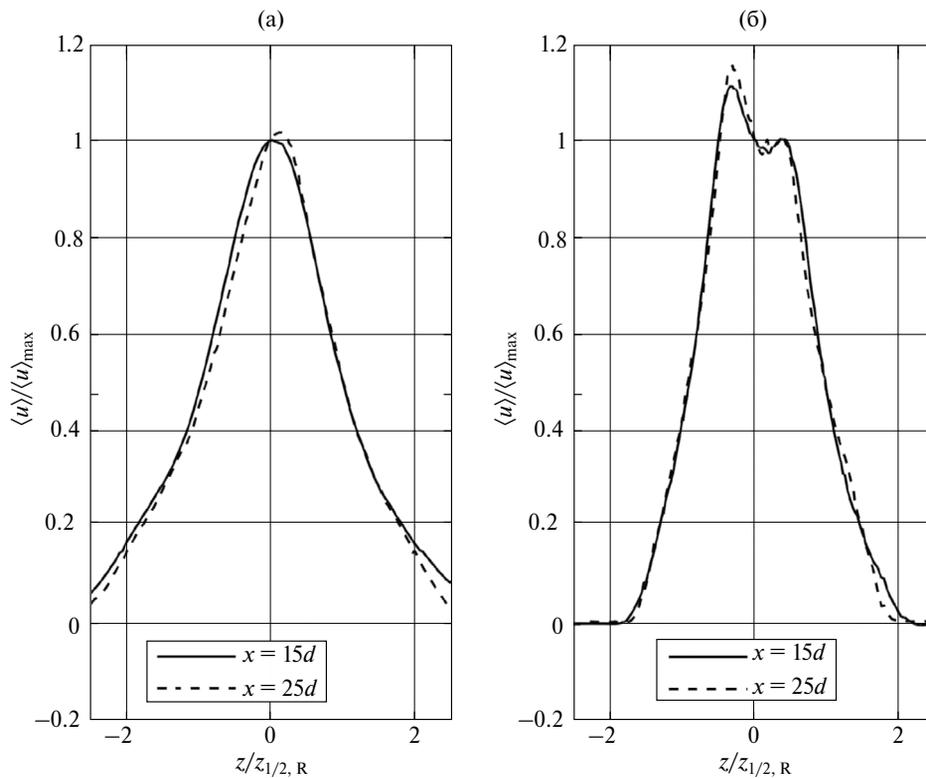


Рис. 6. Расчетные профили $\langle u(z) \rangle / \langle u \rangle_{\max}$ в сечениях $x = \text{const}$: (а) – для $S = 0.14$, (б) – для $S = 0.26$.

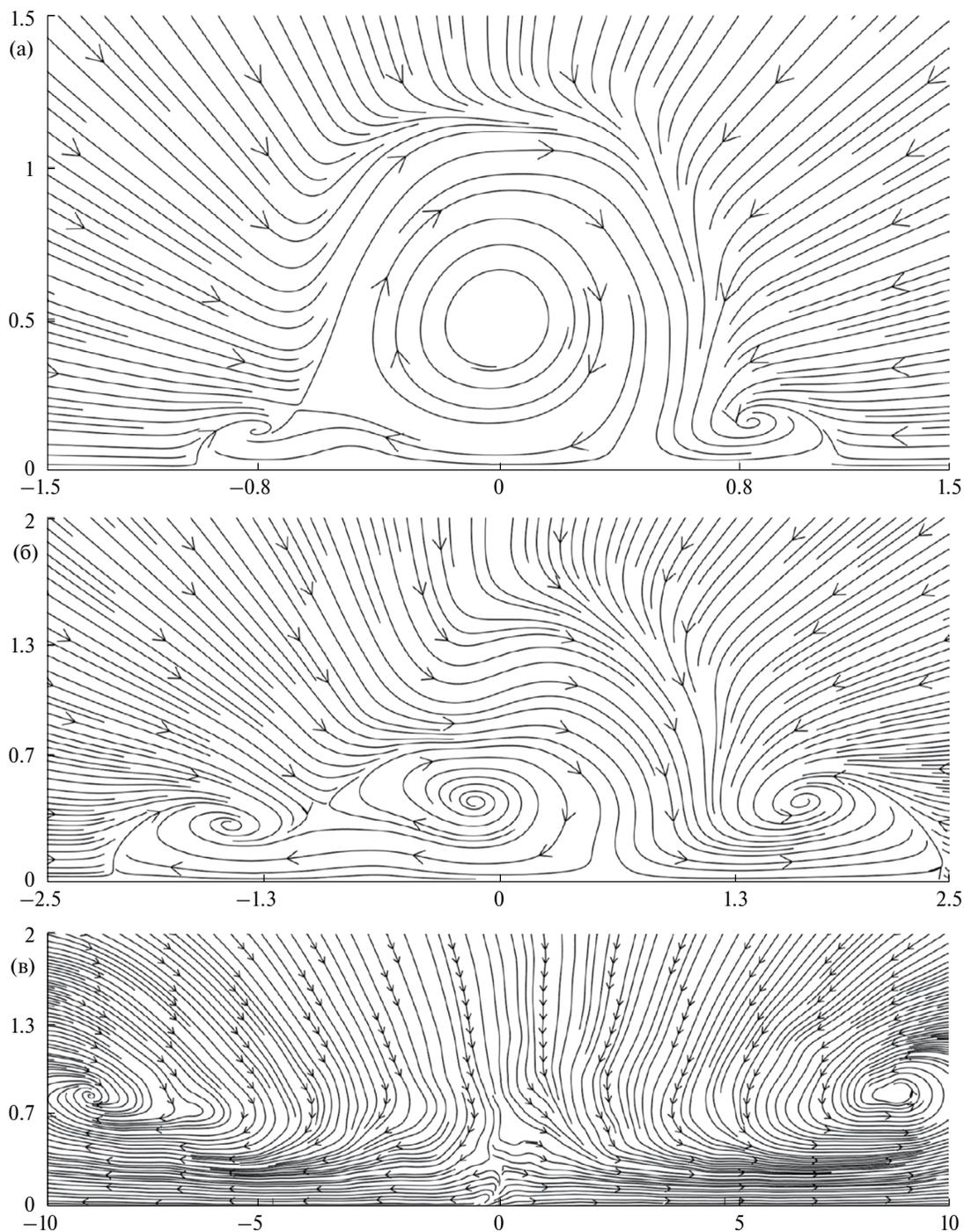


Рис. 7. Линии тока осредненного поперечного течения для $S = 0.14$, горизонтальная ось – z/d , вертикальная – y/d :
 (а) – в плоскости $x = 2d$, (б) – в плоскости $x = 5d$, (в) – в плоскости $x = 25d$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wynanski I., Katz Y., Horev E.* On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 234. P. 669–690.
2. *Schneider M.E., Goldstein R.J.* Laser Doppler measurement of turbulence parameters in a two-dimensional plane wall jet // *Phys. Fluids.* 1994. V. 6. P. 3116–3129.

3. *Eriksson J., Karlsson R., Persson J.* An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet // *Exp. Fluids*. 1998. V. 25. P. 50–60.
4. *Eriksson J.* Experimental studies of the plane turbulent wall jet: PhD thesis / Eriksson J. — Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology. Department of Mechanics. 2003. 42 P.
5. *Sun H., Ewing D.* Effect of initial and boundary conditions on development of three-dimensional wall jets // 40th AIAA ASME. 2002. P. 733.
6. *Agelin-Chaab M., Tachie M.F.* Characteristics of turbulent three-dimensional wall jets // *ASME. J. Fluids Eng.* 2011. V. 133. № 2.
7. *Namgyal L., Hall, J.* Reynolds stress distribution and turbulence generated secondary flow in the turbulent three-dimensional wall jet // *J. Fluid Mech.* 2016. V. 800. P. 613–644.
8. *Inoue Y., Yano H., Yamashita S.* Experimental study on a three-dimensional wall jet // *JFST*. 2007. V. 2. № 3. P. 655–664.
9. *Hall J.W., Ewing D.* Three-dimensional turbulent wall jets issuing from moderate-aspect-ratio rectangular channels // *AIAA J.* 2007. V. 45. P. 1177–1186.
10. *Newman B., Patel R., Savage S., Tjio H.* three-dimensional wall jet originating from a circular orifice // *AEQ*. 1972. V. 23. № 3. P. 188–200.
11. *Matsuda H., Iida S., Hayakawa M.* Coherent structures in a three-dimensional wall jet // *ASME. J. Fluids Eng.* 1990. V. 112. № 4. P. 462–467.
12. *Padmanabham G., Lakshmana Gowda B.H.* Mean and turbulence characteristics of a class of three-dimensional wall jets – Part 1: Mean flow characteristics // *ASME. J. Fluids Eng.* 1991. V. 113. № 4. P. 620–628.
13. *Pani B.S., Rajaratnam N.* Swirling Circular Turbulent Wall Jets // *JHR*. 1976. V. 14. № 2. P. 145–154.
14. *Craft T., Launder B.* On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet // *J. Fluid Mech.* 2001. V. 435. P. 305–326.
15. *Khosronejad A., Rennie C.D.* Three-dimensional numerical modeling of unconfined and confined wall-jet flow with two different turbulence models // *Can. J. Civ. Eng.* 2010. V. 37. № 4. P. 576–587.
16. *Kakka P., Anupindi K.* Flow and thermal characteristics of three-dimensional turbulent wall jet // *Phys. Fluids*. 2021. V. 33. № 2.
17. *Гайфуллин А.М., Щеглов А.С.* Структура течения в трехмерной пристенной турбулентной струе // *ПММ*. 2023. № 2. С. 226–239.
18. *Бут И.И., Гайфуллин А.М., Жвик В.В.* Дальнее поле трехмерной пристенной ламинарной струи // *Изв. РАН. МЖГ*. 2021. № 6. С. 51–61.
19. *Гайфуллин А.М., Щеглов А.С.* Пристенные ламинарные закрученные струи // *Известия РАН. МЖГ*. 2023. № 6. С. 67–74.
20. *Sagaut P.* Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: An Introduction. — Springer, 2006.
21. Toward the large-eddy simulation of compressible turbulent flows / G. Erlebacher [et al.] // *Journal of Fluid Mechanics*. 1992. V. 238. P. 155–185.
22. *Nicoud F., Ducros F.* Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor // *Flow, Turbulence and Combustion*. 1999. V. 62. P. 183–200.
23. *Van Doormaal J.P., Raithby G.D.* Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows // *Numerical Heat Transfer*. 1984. V. 7. N. 2. P. 147–163.
- 24.

Turbulent Swirled Wall Jets

A. M. Gaifullin* and A. S. Shcheglov**

Zhukovski Central Aerohydrodynamic Institute (TsAGI), Zhukovski, Moscow Region, 140180 Russia

** e-mail: gaifullin@tsagi.ru*

*** e-mail: shcheglov@phystech.edu*

Numerical simulation is applied to investigate the outflow of an incompressible three-dimensional turbulent swirled wall jet. The purpose of the study is to determine the jet flow structure and to compare the characteristics of swirled and nonswirled jets. The numerical solution of the equations of motion is obtained using large eddy simulation with wall resolution (WRLES). The results of the modeling are compared with the data of a unique published study devoted to experimental investigation of swirled wall jets.

Keywords: wall jets, swirled jets, self-similarity, large eddy simulation.