

УДК: 532.5

Численное моделирование пространственных течений с закруткой потока

Д. В. Платонов^{1,3,a}, А. В. Минаков^{1,2}, А. А. Дектерев^{1,2}, А. В. Сентябов^{1,2}

¹ Сибирский федеральный университет,
Институт инженерной физики и радиоэлектроники,
Россия, 660074, г. Красноярск, ул. ак. Киренского, д. 28

² Институт теплофизики СО РАН,
Россия, 630090, г. Новосибирск, проспект ак. Лаврентьева, д. 1

³ Новосибирский государственный университет,
Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

E-mail: ^aplatonov-08@yandex.ru

Получено 15 января 2013 г.,
после доработки 14 августа 2013 г.

Данная работа посвящена исследованию закрученных течений. Течения с закруткой потока находят широкое применение в различных технологических процессах. Закрученные течения могут сопровождаться такими нестационарными эффектами, как прецессия вихревого ядра. В свою очередь крупномасштабные пульсации, вызванные прецессией вихря, могут привести к повреждению конструкций и снижению надежности оборудования. Таким образом, для инженерных расчетов требуются подходы, достаточно хорошо описывающие подобные течения. В данной работе представлена методика описания закрученных потоков апробированная в рамках программных комплексов Fluent и SigmaFlow. Проведено численное моделирование нескольких тестовых задач с закруткой потока. Полученные результаты сопоставлены между собой, а также с экспериментальными данными.

Ключевые слова: вычислительная гидродинамика, FLUENT, SIGMAFLOW, уравнения Навье–Стокса, моделирование, турбулентное течение

Numerical modeling of flows with flow swirling

D. V. Platonov^{1,3}, A. V. Minakov^{1,2}, A. A. Dekterev^{1,2}, A. V. Sentyabov^{1,2}

¹ Siberian federal university, 28 Kirenskogo str., Krasnoyarsk, 660074, Russia

² Institute of thermal physics SB RAS, 1 Lavrentiev av., Novosibirsk, 630090, Russia

³ Novosibirsk state universities, 2 Pirogova str., Novosibirsk, 630090, Russia

Abstract. — This paper is devoted to investigation of the swirl flows. Such flows are widely used in various industrial processes. Swirl flows can be accompanied by time-dependent effects, for example, precession of the vortex core. In turn, the large-scale fluctuations due to the precession of the vortex can cause damage of structures and reduce of equipment reliability. Thus, for engineering calculations approaches that sufficiently well described such flows are required. This paper presents the technique of swirl flows calculation, tested for CFD packages Fluent and SigmaFlow. A numerical simulation of several swirl flow test problems was carried out. Obtained results are compared with each other and with the experimental data.

Keywords: computational fluid dynamics, FLUENT, SIGMAFLOW, Navier-Stokes equations, modeling, turbulent flow

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2013, vol. 5, no. 4, pp. 635–648 (Russian).

Работа выполнена при финансовой поддержке: гранта Правительства России № 11.G34.31.0046 для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый — К. Ханъялич, НГУ) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

Введение

В современных технологических процессах нередко встречаются закрученные потоки газов и жидкостей [Гупта, Лили, Сайред, 1987]. Формирование закрученных течений происходит за колесами гидротурбин ГЭС [Muntean, Susan-Resiga, Bosioc, 2009], в следе самолетных и гребных винтов, а также ветрогенераторов и пр. [Okulov, Sorensen, 2010]. Циклоны, сепараторы, вихревые расходомеры — во всех этих устройствах используется закрутка потока рабочей среды. Полезные свойства закрученных течений широко применяются в теплоэнергетике, например, с помощью нее добиваются стабилизации пламен в горелочных устройствах. Однако закрученные течения имеют не только положительные особенности. В сильно закрученных потоках часто происходит формирование нестационарных структур, таких как прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ). Низкие частоты прецессии вихревого ядра, образуемого, к примеру, за колесом гидротурбины ГЭС, могут привести к резонансу с собственными частотами гидроагрегата, что в свою очередь повлечет за собой сильные вибрации, представляющие серьезную опасность для всей конструкции ГЭС. Образование ПВЯ в вихревых камерах сгорания может быть причиной термоакустического резонанса [Syred, 2006], следствием чего также являются сильные вибрации и шум. Кроме того, было установлено, что ПВЯ может влиять на эффективность работы вихревых аппаратов [Derksen, 2003]. Несмотря на многолетние исследования данного явления, на настоящий момент нет достаточной информации для построения теории ПВЯ и, соответственно, для разработки эффективных методов управления данным явлением. По этой причине исследование эффекта ПВЯ по-прежнему остается актуальной задачей.

На данный момент в мире существует ряд универсальных коммерческих программных продуктов для решения задач вычислительной гидродинамики. Среди ведущих зарубежных коммерческих пакетов можно выделить такие как «ANSYS FLUENT» и «ANSYS CFX» корпорации ANSYS Inc, «STAR-CD/STAR-CCM+» компании CD-adapco Group, позволяющих проводить моделирование широкого класса физических процессов в научных и инженерных областях. Существует и отечественные универсальные коммерческие пакеты: Flow Vision компании ТЕСИС, Gas Dynamics Tool компании GDT Software Group.

Помимо коммерческих пакетов существует очень большое количество некоммерческих так называемых «in-house» кодов. За рубежом практически каждый крупный университет или научно-исследовательский институт имеет собственные разработки в области создания CFD кодов. По своим возможностям и быстродействию некоторые из них могут существенно опережать коммерческие коды. Однако, как правило, они имеют менее удобный и развитый интерфейс и требуют существенно более квалифицированного пользователя.

Среди отечественных некоммерческих кодов можно назвать: VP2/3, SINF, SigmaFlow. Что же касается заложенных в эти пакеты математических моделей и численных алгоритмов, то в целом они соответствуют мировому уровню, а по некоторым аспектам существенно его превосходят.

Программа SigmaFlow [Численный алгоритм для моделирования ..., 2010], [On Optimization of Mixing Process ... , 2010] — это универсальный некоммерческий программный продукт для решения широкого класса задач гидродинамики, тепломассообмена и горения, развиваемый специалистами красноярского филиала института теплофизики СО РАН, кафедры теплофизики Сибирского федерального университета и фирмы ООО «ТОРИНС». Программа SigmaFlow является развитием программы AeroChem, разрабатываемой с 1993 года. Специализированные версии программы используются рядом научно-исследовательских и проектных организаций и в учебном процессе. Развитие программы происходит в рамках выполнения проектов по грантам и договорам на выполнение НИР. Программа SigmaFlow позволяет моделировать следующие процессы стационарные и нестационарные течения жидкости и газа; течения неньютоновских жидкостей; турбулентные течения с использованием RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes) и гибридных RANS/LES (Large Eddy Simulation) моделей; конвективный, кондуктивный и радиационный теплообмен.

Важный вопрос любого численного исследования – это оценка адекватности численных прогнозов. Чтобы ответить на него, надо произвести тестирование пакета на совокупности задач как модельного плана, так и таких, для которых имеются надежные экспериментальные данные.

Целью данной работы являлось численное моделирование течений с закруткой потока, а также сравнительный анализ вычислительной эффективности широко известного во всем мире программного комплекса FLUENT и разрабатываемого в красноярском филиале института теплофизики СО РАН программного пакета SigmaFlow на примере закрученных течений.

Математическая модель и численный алгоритм

Согласно современным представлениям [Белов, 2001; Численное моделирование вихревой интенсификации ... , 2005], трехмерные турбулентные течения вязкой жидкости описываются системой уравнений Навье–Стокса, состоящей из уравнения сохранения массы или уравнения неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

и уравнений движения или закона сохранения импульса:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\boldsymbol{\tau}) + \mathbf{F}, \quad (2)$$

где \mathbf{v} — вектор скорости жидкости, $\boldsymbol{\tau}$ — тензор вязких напряжений, \mathbf{F} — вектор объемных сил, p — статическое давление, ρ — плотность.

Составляющие тензора вязких напряжений τ_{ij} определяются как

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right),$$

где μ — динамическая (молекулярная) вязкость, u_i — компоненты вектора скорости, δ_{ij} — символ Кронекера.

Считается, что при помощи уравнения Навье–Стокса можно описать как ламинарное, так и турбулентное течение, однако на сегодняшний день возможности существующей вычислительной техники таковы, что практически все реальные достижения в расчетах турбулентных течений связаны с использованием полуэмпирических моделей турбулентности, использующих подход Рейнольдса. Суть этого подхода заключается в решении осредненных уравнений Навье–Стокса:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\boldsymbol{\tau} - \overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'}) + \mathbf{F},$$

где \mathbf{v} — усредненное по времени поле скоростей, $-\overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'}$ — тензор рейнольдсовых напряжений.

При построении двухпараметрических моделей турбулентности для определения компонент тензора рейнольдсовых напряжений используют гипотезу Буссинеска об изотропной турбулентной вязкости:

$$-\overline{\rho \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij},$$

где μ_t — турбулентная вязкость, k — кинетическая энергия турбулентных пульсаций.

Использование концепции Буссинеска позволяет построить целый ряд двухпараметрических полуэмпирических моделей. В данной работе для замыкания системы RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes) уравнений использовалась двухзонная двухпараметрическая модель Ментера SST [Menter, 1993].

Модель Ментера записывается путем суперпозиции моделей k - ε [Chen, Kim, 1987] и k - ω , основанной на том, что модели типа k - ε лучше описывают свойства свободных сдвиговых течений, а модели k - ω имеют преимущество при моделировании пристеночных течений. Плавный переход от k - ω модели в пристеночной области к k - ε модели вдали от твердых стенок обеспечивается введением весовой эмпирической функцией F_1 .

Вторая важная деталь модели состоит в изменении стандартной связи между k , ω и турбулентной вязкостью. Модификация этой связи состоит во введении перехода к формуле Бредшоу в пристеночной области. Согласно предположению Бредшоу напряжение сдвига в пограничном слое пропорционально энергии турбулентных пульсаций.

Транспортные уравнения для k и ω :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot k) = \nabla((\mu + \sigma_k \mu_t) \cdot \nabla k) + \tilde{P} - \beta^* \rho \omega k,$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \cdot \omega) = \nabla((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \cdot \nabla \omega) + \gamma \rho \frac{P}{\mu_t} - \beta \rho \omega^2 + (1 - F_1) \cdot (2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega).$$

В члене генерации турбулентной энергии введен ограничитель:

$$P = \tau'_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad \tilde{P} = \min(P, 20 \cdot \beta^* \rho \omega k).$$

Весовая функция и ее аргумент:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4),$$

$$\arg_1 = \min\left(\max\left(\frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho \omega y^2}\right); \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2}\right),$$

где положительная часть перекрестных диффузионных членов в уравнении переноса ω

$$CD_{k\omega} = \max(2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega; 10^{-10}).$$

Выражения для вихревой вязкости с учетом гипотезы Бредшоу:

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

где величина завихренности

$$\Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}.$$

Функция переключения F_2 определяется подобно F_1 :

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

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho \omega y^2}\right).$$

Константы в уравнениях переноса записываются путем суперпозиции констант для модели k - ω модели (Wilcox) и констант стандартной k - ε модели:

константы:

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1), \quad \phi = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \gamma, \beta\}.$$

Набор констант для пристеночного слоя SST модели:

$$\sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075, \quad \gamma = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}.$$

Набор констант для свободных сдвиговых слоев:

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \gamma = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}.$$

Другие константы, используемые в модели:

$$\beta^* = 0.09, \quad \kappa = 0.41, \quad a_1 = 0.31.$$

В работе [Smirnov, Menter, 2008] была введена поправка на кривизну линий тока для модели $k-\omega$ SST (модель SST-CC). Как показано в работах [Spalart, Shur, 1997], [Сентябов, Гаврилов, Дектерев, 2011] при использовании поправок на кривизну линий тока вязкость получается меньше, что приводит к занижению аксиальной скорости на оси что позволяет в задачах с закрученным турбулентным течением получить более адекватные результаты. Поправка f_{rot} вводится в члены генерации k и ω :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} k) &= P_k f_{rot} - \beta^* \rho k \omega + \nabla \cdot (\mu_{ef} \nabla k), \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \omega) &= \alpha \frac{\rho P_k}{\mu_t} f_{rot} - D_\omega + Cd_\omega + \nabla \cdot (\mu_{ef} \nabla \omega). \end{aligned}$$

где α, β — константы модели, P_k — генерация энергии турбулентных пульсаций, D_ω — диффузионный и Cd_ω — кроссдиффузионный члены уравнения переноса удельной диссипации энергии турбулентных пульсаций.

Также было предложено ввести ограничитель на поправочный множитель и записывать поправку в виде

$$f_{rot} = \max[\min(f_{r1}, 1.25), 0.0].$$

Данное определение ограничивает поправочную функцию в промежутке от 0 (стабилизированное течение без генерации турбулентности) до 1.25 (интенсивная генерация турбулентности). Нижнее ограничение было введено по соображениям вычислительной устойчивости. Ограничение сверху было введено, поскольку в модели $k-\omega$ SST, в отличие от модели SA, генерация турбулентности рассчитывается из тензора скоростей деформации S , а не тензора завихренности Ω . Генерация турбулентности, основанная на сдвиге S , обычно выше, чем основанная на завихренности Ω . Чтобы избежать излишней генерации, вводится ограничение сверху.

Кроме того, несколько отличается определение величины f_{r1} . Множитель f_{r1} представляет собой поправочный коэффициент, который описывает влияние на турбулентность кривизны линий тока [Spalart, Shur, 1997]:

$$\tilde{r} = 2\Omega_{jk} S_{jk} \left(\frac{DS_{ij}}{Dt} \right) \frac{1}{\Omega D^3}, \quad D^2 = \max(S^2, 0.09\omega^2), \quad C_{r2} = 2.$$

Изменение в определении величины D введено, чтобы избежать нулевых значений в свободном потоке, а замена D^4 на ΩD^3 — чтобы учесть Ω в новом определении, \tilde{r} в данном случае безразмерный критерий учитывающий эффект кривизны линий тока.

При построении математической модели в данной работе были сформулированы следующие граничные условия.

На входе потока в расчетную область ставятся условия Дирихле, т. е. считаются заданными все три компоненты вектора скорости:

$$\bar{\mathbf{v}} = \mathbf{v}_{in},$$

где \mathbf{v}_{in} — значение вектора скорости на входе.

В случае турбулентного течения на входе необходимо задать еще и турбулентные характеристики. Кинетическая энергия турбулентных пульсаций k , скорость диссипации турбулентности ε и удельная скорость диссипации турбулентности ω на входе задаются из следующих соотношений:

$$k_{in} = \frac{3}{2} \cdot (\bar{\mathbf{v}} \cdot I)^2, \varepsilon_{in} = C_{\mu}^{3/4} \cdot \frac{k^{3/2}}{l}, \omega_{in} = \frac{k^{1/2}}{C_{\mu}^{1/4} \cdot l}.$$

где $\bar{\mathbf{v}}$ — средняя скорость на входе, l — характерный размер вихрей, I — уровень турбулентных пульсаций на входе, C_{μ} — константа модели. Точное значение последних двух величин определить сложно, поэтому обычно их оценивают из следующих эмпирических выражений:

$$I = 0.16(\text{Re})^{-1/8},$$

$$l = (0.07 \div 0.1)L,$$

где L — характерный размер входа, Re — число Рейнольдса, определяемое по L и $\bar{\mathbf{v}}$.

На выходной границе для всех рассматриваемых величин ставятся условия Неймана (так называемые мягкие условия):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = 0,$$

где \mathbf{n} — вектор внешней нормали к расчетной области, Φ — множество всех скалярных величин, используемых при решении задачи.

На твердых стенках ставятся условия прилипания, нормальная и тангенциальная компоненты скорости на стенках равны нулю.

$$u_{\perp} = 0, u_{\parallel} = 0.$$

В силу того, что в данной работе рассматривается только несжимаемые течения и в уравнения движения входит только градиент давления, то величина абсолютного давления не является необходимой для расчетов. Для моделирования течения используется относительное давление. Кроме того, поскольку для решения уравнений гидродинамики в работе используется алгоритм SIMPLEC, согласно которому необходимо решать уравнение на поправку давления, то граничное условие необходимо ставить только для поправки давления p' .

В данной работе на всех границах расчетной области (вход, выход, стенки), для поправки давления использовалось условие Неймана:

$$\frac{\partial p'}{\partial n} = 0.$$

При моделировании закрученных турбулентных течений основной интерес представляет поведение пульсационных характеристик потока, поэтому моделирование необходимо прово-

дить в нестационарной постановке. Получившее широкое распространение в инженерных расчетах URANS модели турбулентности занижают турбулентные пульсации в закрученном потоке. Чтобы улучшить моделирование нестационарных турбулентных закрученных течений используют вихререзающие методы, как, например, метод моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation — LES). Однако его применение требует очень детальной сетки, особенно вблизи стенок. В то же время RANS модели достаточно экономичны и хорошо описывают пограничные слои. Чтобы соединить достоинства этих подходов был предложен метод моделирования отсоединенных вихрей (DES). Первая версия DES базировалась на модели Спаларта–Алмароса. В дальнейшем метод DES стал использоваться с другими моделями турбулентности, появились различные его модификации.

Метод DES сочетает подходы RANS и LES. В областях потока, где размер вычислительной сетки Δ достаточен для разрешения энергонесущих вихрей, т. е. при $\Delta < L_t$ применяется метод LES, а в остальной области – RANS. Первая версия DES базировалась на модели Спаларта–Алмароса SA, в которой в качестве характерного линейного масштаба турбулентности используется расстояние до стенки d . При моделировании отсоединенных вихрей этот масштаб заменяется функцией

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES} \Delta),$$

где C_{DES} – эмпирическая константа, а Δ определяется как максимальный из трех размеров контрольного объема $\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$. Таким образом, в пограничных слоях работают RANS модели, а в остальной области – LES.

Таким образом, для моделирования нестационарного турбулентного течения стал использоваться метод DES, основанный на k - ω SST модели Ментера и ограничении турбулентной вязкости:

$$\begin{aligned} \tilde{\mu}_t &= \mu_t / F_{DES}, \\ F_{DES} &= \max(L_t / (C_{DES} \Delta), 1), \\ L_t &= k^{3/2} / \varepsilon, \quad C_{DES} = 0.61. \end{aligned}$$

Метод DES позволяет рассмотреть крупномасштабные турбулентные пульсации и оценить их амплитудно-частотные характеристики.

Аппроксимация конвективных членов уравнений переноса осуществляется с помощью противопоточной схемы второго порядка [Leonard, 1979]. Диффузионные потоки и источниковые члены аппроксимируются, конечнообъемными, аналогами центрально-разностных соотношений со вторым порядком точности. Связь между полями скорости и давления, обеспечивающая выполнение уравнения неразрывности, реализуется при помощи SIMPLEC процедуры на совмещенных сетках [Ferziger, Peric, 2002]. Для устранения осцилляций поля давления используется подход Рхи–Чоу, заключающийся во введении монотонизатора в уравнение для поправки давления [Ferziger, Peric, 2002].

Полученные в результате дискретизации исходной системы дифференциальных уравнений разностные уравнения решаются итерационным способом с применением алгебраического многосеточного решателя.

Для компьютерной реализации математической модели, как уже было сказано выше, были выбраны два программных комплекса, Fluent и SigmaFlow. В данной работе при решении задач для корректности сравнения, в программе FLUENT, использовались те же самые алгоритмы, методики и параметры, что реализованы в пакете SigmaFlow. А именно: segregated pressure-based solver, SIMPLE-C процедура для связи скорости и давления, схемой аппроксимации QUICK на конвективные члены уравнений переноса, Green-Gauss Cell метод аппроксимации градиентов, коэффициент релаксации в уравнении на давление задавался равным 1, коэффици-

ент релаксации в уравнениях на компоненты вектора скоростей равным 0.8, многосеточные AMG решатели с параметрами выбранными по умолчанию.

Ламинарное закрученное течение в банке

В задаче рассмотрено ламинарное закрученное течение в закрытом цилиндре с вращающейся верхней крышкой. Закрученное течение с концентрированным вихрем на оси цилиндра образуется путем вращения крышки с угловой скоростью Ω . От крышки вращательное движение за счет сил трения передается жидкости, а разрежение на оси вращения приводит к появлению осевого движения жидкости к центру вращающегося диска и возвратного течения у стенок цилиндра. При определенных режимах возможен распад вихря на оси цилиндра. В работах [Vogel, 1968] и [Escudier, 1984] было показано, что характер распада вихря зависит от числа Рейнольдса $Re = \Omega R^2/\nu$ и отношения H/R , где H — высота, а R — радиус. В зависимости от этих параметров была построена карта режимов [Escudier, 1984], дополненная в последующих работах. Доминирующим типом распада является пузырьковый с одним пузырьком. Внутри зоны однопузырькового распада лежит область существования двух пузырей, и в очень узком диапазоне параметров возможно появление трех пузырей. При повышении числа Рейнольдса картина становится неустойчивой, причем, в зависимости от отношения H/R эта неустойчивость проявляется различным образом. При $H/R < 3$ начинаются осесимметричные колебания, а при $H/R > 3.1$ — прецессия вихря вокруг оси.

В данной работе проведены расчеты режима без распада, $H/R = 1$, $Re = 1800$, экспериментальные данные профилей скорости взяты из работы [Michelsen, 1986].

При моделировании задавались следующие параметры: высота цилиндра $H = 1$ м, его радиус $R = 1$ м, плотность жидкости $\rho = 1$ кг/м³, вязкость зависит от числа Рейнольдса, верхняя крышка вращается со скоростью $\Omega = 1$ (рад/с). В результате тестирования, были проведены расчеты на двух различных по детализации сетках 50 и 580 тысяч узлов, результаты представлены на графике рисунка 1. Во всех расчетах использовалась равномерная структурированная сетка без сгущения. После анализа результатов для дальнейшего исследования была выбрана трехмерная сетка содержащая 580 тысяч узлов.

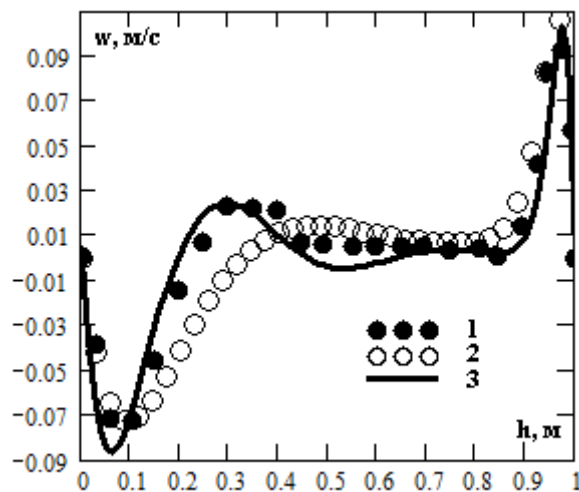


Рис. 1. Распределение радиальной компоненты скорости вдоль вертикальной линии $r = 0.6$ (1 — эксперимент, 2 — сетка 50 тысяч узлов, 3 — сетка 580 тысяч узлов)

Картина течения в банке при заданных параметрах показана при помощи изолинии модуля скорости в центральном вертикальном сечении банки на рисунке 2. Как видно из сравнения

изолиний модуля скорости структура потока, полученная в расчетах при помощи различных пакетов очень похожа.

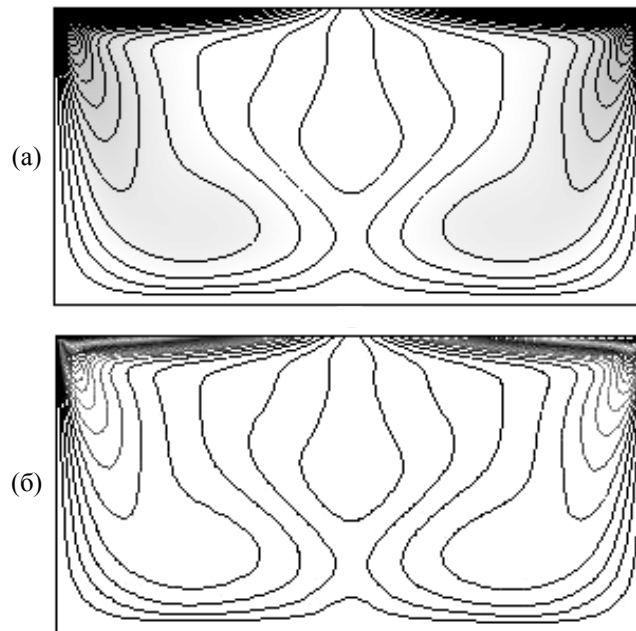


Рис. 2. Изолинии модуля скорости (а — SigmaFlow; б — FLUENT)

Количественное сопоставление численных результатов полученных на сетке 580 тыс. ячеек с друг другом и экспериментом показано на рисунках 3–4.

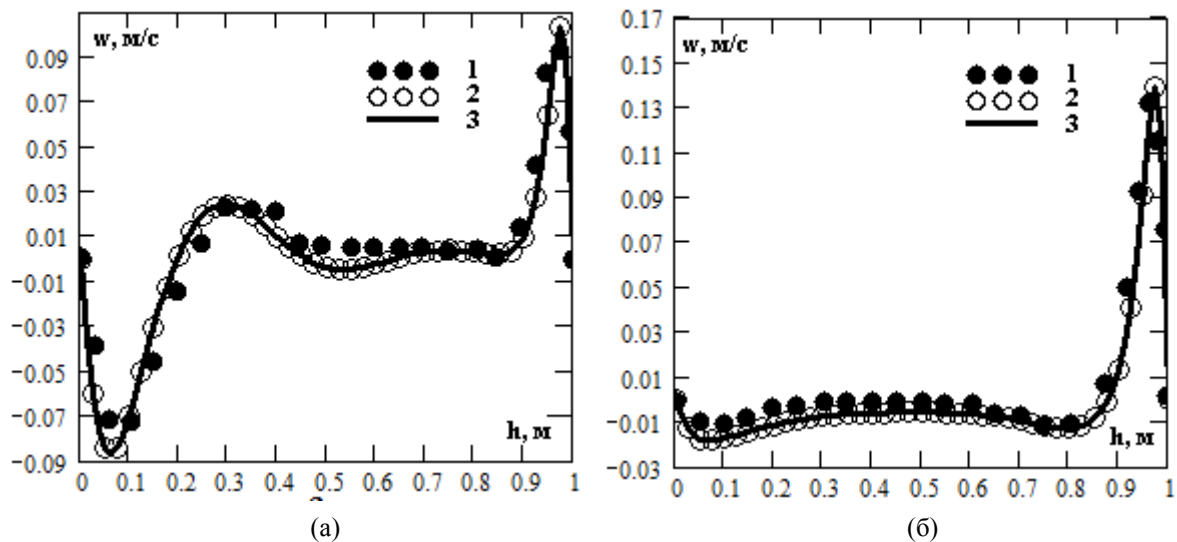


Рис. 3. Распределение радиальной компоненты скорости вдоль вертикальной линии а — $r = 0.6$; б — $r = 0.9$ (1 — эксперимент, 2 — FLUENT, 3 — SigmaFlow)

Как видно из представленных графиков, результаты расчетов, полученные, при помощи SigmaFlow и FLUENT практически, совпадают друг с другом и хорошо описывают данные эксперимента.

Сравнение быстродействия программных комплексов представлено на рисунке 5 и в таблице 1. На рисунке 5 приведено сравнение графиков невязки модуля скорости при сходимости задачи к стационарному решению. Количественно сравнение невязок проводить некорректно, потому что в разных программах эти величины нормируются по-разному, но тем не менее видно,

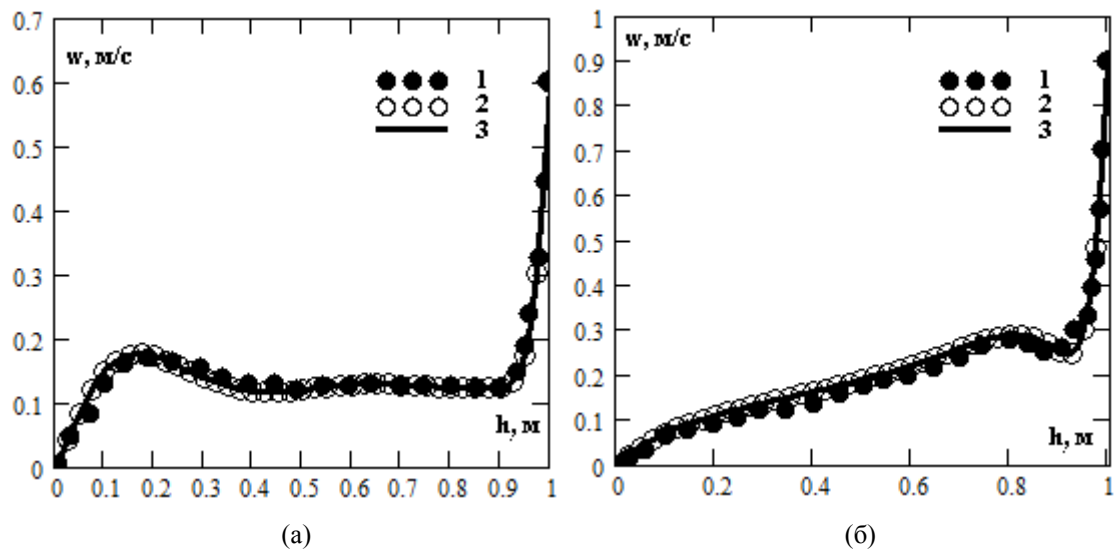


Рис. 4. Распределение тангенциальной компоненты скорости вдоль вертикальной линии a — $\gamma = 0.6$; b — $\gamma = 0.9$ (1 — эксперимент, 2 — FLUENT, 3 — SigmaFlow)

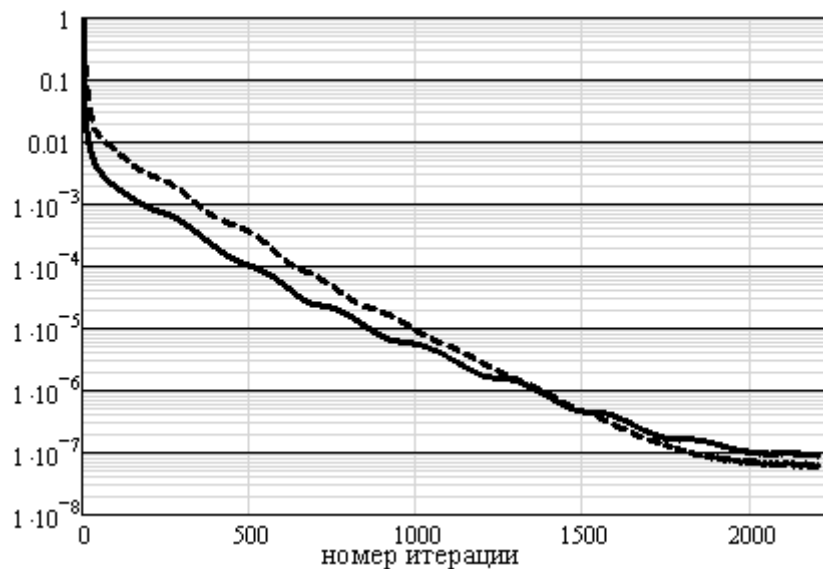


Рис. 5. График сходимости компоненты скорости, сетка 580 тысяч узлов (сплошная — FLUENT; пунктир — SigmaFlow)

что динамика итерационного процесса в обоих пакетах сходная. Кроме того полная сходимость итерационного процесса для SigmaFlow и FLUENT достигается примерно за одинаковое количество итераций (порядка 2000). В таблице 1 приведено время, за которое для данной задачи выполняется определенное количество итераций. Расчеты проведены на машине Core2 Duo 6600 с частотой 2400 МГц с 2 ГБ оперативной памяти в однопроцессорном режиме. Видно, что решение данной задачи в программе SigmaFlow не уступает по времени счета пакету FLUENT. Как уже говорилось выше оба программных комплекса использовали одинаковые модели и все параметры были настроены максимально одинаково, вследствие чего можно говорить об адекватном сравнении. Причины расхождения можно объяснить «открытостью» кода SigmaFlow для авторов статьи и, как следствие, возможностью оптимизации и более детальной доработки математической модели и численного алгоритма.

Таблица 1. Сравнение быстродействия программ

Количество итерации	Время, с		
	FLUENT	SigmaFlow	Различие, %
600	4018	3506	15 %
700	4725	4105	15 %
800	5462	4700	16 %
1000	6856	5869	17 %

Турбулентное закрученное течение в диффузоре

В экспериментальной работе [Clausen, Koh, Wood, 1993] рассмотрено вихревое течение в круглом прямом диффузоре. Данная задача представляет интерес в связи с моделированием течения в отсасывающей трубе гидротурбины и часто использовалась для тестирования расчетных алгоритмов и моделей турбулентности. Экспериментальные данные доступны в базе ERCOFTAC.

Диффузор расположен на 100 мм вниз по потоку от вихревого генератора диаметром 260 мм. Сам диффузор длиной 510 мм и углом расширения 20° заканчивается выходом в атмосферу (рис. 6).

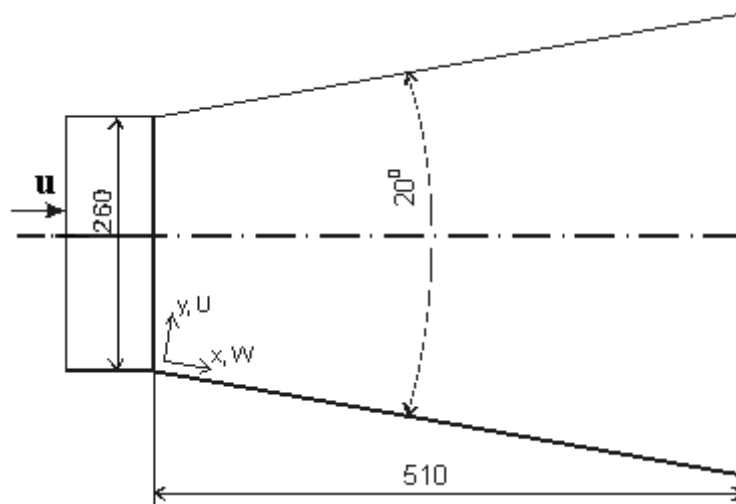


Рис. 6. Схема диффузора

Закрученное течение создавалось вращающимся цилиндром с ячейками. Полученное таким образом вращение потока было близко к твердотельному. Закрутка потока составляла $S_w \approx 0.3$. При данных параметрах закрутки и угла расширения поток не отрывается от стенок диффузора, и в то же время не образуется зона рециркуляции на оси течения. Число Рейнольдса, определяемое по средней скорости, составляло 202000.

Аналогично предыдущей задаче была использована равномерная структурированная сетка без сгущения, содержащая 380 тысяч узлов. В случае нестационарного расчета шаг по времени подбирался исходя из условия Куранта, $CFL \approx 1$ (Courant–Friedrichs–Levy).

Условие Куранта (CFL) — скорость распространения возмущений в разностной задаче не должна быть меньше, чем в дифференциальной. Если это условие не выполнено, то результат разностной схемы может не стремиться к решению дифференциального уравнения. Другими словами, за один шаг по времени частица не должна «пробегать» более одной ячейки.

Результаты измерений представляют собой профили компонент скорости вдоль линий, перпендикулярных стенке диффузора, и величину давления вдоль образующей диффузора. Ли-

нии начинаются на стенке и заканчиваются на оси диффузора. Их расположение отмечено расстоянием вдоль стенки от начала диффузора до начала линии (т. е. вдоль координаты x). Координата x направлена вдоль стенки вниз по потоку, ноль — начало диффузора. Первый профиль скорости измерен на расстоянии 25 мм от начала диффузора вверх по потоку, был взят в качестве граничного условия на входе расчетной области.

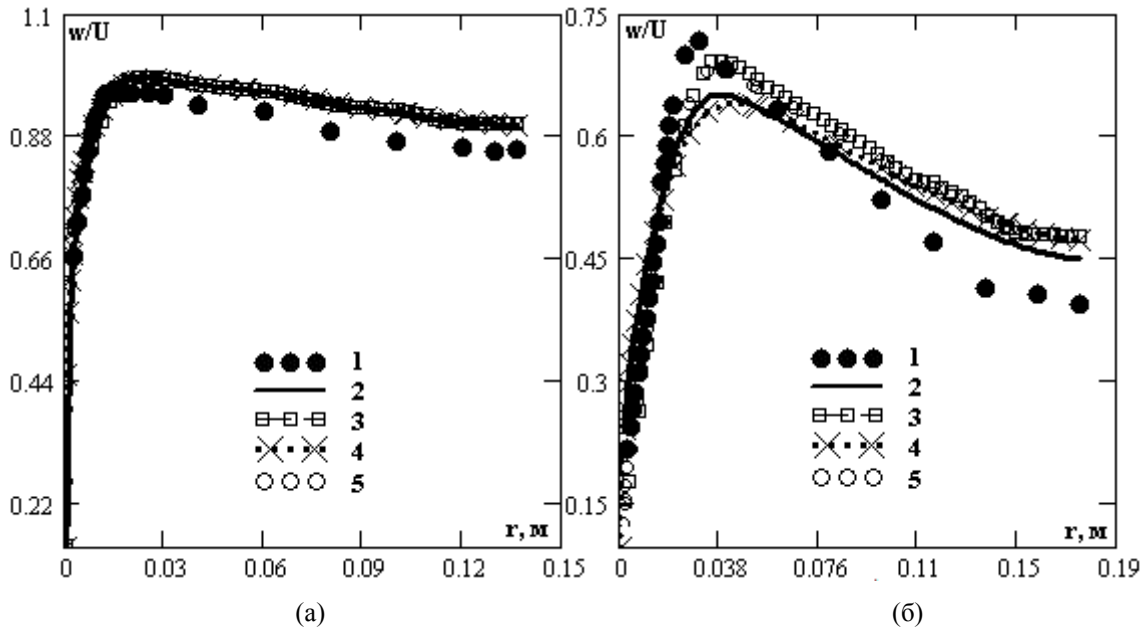


Рис. 7. Осевая компонента скорости в поперечном сечении диффузора: а — 25 мм, б — 250 мм (1 — эксперимент, 2 — SigmaFlow RANS, 3 — SigmaFlow DES, 4 — Fluent RANS, 5 — Fluent DES)

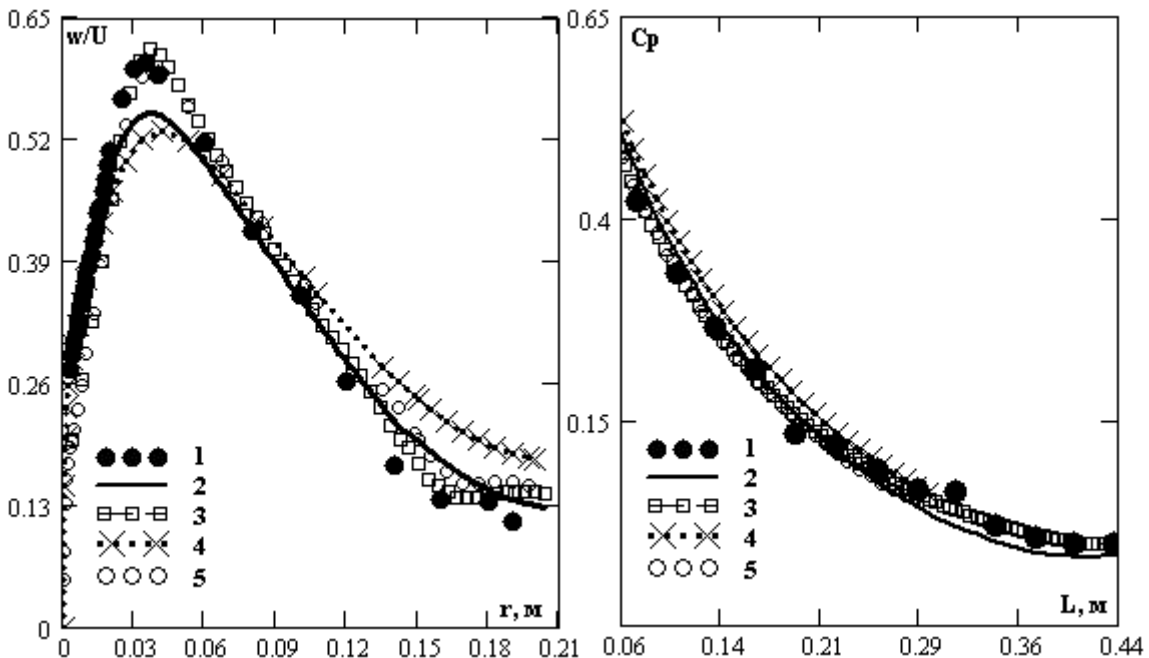


Рис. 8. Осевая компонента скорости в поперечном сечении (405 мм) и коэффициент давления вдоль образующей диффузора (1 — эксперимент, 2 — SigmaFlow RANS, 3 — SigmaFlow DES, 4 — Fluent RANS, 5 — Fluent DES)

Анализируя результаты моделирования закрученного турбулентного течения в диффузоре, можно сказать, что в сечении, близком к входу ($x = 25$ мм вниз от начала диффузора), результа-

ты расчетов практически не отличаются друг от друга. Расчетные профили компонент скорости лежат близко к экспериментальным данным. По мере удаления от входа усиливаются различия между результатами моделирования, полученными подходом RANS, и экспериментальными данными. Повысить точность расчетов позволяет применение гибридного DES-подхода, сочетающего в себе подходы RANS и LES. Данная методика позволяет существенно улучшить результаты и получить практически полное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Заключение

Проведено численное моделирование ламинарного и турбулентного течений с закруткой потока. Для моделирования турбулентного закрученного течения выбрана методика, основанная на подходе DES. Метод DES сочетает подходы RANS и LES. Известно, что RANS-модели турбулентности занижают турбулентные пульсации в закрученном потоке. LES-модели обладают необходимой точностью, однако требуют применения очень детальной сетки, особенно вблизи стенок. Результаты данной работы показывают, что численная методика, основанная на методе DES, адекватно описывает закрученные турбулентные течения как по форме профиля, так и по величине давления на стенках и при этом является достаточно экономичной. Поэтому метод DES может с успехом применяться для моделирования турбулентных течений с закруткой потока.

Сравнение вычислительной эффективности двух программных комплексов показало, что результаты расчетов практически совпадают между собой, имеющиеся отклонения незначительны и находятся в пределах погрешности методов. Проведенное сравнение результатов быстрой работы для решения ламинарной стационарной задачи показало, что специализированный CFD-пакет SigmaFlow считает примерно на 10–15 % процентов быстрее, чем универсальный пакет FLUENT.

Вполне удовлетворительное согласие численных прогнозов, полученных на различных сетках и различных программах, с имеющимися экспериментальными данными служит не только достаточным основанием для верификации пакета SigmaFlow, но и повышает доверие в целом к полученной расчетной информации. А также говорит об адекватности разработанных численных методик решений уравнений Навье–Стокса и иллюстрирует приемлемость данных программных продуктов для описания ламинарных течений.

Из всего вышесказанного можно сделать вывод, что специализированные программные комплексы, разрабатываемые отдельными научными группами, институтами, заслуживают своего внимания. У них существует ряд преимуществ перед универсальными коммерческими пакетами, это, в первую очередь, гибкость расчетного алгоритма и программного обеспечения, которые могут настраиваться на определенный круг задач по мере необходимости. Как показывают результаты данной работы, специализированные программные комплексы не уступают универсальным пакетам как в точности, так и в производительности. Также к плюсам можно отнести относительную доступность данных кодов, так как, как правило, подобного рода программное обеспечение является полукommerческим и может находиться в свободном доступе.

Список литературы

- Белов И. А. Моделирование турбулентных течений. Учебное пособие БГТУ. — 2001. — Вып. 10. — 107 с.
- Быстров Ю. А., Исаев С. А., Кудрявцев Н. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. — М.: Судостроение, 2005. — 389 с.
- Гаврилов А. А., Минаков А. В., Дектерев А. А., Рудяк В. Я. Численный алгоритм для моделирования ламинарных течений в кольцевом канале с эксцентриситетом // Сиб. журн. индустр. матем. — 2010. — Том.13:4. — С. 3–14.

- Гунта А., Лили Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. — М.: Мир, 1987. — 590 с.
- Сентябов А. В., Гаврилов А. А., Дектерев А. А.* Исследование моделей турбулентности для расчета закрученных течений // Теплофизика и аэромеханика. 2011. — № 1. — С. 81–93.
- Chen Y. S., Kim, S. W.* Computation of turbulent flows using an extended $k-\varepsilon$ turbulence closure model // NASA CR-179204. — 1987.
- Clausen P. D., Koh S. G., Wood D. H.* Measurements of a swirling turbulent boundary layer developing in a conical diffuser // Experimental Thermal and Fluid Science. — 1993. — Vol. 6. — P. 39–48.
- Derksen J. J.* Separation performance predictions of a Stairmand high-efficiency cyclone // AIChEJ. — 2003. — Vol. 49, no. 6. — P. 1359–1371.
- Escudier M. P.* Observations of the flow produced in a cylindrical container by a rotating endwall // Exp. In Fluids. — 1984. — Vol. 2, no. 4. — P. 189–196.
- Ferziger J., Peric M.* Computational methods for fluid dynamics. — Springer Verlag, Berlin, 2002. — 423 p.
- Leonard B. P.* A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation // Comp. Math. Appl. Mech. Eng. — 1979. — Vol. 19. — P. 59–98.
- Menter F. R.* Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. — 1993. — No. 93–2906. — 21 p.
- Michelsen, J. A.* Modeling Incompressible Rotating Fluid Flow, AFM 86-05, Ph.D. Dissertation, Department of Fluid Mechanics, Technical University of Denmark, 1986.
- Minakov A. V., Rudyak V. Ya., Gavrilov A. A., Dekterev A. A.* On Optimization of Mixing Process of Liquids in Microchannels // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. — 2010. — 3(2). — P. 146–156.
- Muntean S., Susan-Resiga R. F., Bosioc A. I.* Proc. 3th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, October 14–16, 2009, Brno, Czech Republic.
- Okulov V. L., Sorensen J. N.* Maximum efficiency of wind turbine rotors using Joukowski and Betz approaches. Journal of Fluid Mechanics. — 2010. — Vol. 649. — P. 497–508.
- Patankar S. V.* Numerical heat transfer and fluid flow. — Washington, DC, Hemisphere, 1980. — 180 p.
- Smirnov P., Menter F.* Sensitization of the SST turbulence model to rotation and curvature by applying the Spalart-Shur correction term // Proc. of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air, GT 2008, Germany, Berlin, June 9–13, 2008. 10 p.
- Spalart P. R., Shur M. L.* On the sensitization of turbulence models to rotational and curvature // Aerospace Science and Technology. — 1997. — Vol. 1, no. 5. — P. 297–302.
- Syred N.* A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // Prog. Energy Combust. Sc. — 2006. — Vol. 32 (2). — P. 93–161.
- Vogel H. U.* Experimentelle Ergebnisse über die lamminare Strömung in einem zylindrischen Gehäuse mit darin rotierende Scheibe, MPI für Strömungsforschung, Bericht 6, 1968.