

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВО ВСЕЙ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ГИДРОТУРБИНЫ

В. А. СКОРОСПЕЛОВ, П. А. ТУРУК

Институт математики им. С. Л. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

С. Г. ЧЕРНЫЙ, С. В. ШАРОВ

Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: cher@adm.ict.nsc.ru, serge@ict.nsc.ru

Для моделирования течения в проточной части гидротурбины, включающей в себя спиральную камеру, каскад статорных колонн с лопатками направляющего аппарата, рабочее колесо и отсасывающую трубу рассматривается комплексный метод. Он объединяет алгоритмы решения уравнений Эйлера, Рейнольдса и аппарат геометрической поддержки расчета, позволяющий задавать сложные геометрические объекты, строить в них сетки, обеспечивать взаимообмен параметрами потока между сегментами проточной части и визуализацию течения в них. Представлены результаты расчетов течения в проточной части реальной гидротурбины.

Введение

При численном моделировании течения в реальной гидротурбине (рис. 1) неизбежно возникает необходимость разбиения ее проточной части на отдельные блоки (сегменты). Главным образом это вызвано наличием в турбомашине неподвижных проточных частей (в спиральной камере, каскаде статорных колонн с лопатками направляющего аппарата, отсасывающей трубе) и вращающихся вместе с рабочим колесом межлопастных каналов. Поэтому, по крайней мере, сегментация типа ротор-статор необходима всегда. Кроме того, сегментация зачастую вызвана требованием построения качественных сеток (близких к ортогональным, с незначительно отличающимися размерами соседних ячеек, сгущающихся в каждой подобласти течения к особенностям, характерным именно этим подобластям). Наконец третьей причиной, по которой часто проводится сегментация области течения, является ограничение на ее топологию, накладываемое используемым численным методом решения уравнений, описывающих течение. Так в работах [1–4] предложены эффективные методы расчета течений в различных модельных приближениях (несжимаемой и сжимаемой жидкости, невязких и турбулентных). Высокая экономичность этих методов вместе с абсолютной устойчивостью достигается благодаря наложенному на расчетную область требованию о ее топологической эквивалентности параллелепипеду.

В силу всех трех названных причин в настоящей работе проточный тракт гидротурбины, течение в которой моделируется, сегментируется на блоки. После сегментации области возможны две стратегии проведения расчета. При использовании первой из них, расчет в каждом из сегментов производится до сходимости решения в нем. После этого поле скорости на выходе рассчитанного сегмента используется на входе последующего сегмента, а полученное давление на входе передается в выходное сечение блока, расположенного вверх по потоку от данного. Фактически расчет в каждом блоке при такой стратегии проводится по отдельности от соседних и передача информации от блока к блоку вверх и вниз по потоку осуществляется крайне медленно. Главным же недостатком такого подхода является невозможность корректной постановки граничных условий на искусственных границах между блоками в случае расположения их в зонах рециркуляционных течений. Нормальная составляющая скорости к таким границам меняет на них знак и решение в этих блоках перестает сходиться.

В настоящей работе предлагается технология моделирования течения во всей проточной части гидротурбины, основывающаяся на другой стратегии проведения расчета в сегментах. При ее использовании в каждом блоке последовательно осуществляется по одной итерации, после чего проводится обмен всеми параметрами течения между соседними сегментами. Затем расчетные итерации повторяются.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 01-01-00799 и Программы Интеграционных фундаментальных исследований СО РАН, проект № 1.

© В. А. Скороспелов, П. А. Турок, С. Г. Черный, С. В. Шаров, 2001.

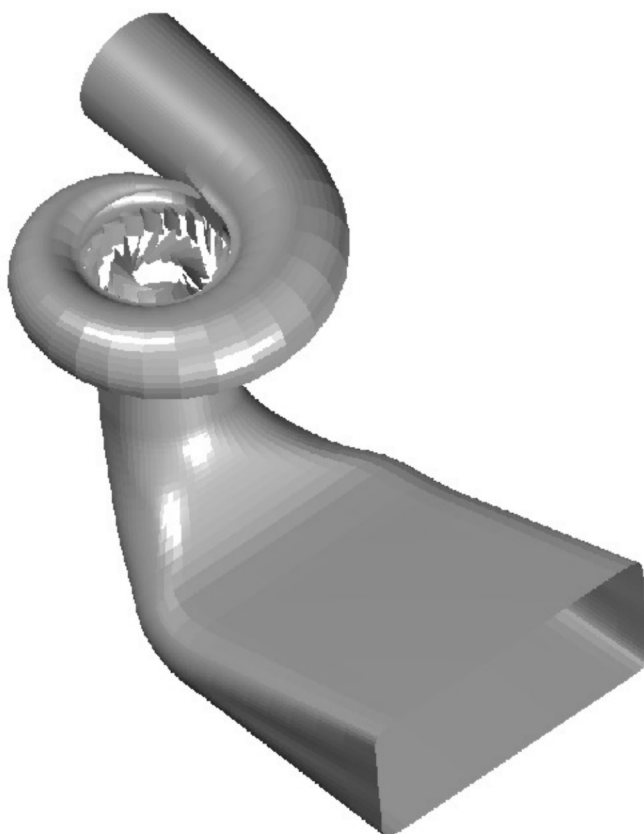


Рис. 1. Проточная часть гидротурбины.

Проводимая естественным образом сегментация проточной части исследуемой гидротурбины позволила удовлетворить требованию предлагаемого численного алгоритма о топологической эквивалентности каждого блока параллелепипеду и строить в них достаточно качественные сетки, независимые от сеток соседних блоков. На основе теории сплайн-функций создан аппарат геометрического моделирования, который позволяет задавать сложные геометрические объекты и строить в них сетки. Этот же аппарат используется для трехмерной интерполяции параметров течения при обмене ими между сегментами.

1. Математические модели

В работе невязкие течения рассчитываются на основе уравнений Эйлера. Для описания турбулентных течений применяются две модели. Первая это — осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье—Стокса с двухпараметрической $k - \epsilon$ моделью турбулентной вязкости. Вторая модель базируется на осредненных по объему расчетной ячейки уравнениях Навье—Стокса, которые описывают большие вихревые структуры в турбулентности. А возникшие в модифицированных уравнениях новые слагаемые, описывающие напряжения Рейнольдса подсеточного масштаба, определяются по модели Смагоринского [5]. Уравнения Рейнольдса в модели турбулентной вязкости и осредненные по объему расчетной ячейки уравнения Навье—Стокса в модели больших вихревых структур с замыканием Смагоринского полностью идентичны по форме записи. Поэтому в дальнейшем в работе в качестве основных рассматриваются уравнения Рейнольдса, как имеющие наиболее общую форму записи и включающие в себя две остальные модели. Модель невязкой жидкости будет следовать из них при отключении диссипативных членов и задании соответствующего типа краевых условий. Модель больших турбулентных масштабов получится из обобщенных уравнений при соответствующем выборе коэффициента турбулентной вязкости.

1.1. Обобщенная форма записи основных уравнений

1.1.1. Уравнения в абсолютной системе координат

В неподвижной декартовой системе координат x_1, x_2, x_3 уравнения неразрывности и движения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_j}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} c_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (c_i c_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} p &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right) - \overline{c'_i c'_j} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $c_i, (i = 1, 2, 3)$ — компоненты вектора скорости \mathbf{c} в абсолютном движении, p — давление, ν — коэффициент кинематической вязкости, $\overline{c'_i c'_j}$ — составляющие тензора турбулентных напряжений в уравнениях Рейнольдса или тензора турбулентных напряжений подсеточных масштабов в модели больших вихревых структур.

1.1.2. Уравнения в относительной системе координат

Расчет течения жидкости в проточной части гидротурбины проводится в неподвижных элементах: спиральной камере, направляющем аппарате, отсасывающей трубе. При этом используется абсолютная система координат. Во вращающемся с постоянной угловой скоростью ω рабочем колесе рассматривается относительное течение в системе координат y_i , вращающейся вместе с колесом (рис. 2).

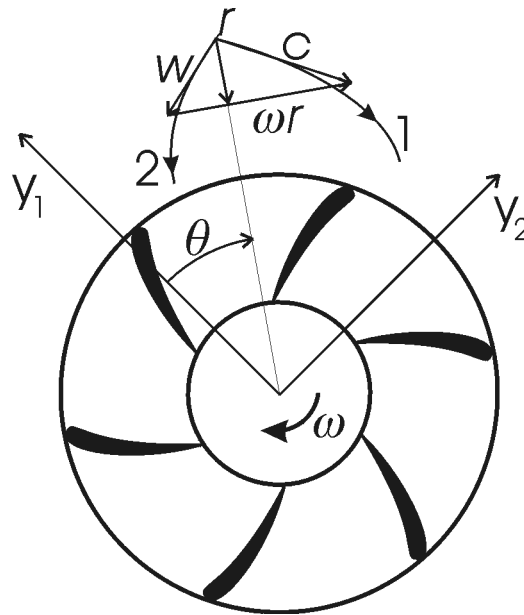


Рис. 2. Абсолютное и относительное течения в рабочем колесе гидротурбины: 1 — траектория элемента жидкости в абсолютной системе координат; 2 — в относительной.

Для записи уравнений, описывающих относительное течение, воспользуемся равенством, связывающим векторы скорости \mathbf{c} в абсолютном движении и \mathbf{w} — в относительном

$$\mathbf{c} = \mathbf{w} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}, \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\omega}$ — вектор угловой скорости, \mathbf{r} — радиус-вектор. Кроме того, для произвольных скалярной a и векторной \mathbf{a} величин выполняются тождества

$$\begin{aligned} a_t + \mathbf{c} \cdot \nabla a &= a_t + \mathbf{w} \cdot \nabla a, \\ \mathbf{a}_t + \mathbf{c} \cdot \nabla \mathbf{a} &= \mathbf{a}_t + \mathbf{w} \cdot \nabla \mathbf{a} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{a}. \end{aligned} \quad (3)$$

С учетом (2) и (3) уравнения (1) для абсолютного течения могут быть преобразованы в следующие уравнения для относительного течения [6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_j}{\partial y_j} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} w_i + \frac{\partial}{\partial y_j} (w_i w_j) + \frac{\partial}{\partial y_i} p &= \frac{\partial}{\partial y_j} \left[\nu \left(\frac{\partial w_i}{\partial y_j} + \frac{\partial w_j}{\partial y_i} \right) - \overline{w'_i w'_j} \right] + f_i, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3) = -\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{w}$. Вектор $2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{w}$ представляет собой кориолисово ускорение. Одна половина этого ускорения получается за счет изменения окружной скорости $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ в направлении относительной скорости \mathbf{w} , а вторая его половина возникает под влиянием поворота вектора \mathbf{w} вместе с относительной системой координат. Член $\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ представляет собой центростремительное ускорение, направленное перпендикулярно к оси рабочего колеса вдоль радиуса к этой оси. Его можно представить также в виде

$$\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} = -\nabla \frac{r^2 \omega^2}{2}, \quad (5)$$

где r — радиус окружности в плоскости, перпендикулярной оси рабочего колеса.

Связь между составляющими вектора абсолютной скорости \mathbf{c} в цилиндрической системе координат r, θ, z (последняя координата есть x_3 в абсолютной системе и y_3 — в относительной) c_r, c_θ, c_z и компонентами вектора относительной скорости \mathbf{w} во вращающейся системе координат y_1, y_2, y_3 следующая:

$$\begin{aligned} c_r &= w_1 \cos(\theta) + w_2 \sin(\theta), \\ c_\theta &= -w_1 \sin(\theta) + w_2 \cos(\theta) + \omega r, \\ c_z &= w_3 \end{aligned} \quad (6)$$

или

$$\begin{aligned} w_1 &= c_r \cos(\theta) - (c_\theta - \omega r) \sin(\theta), \\ w_2 &= c_r \sin(\theta) + (c_\theta - \omega r) \cos(\theta), \\ w_3 &= c_z, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\sin(\theta) = y_2/r, \cos(\theta) = y_1/r$.

В случае учета влияния на течение силы тяжести, в уравнения движения как в абсолютной системе координат (1), так и в относительной (4) вводится вектор ускорения свободного падения \mathbf{g} .

1.1.3. Запись обобщенного уравнения в интегральной форме

Для численного решения обе приведенные выше формы уравнений движения объединяются в одну, которая записывается в интегральном виде

$$\mathbf{R} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV = - \oint_{\partial V} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} + \int_V \mathbf{F} dV, \quad (8)$$

где ∂V — замкнутая поверхность произвольного фиксированного объема V ; $d\mathbf{S} = \mathbf{n} \cdot dS$ — элемент поверхности V , умноженный на единичную внешнюю нормаль \mathbf{n} к ней;

$$\mathbf{Q} = (p, u_1, u_2, u_3), \mathbf{R} = \text{diag}(0, 1, 1, 1), \mathbf{F} = (0, f_1, f_2, f_3).$$

Здесь $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$ — вектор скорости в абсолютной или относительной системе координат. Вектор потоков \mathbf{H} представляется в виде суммы невязкого и вязкого потоков

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^{in} + \mathbf{H}^{vis}, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{H}^{in} = \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ u_1 \mathbf{u} + p \mathbf{e}_1 \\ u_2 \mathbf{u} + p \mathbf{e}_2 \\ u_3 \mathbf{u} + p \mathbf{e}_3 \end{pmatrix}, \mathbf{H}^{vis} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{pmatrix},$$

$$\tau_{ij} = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j},$$

$\mathbf{e}_1 = (1, 0, 0)$, $\mathbf{e}_2 = (0, 1, 0)$, $\mathbf{e}_3 = (0, 0, 1)$ — базис декартовой системы координат x_1, x_2, x_3 (абсолютной или относительной).

Обобщенный главный вектор массовых сил, при условии, что вращение системы координат с постоянной угловой скоростью ω происходит вокруг оси Ox_3 , а сила тяжести направлена вдоль положительного направления этой же оси, записывается в виде

$$\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3) = -\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u} + \mathbf{g} = (x_1\omega^2 + 2u_2\omega, x_2\omega^2 - 2u_1\omega, g).$$

1.2. Модели турбулентности

1.2.1. Двухпараметрическая $k - \epsilon$ модель турбулентности с двумя уравнениями

Для описания турбулентных течений в данном случае используются уравнения Рейнольдса, замыкаемые посредством модели турбулентной вязкости Буссинеска

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}. \quad (10)$$

Здесь k есть кинетическая энергия турбулентности, определяемая как

$$k = 0.5 \overline{u'_i u'_i} = 0.5 (\overline{u' u'} + \overline{v' v'} + \overline{w' w'}).$$

Турбулентная (вихревая) вязкость ν_t вычисляется по формуле

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon,$$

где скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ есть

$$\epsilon = \nu_t \frac{\overline{u_i u_i}}{x_j x_j}.$$

Для определения кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ϵ применяется один из вариантов двухпараметрической $k - \epsilon$ модели турбулентности [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k u_j - \nu_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) &= H_k, \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\epsilon u_j - \nu_\epsilon \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}) &= H_\epsilon, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} H_k &= G - \epsilon, \quad H_\epsilon = C_{\epsilon 1}^* \frac{\epsilon}{k} G - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k}, \\ G &= \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad C_{\epsilon 1}^* = C_{\epsilon 1} - \frac{\eta(1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3}, \quad \eta = \left(\frac{G}{C_\mu \epsilon} \right)^{0.5}, \\ \nu_k &= \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}, \quad \nu_\epsilon = \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon}. \end{aligned}$$

Эмпирические константы в приведенных уравнениях равны

$$C_\mu = 0.0845, \quad C_{\epsilon 1} = 1.42, \quad C_{\epsilon 2} = 1.68,$$

$$\sigma_k = 0.72, \quad \sigma_\epsilon = 0.72, \quad \eta_0 = 4.38, \quad \beta = 0.015.$$

Представленная модель турбулентности справедлива для полностью развитых турбулентных течений, т.е. когда $\nu_t \gg \nu$. Очевидно, что это неверно вблизи твердой поверхности, где турбулентные флуктуации подавляются стенкой. Поэтому вблизи твердой стенки привлекается эмпирический закон о поведении здесь потока — метод пристеночных функций. В соответствии с ним, турбулентный пограничный слой делится в направлении нормали к стенке на два подслоя. В ближней к стенке зоне, в которой вязкие

напряжения доминируют над рейнольдсовыми, имеет место линейная зависимость тангенциальной составляющей скорости от расстояния до стенки по нормали

$$u^+ = y^+.$$

Здесь введены обозначения для безразмерной тангенциальной составляющей скорости $u^+ = q_\tau/u_\tau$ и безразмерного расстояния до стенки $y^+ = yu_\tau/\nu$, u_τ — динамическая скорость.

Во втором подслое турбулентного пограничного слоя, где рейнольдсовы напряжения намного превышают вязкие, тангенциальная составляющая скорости имеет в нем логарифмический закон изменения [8]

$$u^+ = 5.5 \lg(y^+) + 5.45.$$

Подробно данная модель описана в работе [3].

1.2.2. Модель больших турбулентных структур с замыканием мелкомасштабных движений Смагоринского

В этой модели большие турбулентные масштабы рассчитываются непосредственно. Влияние же неразрешаемых малых масштабов на разрешаемые большие масштабы описывается с помощью коэффициента турбулентной вязкости по модели Смагоринского [5]. Рейнольдсовы напряжения в обобщенных уравнениях (8), так же как и в двухпараметрической $k - \epsilon$ модели, определяются по формуле (10). Коэффициент турбулентной вязкости ν_t выбирается в виде

$$\nu_t = (C_s h)^2 G^{0.5},$$

где $h = (1 - \exp(-y^+/25))V^{1/3}$, $C_s = 0.1 \div 0.13$, V — объем ячейки сетки. Кинетическая энергия турбулентности определяется как

$$k = \nu_t^2 / (C_k h)^2$$

с константой $C_k = 0.094$.

1.3. Обезразмеривание

Переход к безразмерным параметрам осуществляется по формулам

$$t = Ut'/L, \quad x_i = x'_i/L, \quad u_i = u'_i/U,$$

$$p = p'/U^2, \quad k = k'/U^2, \quad \epsilon = L\epsilon'/U^3,$$

где штрихи отнесены к размерным величинам, а L и U есть характерные линейный размер задачи и скорость течения, соответственно. Приведенные выше уравнения (8) и (11) после этого изменяются только в следующих частях

$$\mathbf{H}^{in} = \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ u_1\mathbf{u} + \tilde{p}\mathbf{e}_1 \\ u_2\mathbf{u} + \tilde{p}\mathbf{e}_2 \\ u_3\mathbf{u} + \tilde{p}\mathbf{e}_3 \end{pmatrix}, \quad \tilde{p} = p + \frac{2}{3}k,$$

$$\tau_{ij} = \nu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

$$\nu_{eff} = \frac{1}{\text{Re}} + \nu_t, \quad \nu_k = \frac{1}{\text{Re}} + \frac{\nu_t}{\sigma_k}, \quad \nu_\epsilon = \frac{1}{\text{Re}} + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon},$$

$$\mathbf{f} = (f_1, f_2, f_3) = (C_c x_1 + C_k u_2, C_c x_2 - C_k u_1, 1/\text{Fr}).$$

Здесь введены безразмерные комплексы

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu}, \quad \text{Fr} = \frac{U^2}{Lg}, \quad C_c = \frac{L^2\omega^2}{U^2}, \quad C_k = 2\frac{L\omega}{U}.$$

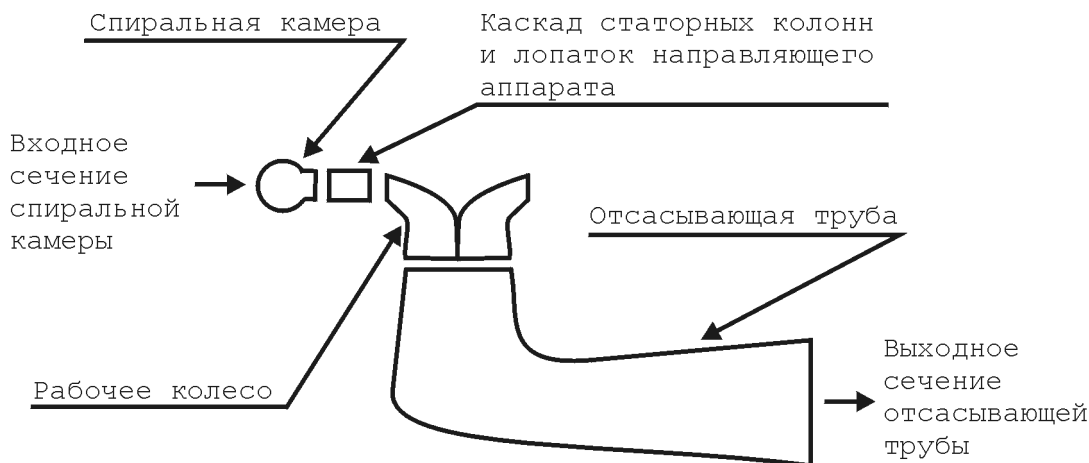


Рис. 3. Схема сегментации всей проточной части гидротурбины.

1.4. Краевые условия

Способы задания дополнительных условий на различных типах границ подробно рассмотрены в [1–3]. Принципиально новым в настоящей работе является подход, позволяющий избежать постановки граничных условий на искусственных границах между сегментами области, схематично представленными на рис. 3.

Расчет течения во всей проточной части проводится с помощью метода установления. При этом на каждом итерационном шаге последовательно рассчитываются параметры в каждом сегменте и осуществляется обмен между соседними блоками. В результате необходимо задание только поля вектора скорости во входном сечении спиральной камеры и поля давления в выходном сечении отсасывающей трубы.

2. Численный метод

Решение уравнений (8), модернизированных на основе концепции искусственной сжимаемости, и уравнений (11) находится методом установления. Для дискретизации этих уравнений используется неявный метод конечных объемов. Вычисление потоков на гранях расчетной ячейки осуществляется таким образом, что получаемые схемы имеют противопоточную аппроксимацию третьего порядка для конвективных членов и центрально-разностную второго порядка для вязких членов. Линеаризация полученных соотношений проводится по методу Ньютона. Решение линеаризованной системы разностных уравнений осуществляется с помощью экономичного попеременно-треугольного алгоритма (LU-факторизации).

Подробно численный метод описан в работах [1–3].

3. Математический аппарат геометрической поддержки расчета

Основными элементами проточного тракта гидротурбины являются: спиральная камера, статорные колонны, лопатки направляющего аппарата, лопасть рабочего колеса, отсасывающая труба. Для восстановления поверхностей этих элементов по данным технической документации применен аппарат сплайн-функций, а именно — кубические параметрические сплайны [9]. Предложенная методика построения сплайна, восстанавливающего поверхность элемента, основывается на выборе узлов сплайна из условия требуемой точности приближения заданных сечений элемента (рис. 4).

Разработаны методы сегментации проточной части гидротурбины и построение сеток в сегментах. Разбиение каждого сегмента на конечные объемы осуществляется путем введения параметризации, определенной на единичном кубе. Для этой цели также используются параметрические сплайны. Подходящее разбиение выбирается из множества разбиений этого куба. На рис. 5 представлены примеры математической модели лопастей рабочего колеса и сетки в расчетной области межлопастного канала.

Алгоритмы трехмерной интерполяции, базирующиеся на методах сплайн-функций, используются для обмена параметрами потока между сегментами в процессе расчета течения во всей проточной части гидротурбины, а также для визуализации течения.

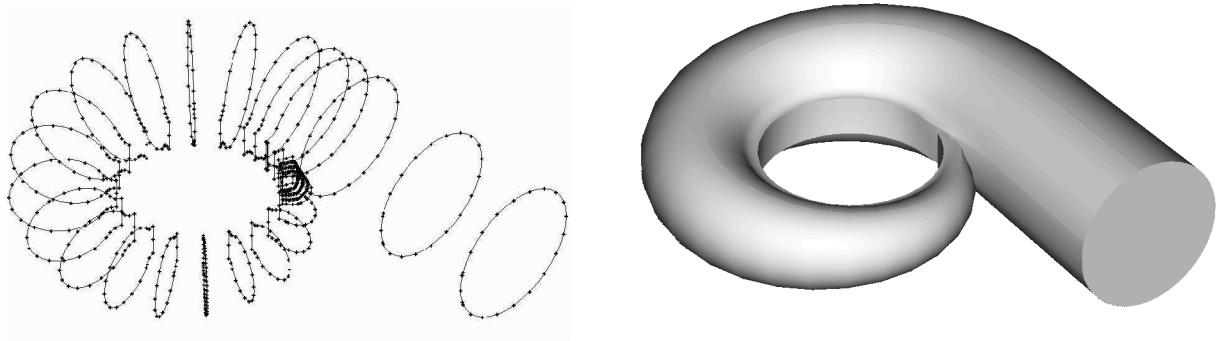


Рис. 4. Исходные сечения поверхности спиральной камеры и восстановленная поверхность спиральной камеры.

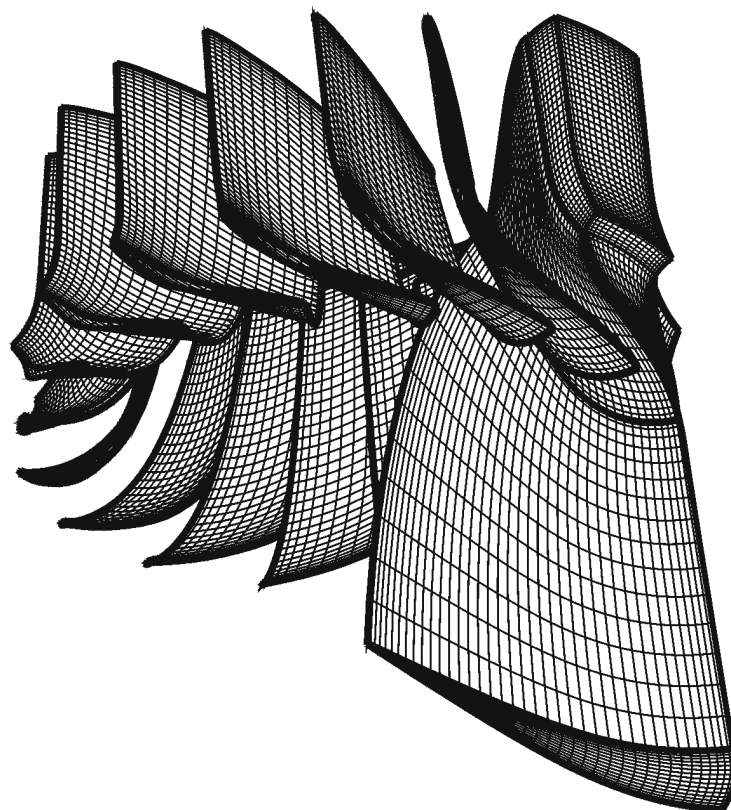


Рис. 5. Математическая модель лопастей рабочего колеса и сетка в расчетной области.

4. Результаты расчетов

С помощью разработанной системы численного моделирования течения во всей проточной части гидротурбины были проведены расчеты и исследованы особенности течений в радиально-осевой и поворотной гидротурбинах.

4.1. Течение в радиально-осевой гидротурбине

Проточная часть радиально-осевой гидротурбины была разбита на четыре сегмента (см. рис. 1): спиральную камеру, межлопаточный канал направляющего аппарата, межлопаточный канал рабочего колеса и отсасывающую трубу.

4.1.1. Спиральная камера

На рис. 6 представлены расчетная сетка первого сегмента турбины — спиральной камеры, а также картина рассчитанного течения в плоскости симметрии спиральной камеры. Вода, поступающая из верхнего бьефа гидроэлектростанции, закручивается в спиральной камере таким образом, чтобы на выходе из нее была достигнута равномерность потока в окружном направлении.

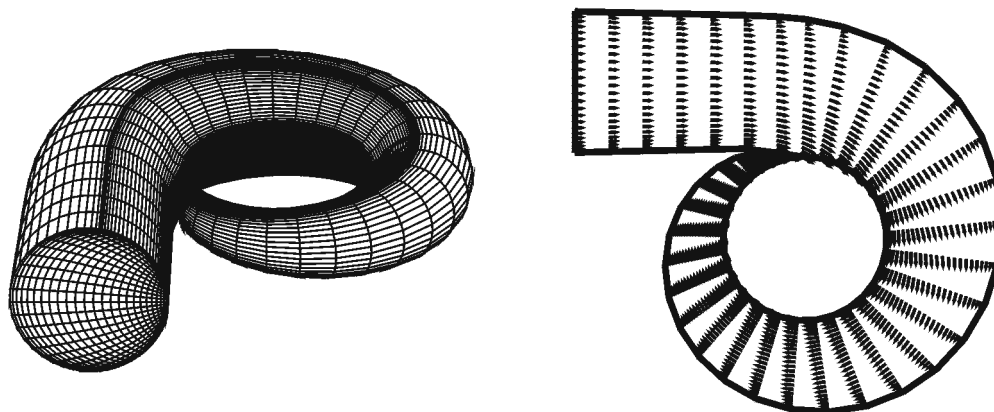


Рис. 6. Спиральная камера. Расчетная сетка и поле скорости в плоскости симметрии.

4.1.2. Направляющий аппарат

Направляющий аппарат представляет множество лопаток, с помощью которых, путем их поворота, регулируются расход и угол потока, поступающего в рабочее колесо турбины (рис. 7). При моделировании течения в направляющем аппарате предполагается, что оно в межлопаточном канале циклически идентично течению в каждом из других межлопаточных каналов. Поэтому рассчитывается течение только в одном канале. На рис. 8 изображен фрагмент решетки лопаток направляющего аппарата и сетка расчетной области в межлопаточном канале. Картина течения в направляющем аппарате представлена на рис. 9.

4.1.3. Рабочее колесо

В настоящей работе течение в гидротурбине моделируется стационарным. В частности, периодическая нестационарность течения, вызванная взаимодействием лопаток направляющего аппарата и лопастей рабочего колеса не учитывается. Поэтому параметры потока в выходном сечении межлопаточного канала усредняются по окружному направлению (хотя следует отметить, что получаемые зависимости параметров течения от окружной координаты практически не отличаются от усредненных значений) и передаются во входное сечение межлопаточного канала рабочего колеса. При этом абсолютное движение преобразуется в относительное. После совершения одной расчетной итерации в межлопаточном канале рабочего колеса усредненные по окружной координате параметры течения передаются в выходное сечение направляющего аппарата и входное сечение отсасывающей трубы с обратным преобразованием в абсолютное движение. На рис. 10 приведено векторное поле скорости относительного течения в межлопаточных каналах рабочего колеса.



Рис. 7. Лопатки направляющего аппарата и лопасти рабочего колеса.

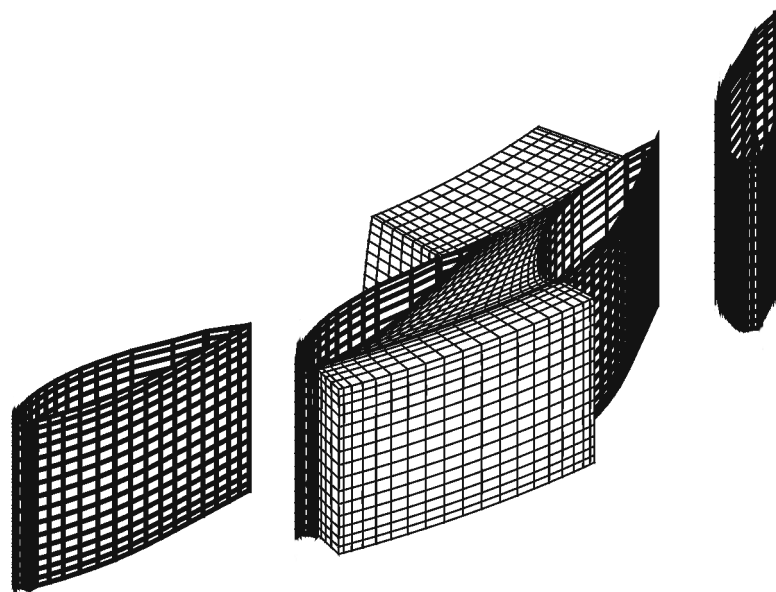


Рис. 8. Математическая модель направляющего аппарата.

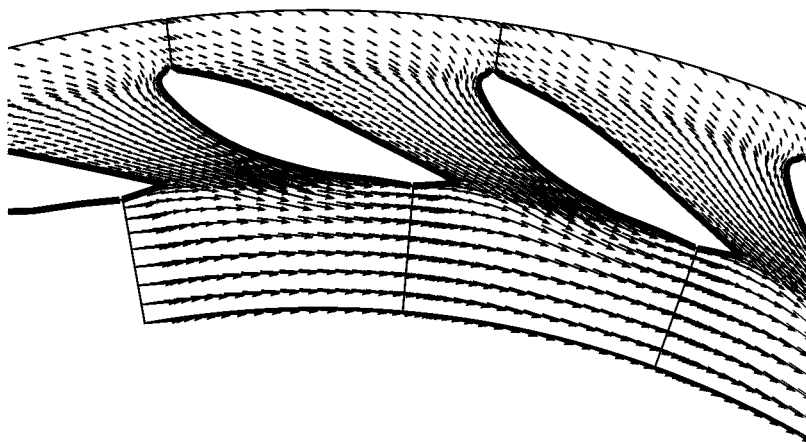


Рис. 9. Поле скорости в направляющем аппарате.

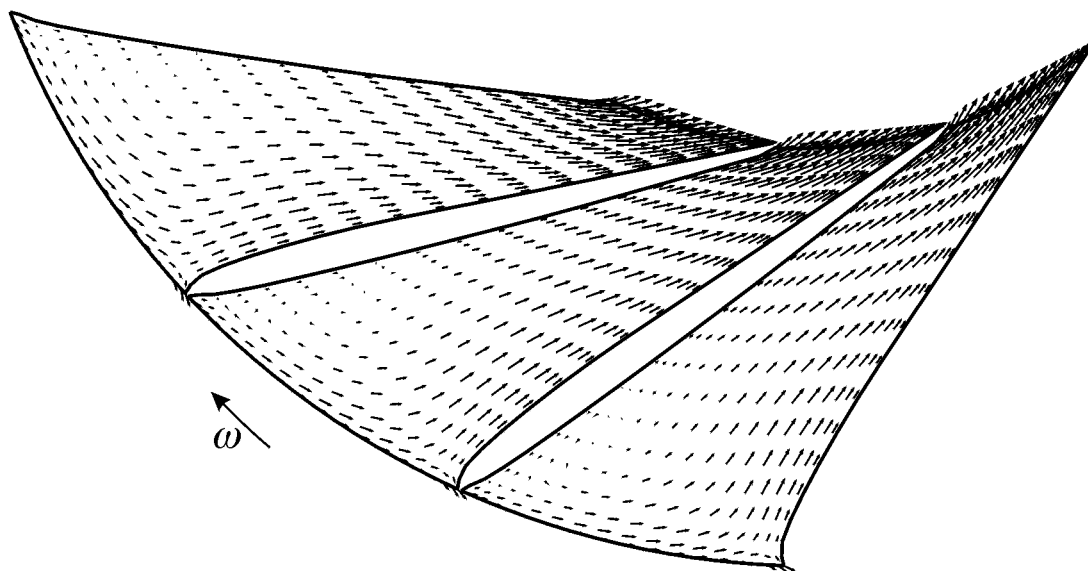


Рис. 10. Картина относительного течения в рабочем колесе.

4.1.4. Отсасывающая труба

Отсасывающая труба, являющаяся последним сегментом проточного тракта турбины, предназначена для отвода энергии из потока после рабочего колеса и, следовательно, уменьшения потерь энергии с отходящей водой и увеличения коэффициента полезного действия турбины. Математическая модель отсасывающей трубы представлена на рис. 11. На рис. 12 посредством векторных полей скорости в различных поперечных сечениях отсасывающей трубы представлена трансформация вихревого потока, поступающего в трубу из рабочего колеса.

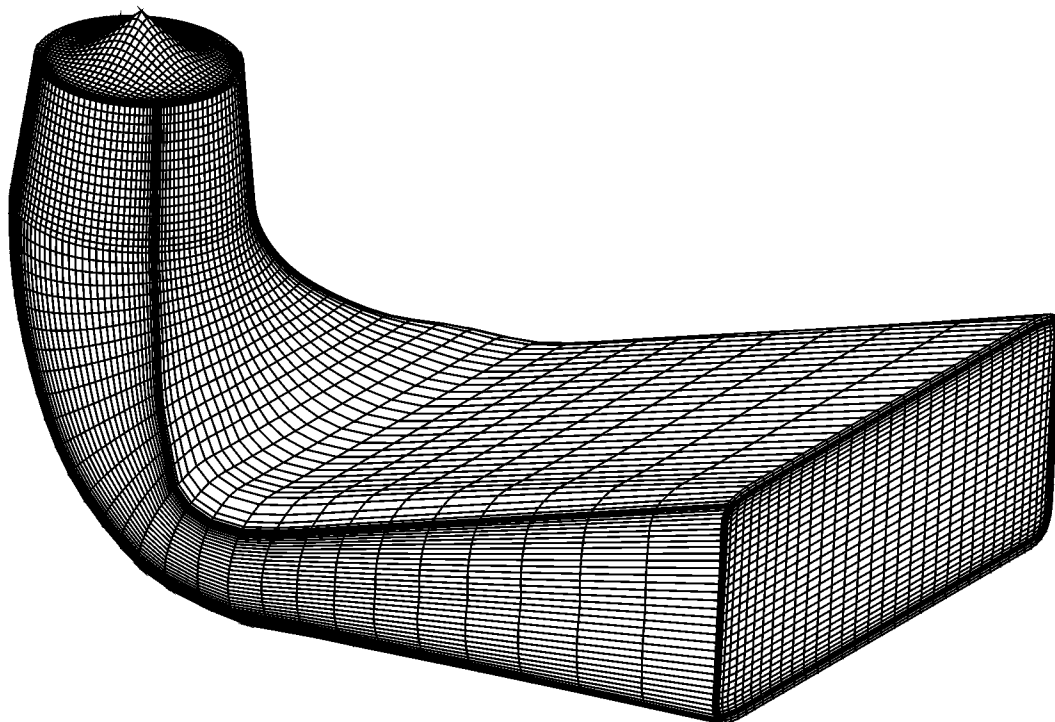


Рис. 11. Расчетная сетка отсасывающей трубы.

4.2. Течение в поворотно-лопастной гидротурбине

Для моделирования течения в поворотно-лопастной гидротурбине было взято три сегмента, изображенных на рис. 13, — направляющий аппарат, рабочее колесо и отсасывающая труба.

Технология проведения расчета течения в поворотно-лопастной гидротурбине не отличается от описанной выше для радиально-осевой гидротурбины. Принципиальное отличие этих гидротурбин состоит в различных типах их рабочих колес. На рис. 14 приведены линии тока в относительном течении в рабочем колесе поворотно-лопастной гидротурбины, а также распределение давления по поверхности его лопастей. На рис. 15 представлена картина течения в одном из сечений отсасывающей трубы.

Список литературы

- [1] CHERNY S., GRYAZIN YU., SHAROV S., SHASHKIN P. An Efficient LU-TVD Finite Volume Method for 3D Inviscid and Viscous Incompressible Flow Problems // Proc. of the Third ECCOMAS Comput. Fluid Dynamics Conf., September 9–13. France: Paris, 1996. P. 90–96.
- [2] Грязин Ю. А., Черный С. Г., Шаров С. В. Шашкин П. А. Об одном методе численного решения трехмерных задач динамики несжимаемой жидкости // Докл. Акад. Наук России, 1997. Т. 353, № 4. С. 478–483.

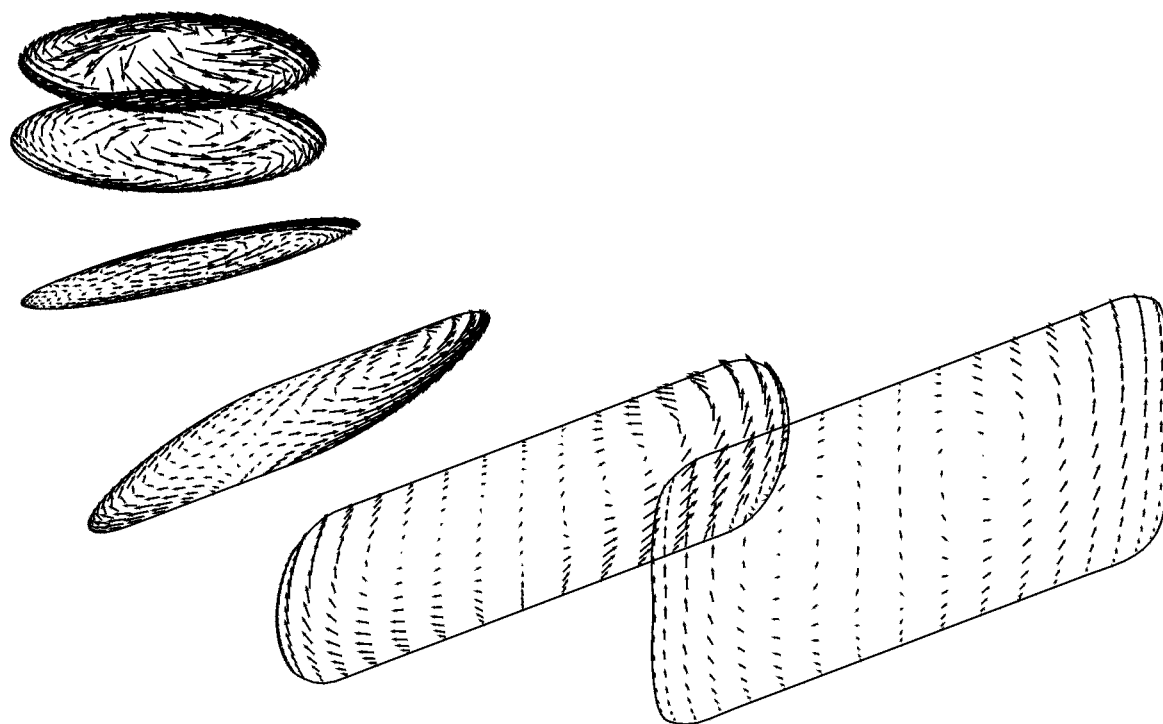


Рис. 12. Вторичные течения в различных поперечных сечениях отсасывающей трубы.

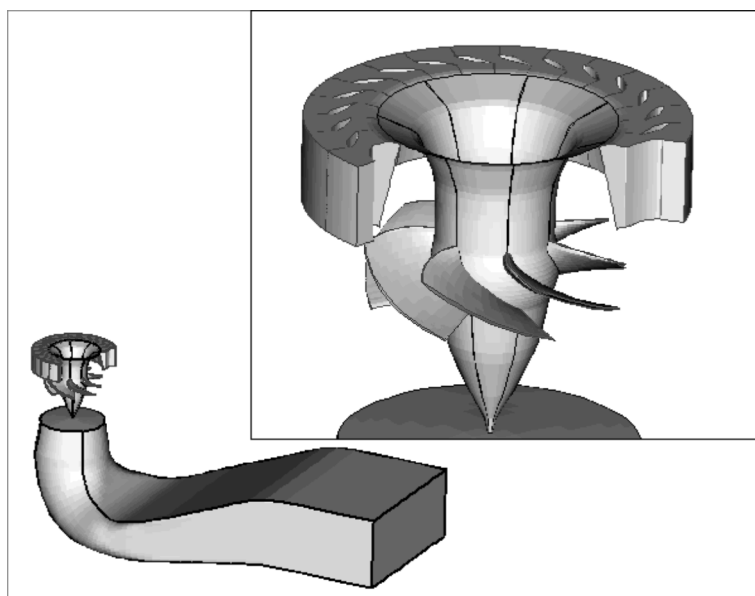


Рис. 13. Расчетная область проточного тракта поворотно-лопастной гидротурбины.

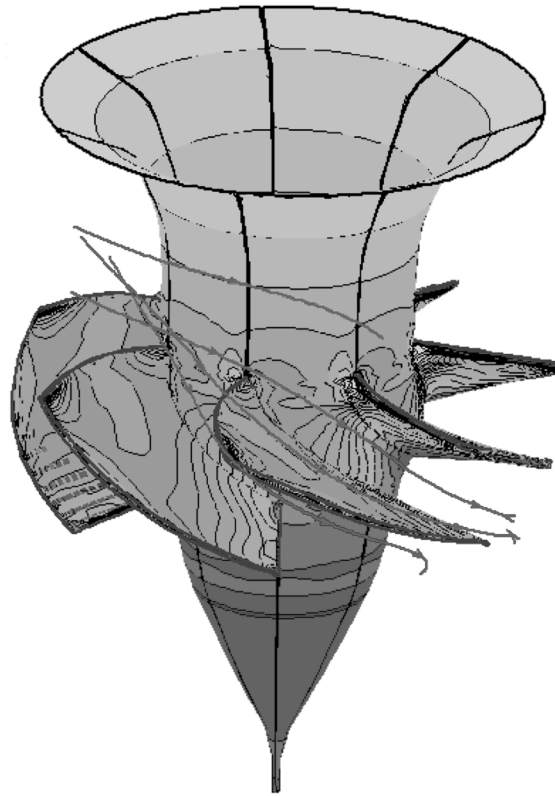


Рис. 14. Линии тока относительного течения и распределения давления в рабочем колесе.

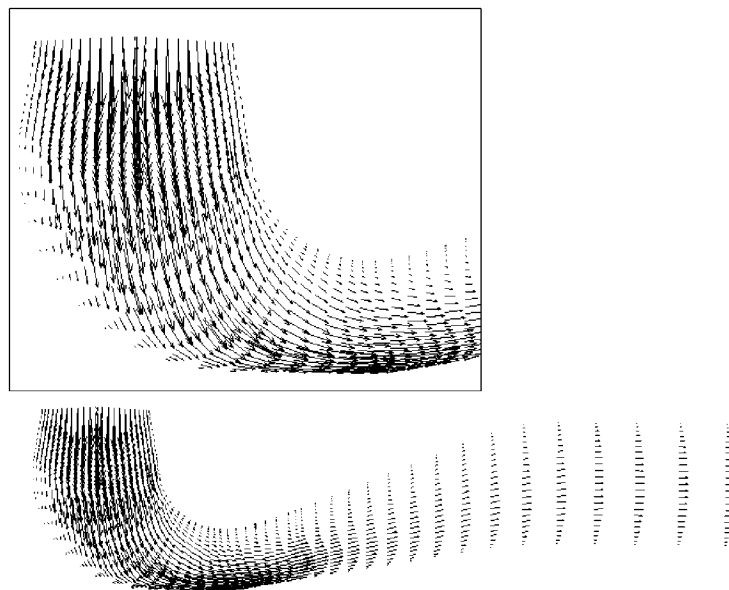


Рис. 15. Поле скорости течения в вертикальном сечении отсасывающей трубы.

- [3] ЧЕРНЫЙ С. Г., ШАШКИН П. А., ГРЯЗИН Ю. А. Численное моделирование пространственных турбулентных течений несжимаемой жидкости на основе $k - \epsilon$ моделей // Вычислит. технологии. 1999. Т. 4, № 2. С. 74–94.
- [4] ЧИРКОВ Д. В., ЧЕРНЫЙ С. Г. Сравнение точности и сходимости некоторых TVD-схем // Вычислит. технологии. 2000. Т. 5, № 5. С. 87–108.
- [5] ERLEVACHER G., HUSSAINI M.Y., SPEZIALE C.G., ZANG T.A. Toward the large eddy simulation of compressible turbulent flows // J. of Fluid Mechanics. 1992. 238. P. 155–185.
- [6] КИРИЛЛОВ И.И. Теория турбомашин. Машиностроение, М.-Л., 1964, 512 с.
- [7] YAKHOT V., ORZAG S. A., THANGAM S., GATSKI T. ., SPEZIALE C. G. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique // Phys. Fluids, A7, 1510, 1992.
- [8] LAUNDER B. E., SPALDING D. B. The numerical computation of turbulent flows // Comp. Methods in Appl. Mech. and Eng. 1974. Vol. 3. P. 269–289.
- [9] ЗАВЬЯЛОВ Ю. С., ЛЕУС В. А., СКОРОСПЕЛОВ В. А. Сплайны в инженерной геометрии. М.: Машиностроение, 1985.