

УДК 532.5+519.63

Численное моделирование стационарных кавитационных течений вязкой жидкости в гидротурбине Френсиса*

Л.В. Панов¹, Д.В. Чирков¹, С.Г. Черный¹, И.М. Пылев²,
А.А. Сотников²

¹Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск

²ОАО «Силовые машины», филиал ЛМЗ, Санкт-Петербург

E-mail: dchirkov@ngs.ru, chirkov@ict.nsc.ru

Предложена численная методика моделирования кавитационных течений жидкости в проточном тракте турбомашин. Методика основана на решении стационарных 3D уравнений Навье–Стокса с уравнением переноса жидкой фазы. Предложена постановка граничных условий, соответствующая стандарту проведения кавитационных испытаний. Проведено сравнение четырех моделей парообразования–конденсации. Результаты расчетов для турбин различной быстроходности сопоставлены с экспериментом.

Ключевые слова: численное моделирование, кавитация, гидротурбины.

Введение

Работа гидравлических турбин на многих режимах сопровождается явлением кавитации. Кавитация вызывает шум, вибрацию, снижение КПД установки. Интенсивная кавитация приводит к эрозии лопастей рабочих колес, существенно сокращая срок их службы. Поэтому на этапе проектирования гидротурбин актуальна задача адекватного моделирования кавитационного течения и прогноза влияния кавитации на энергетические характеристики создаваемой турбины.

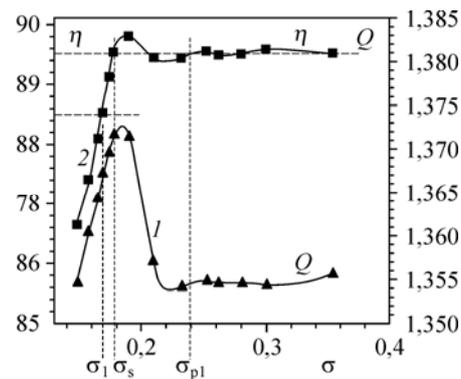
Кавитация в проточном тракте гидротурбин — существенно трехмерный и нестационарный процесс. В зависимости от режима работы форма паровых каверн варьируется от множества мелких пузырьков в межлопастном канале до больших полостей и вихрей, срывающихся с входных кромок лопастей или же формирующихся в конусе отсасывающей трубы [1].

Режим работы гидротурбины по отношению к явлению кавитации определяется кавитационным коэффициентом установки (числом Тома) σ . Направим ось z расчетной системы координат вниз (рис. 1). Тогда, согласно стандарту Международной электротехнической комиссии (МЭК) 60193 [2],

$$\sigma = NPSH/H, \quad (1)$$

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-01-00475).

Рис. 2. Пример экспериментальных зависимостей расхода (1) и КПД (2) от σ .
1 — значения, полученные для расхода, 2 — КПД в эксперименте; η — КПД, Q — расход.



До настоящего времени на этапе проектирования гидротурбины оценка ее кавитационных свойств осуществлялась на основе расчетов бескавитационного течения несжимаемой жидкости и анализа полученного поля давления [3, 4]. Один из подходов состоит в нахождении размера и расположения зон в потоке, в которых давление ниже давления насыщенного пара. Опыт показывает, что для радиально-осевых турбин снижение КПД и интенсивная эрозия наступают в случае, когда размер области, где $p < p_V$ на тыльной стороне лопасти, достигает 15–30 % площади всей тыльной стороны. Очевидно, что определение критического коэффициента по этому условию имеет существенные недостатки: не учитываются пространственное расположение каверны на профиле лопасти, изменение сопротивления отсасывающей трубы, а также изменение формы потока вследствие наличия кавитационной каверны и др.

За последние пятнадцать лет в вычислительной гидродинамике предложен ряд моделей для описания двухфазных течений жидкость–пар с фазовыми превращениями. Наибольшее распространение получили простые односкоростные модели, в которых уравнения Навье–Стокса для смеси жидкость–пар замыкаются уравнением переноса массовой (или объемной) доли жидкости или пара [5–8]. Эти модели позволяют учесть неравновесность процессов конденсации и парообразования. В работах [7, 9] подобные модели применены для расчета кавитационных течений в насосах, в [10] — для радиально-осевых турбин различной быстроходности. В работах [7, 9, 10] показано достаточно хорошее соответствие расчетов с данными эксперимента.

В имеющейся литературе практически не освещается вопрос постановки граничных условий для задачи прогнозирования $\eta(\sigma)$. Классические граничные условия, в которых расход жидкости фиксирован, не подходят, поскольку при интенсивной кавитации ($\sigma < \sigma_s$) наблюдается значительное снижение расхода, пропускаемого турбиной. Как показали предварительные расчеты, учет этого факта играет решающую роль при прогнозировании зависимости $\eta(\sigma)$.

В настоящей работе предпринята попытка смоделировать кавитационное течение в поточном тракте гидротурбины и рассчитать $\eta(\sigma)$ в стационарной постановке. Моделирование осуществляется путем численного решения уравнений Навье–Стокса для смеси жидкость–пар с уравнением переноса объемной доли жидкой фазы. Численный алгоритм основан на методе [4], который хорошо зарекомендовал себя при моделировании бескавитационных течений в гидротурбинах. Рассмотрен вопрос задания граничных условий во входном и выходном сечении расчетной области в соответствии со стандартом МЭК [2]. Проведено сравнение нескольких моделей парообразования и конденсации, исследовано влияние плотности пара на точность прогнозирования кривых $M(\sigma)$, $Q(\sigma)$, $\eta(\sigma)$. Показано хорошее качественное совпадение результатов расчетов с экспериментом.

1. Основные уравнения

Для моделирования кавитационного течения жидкости в проточном тракте гидротурбины используется квазигомогенная изотермическая модель движения сжимаемой смеси жидкость–пар, в которой предполагается, что скорости жидкой и паровой фаз совпадают, а распределение объемной доли жидкой фазы может быть описано уравнением переноса с источниковыми членами, отвечающими за парообразование и конденсацию:

$$\partial\rho/\partial t + \operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (4)$$

$$\partial\rho v/\partial t + \operatorname{div}(\rho v \otimes v) + \nabla\hat{p} = \operatorname{div}(\tau) + \rho f, \quad (5)$$

$$\partial\alpha_L/\partial t + \operatorname{div}(\alpha_L v) = (1/\rho_L)(m^+ + m^-). \quad (6)$$

Здесь ρ — плотность смеси, кг/м³, v — скорость, м/с, t — время, с, $\hat{p} = p + (2/3)\rho k$, p — давление, Па, k — кинетическая энергия турбулентных пульсаций, м²/с². При расчете течения во вращающейся системе координат вектор массовых сил f , помимо силы тяжести, включает центробежную и кориолисову силы: $f = (x_1\omega^2 + 2u_2\omega, x_2\omega^2 - 2u_1\omega, g)$, где ω — угловая скорость вращения РК. В (4)–(6) плотность смеси жидкость–пар рассчитывается по формуле

$$\rho = \alpha_L\rho_L + (1 - \alpha_L)\rho_V,$$

где ρ_L — плотность жидкости, ρ_V — плотность пара.

В (6) компоненты тензора вязких напряжений τ имеют вид:

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

где μ — динамический коэффициент вязкости смеси, μ_T — турбулентная вязкость смеси. Коэффициент μ для смеси рассчитывается по формуле $\mu = \alpha_L\mu_L + (1 - \alpha_L)\mu_V$, где μ_L, μ_V — динамические коэффициенты вязкости жидкости и пара. Для определения турбулентной вязкости смеси $\mu_T = C_\mu\rho(k^2/\varepsilon)$ система (4)–(6) дополняется стандартной k - ε моделью турбулентности.

Динамика объемной доли жидкой фазы описывается уравнением переноса (6) с источниковыми членами, отвечающими за конденсацию пара (m^+) и испарение (m^-). Вид этих членов для четырех моделей, рассмотренных в настоящей работе, представлен в табл. 1. В таблице характерное время $t_\infty = L_\infty/U_\infty$. Для задачи расчета течения в проточном тракте гидротурбины характерный линейный размер полагался равным $L_\infty = D_1/2$, характерная скорость $U_\infty = 2Q/D_1^2$, где D_1 — диаметр РК, Q — расход жидкости.

2. Численный метод

Для численного интегрирования уравнений (4)–(6) применяется метод, изложенный в предыдущей работе авторами [11] и являющийся распространением метода [4]. В стационарном случае уравнения (4)–(6) переписываются в виде

$$P^{-1} \frac{\partial Q}{\partial \tau} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial (F^{\text{in}} + F^{\text{vis}})_i}{\partial x_i} = H, \quad (7)$$

$$Q = \begin{pmatrix} \hat{p} \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \alpha_L \end{pmatrix}, \quad P^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\rho} & & & & \\ & \rho & & & \\ & & (\rho_L - \rho_V)u_1 & & \\ & & & (\rho_L - \rho_V)u_2 & \\ & & & & \rho & (\rho_L - \rho_V)u_3 \\ & \frac{\alpha_L}{\rho\beta} & & & & 1 \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} \beta \left(\frac{1}{\rho_L} - \frac{1}{\rho_V} \right) (m^+ + m^-) \\ \rho f_1 \\ \rho f_2 \\ \rho f_3 \\ \frac{1}{\rho_L} (m^+ + m^-) \end{pmatrix}.$$

Таблица 1

Источниковые члены для уравнения (6)

Модель	m^+	m^-	Константы
Модель 1 [5]	$\frac{C_{\text{prod}}^* \max[p - p_V, 0](1 - \alpha_L) \rho_L}{t_\infty (\rho_L U_\infty^2 / 2)}$	$\frac{C_{\text{dest}}^* \min[0, p - p_V] \rho_L^2 \alpha_L}{\rho_V t_\infty (\rho_L U_\infty^2 / 2)}$	$C_{\text{prod}} = 80$ $C_{\text{dest}} = 1$
Модель 2 [6]	$\frac{C_{\text{prod}} (1 - \alpha_L) \alpha_L^2 \rho_V}{t_\infty \rho_L}$	$\frac{C_{\text{dest}} \alpha_L \min[0, p - p_V] \rho_V}{(\rho_L U_\infty^2 / 2) t_\infty \rho_L}$	$C_{\text{prod}} = 200$ $C_{\text{dest}} = 10^5$
Модель 3 [7]	$C_{\text{prod}} U_\infty \rho_L^2 \left[\frac{2}{3} \frac{p - p_V}{\rho_L} \right]^{1/2} \frac{(1 - \alpha_L) \rho_V}{\rho}$	$-C_{\text{dest}} U_\infty \rho_L \rho_V \left[\frac{2}{3} \frac{p - p_V}{\rho_L} \right]^{1/2} \frac{\alpha_L \rho_L}{\rho}$	$C_{\text{prod}} = 0,137$ $C_{\text{dest}} = 0,274$
Модель 4 [8]	$\frac{\rho_L \max[p - p_V, 0](1 - \alpha_L)}{t_\infty (\rho_L - \rho_V) (V_{1,n} - V_{V,n})^2}$	$\frac{\rho_L^2 \min[0, p - p_V] \alpha_L}{\rho_V t_\infty (\rho_L - \rho_V) (V_{1,n} - V_{V,n})^2}$	—

^{*} $C_{\text{prod}}, C_{\text{dest}}$ — некоторые константы, отвечающие за скорость конденсации и испарения, соответственно.

В системе (7), в соответствии с подходом искусственной сжимаемости, введено псевдовремя τ , по которому осуществляется установление решения, β — параметр искусственной сжимаемости. В соответствии с работой [12] в последнее уравнение системы внесен дополнительный член $\frac{\alpha_L}{\rho\beta} \frac{\partial \hat{p}}{\partial \tau}$, делающий уравнение переноса α_L

совместным с уравнением неразрывности. $F_i^{\text{in}}, F_i^{\text{vis}}$ — вектора невязких и вязких потоков в направлении x_i . Уравнения системы (7) решаются совместно, поскольку предварительное тестирование показало, что совместное решение существенно ускоряет сходимость. Система (7) аппроксимируется неявным методом конечных объемов с противопотоковой MUSCL-схемой для невязких членов. Для нелинейных источниковых членов используется специальная явно-неявная аппроксимация [11]. Полученная в результате дискретизации система линейных алгебраических уравнений $A(Q^{s+1} - Q^s) = b$ на приращение неизвестных Q при переходе со слоя s на слой $s + 1$ по псевдовремени решается приближенно, путем замены матрицы A на произведение матриц $A_1 A_2$, каждая из которых обращается бегущим счетом [11].

В отличие от расчетов [11], в настоящей работе введено ограничение снизу на объемную долю жидкости в ячейке $\alpha_L = \max(\alpha_L, 0,05)$. Как показали численные эксперименты, такое ограничение не привело к изменению расчетных значений

интегральных величин момента на рабочем колесе и расхода. Кроме того, при вычислении невязких потоков через грани ячейки по схеме MUSCL

$$\hat{F}_{m+1/2}^{\text{in}} = \frac{1}{2} \left[\hat{F}^{\text{in}}(Q_L) + \hat{F}^{\text{in}}(Q_R) - P_{m+1/2}^{-1} |PA|_{m+1/2} (Q_R - Q_L) \right],$$

$$Q_L = Q_m + \frac{1}{4} (1 - v_m) [(1 - \theta) \Delta_{m-1/2} Q + (1 + \theta) \Delta_{m+1/2} Q],$$

$$Q_R = Q_{m+1} - \frac{1}{4} (1 - v_{m+1}) [(1 - \theta) \Delta_{m+1/2} Q + (1 + \theta) \Delta_{m+3/2} Q],$$

внесен специальный ограничитель

$$v_m = \frac{|\alpha_{L,m-1} - 2\alpha_{L,m} + \alpha_{L,m+1}|}{\alpha_{L,m-1} + 2\alpha_{L,m} + \alpha_{L,m+1}},$$

как в работе [12], за счет которого порядок аппроксимации снижается до первого в областях больших градиентов α_L . Перечисленные модификации позволили существенно улучшить сходимость метода и решить проблему сходимости при малых плотностях пара, которая имела место в работе [11].

Шаг по псевдовремени $\Delta\tau$ вычислялся локально в каждой ячейке по числу Куранта $CFL = 1$. Такое число Куранта обеспечивает скорость сходимости кавитационных расчетов, равную скорости сходимости расчета по модели несжимаемой жидкости, а значит, получение решения за приемлемое время.

Расчет течения в гидротурбине осуществлялся в области, включающей направляющий аппарат, рабочее колесо и отсасывающую трубу. При этом использовалась циклическая постановка, т. е. течение моделировалось только в одном межлопаточном канале НА и одном межлопастном канале РК, в предположении, что течение в остальных каналах циклически повторяется. При передаче данных между областями НА и РК, РК и отсасывающей трубы (ОТ) осуществлялось их усреднение в окружном направлении [4].

3. Задание граничных условий

Введем обозначение для полной энергии потока в выходном сечении ОТ:

$$E_{2,\text{IEC}} = \frac{p_{\text{abs},2}}{\rho g} - z_2 + \frac{v_2^2}{2g}, \quad \text{где } v_2 = \frac{Q}{S_2}. \quad (8)$$

Тогда из (1)–(3), с учетом того, что $z_r = b_0 / 2$, получим:

$$E_{2,\text{IEC}} = \sigma H + \frac{p_V}{\rho g} - \frac{b_0}{2}. \quad (9)$$

Таким образом, при заданном значении σ и известном напоре H остается фиксированной интегральная величина полной энергии потока $E_{2,\text{IEC}}$ в выходном сечении ОТ. При этом расход жидкости и давление в точке 2 по отдельности априори не известны. Таким образом, при численном решении уравнений (4)–(6) в выходном сечении ОТ поддерживалась постоянной полная энергия $E_{2,\text{IEC}}$, заданная по формуле (9). Давление p_{abs} вычислялось как среднее по сечению.

Таблица 2

Параметры моделей гидротурбин

Турбина	Режим	Открытие НА a_0 , мм	Частота вращения РК n , об/мин	Напор, H , м
№ 1: $n_s = 313$	№ 1 Оптим. КПД	28	797,6	20,5
	№ 2 Макс. мощности	36	978,9	20,5
№ 2: $n_s = 240$	№ 2 Макс. мощности	34	793	24,5

На входе в направляющий аппарат (НА) фиксировались угол входа потока и величина полной энергии, $E_{НА}$ равная

$$E_{НА} = E_{2,IEC} + (H - h_{SP}), \quad (10)$$

где h_{SP} — потери в спиральной камере и статоре, которые оценивались по инженерным формулам. Выполнение условий (9) и (10) осуществлялось итерационно, в ходе установления всего решения по псевдвремени. При этом на входной границе давление экстраполировалось изнутри расчетной области, на выходной границе осуществлялась экстраполяция изнутри всех компонент вектора скорости.

4. Результаты расчетов

Разработанный метод применен для расчета кавитационных течений в проточном тракте моделей ($D_1 = 0,46$ м) двух гидротурбин с параметрами быстроходности $n_s = 3,65n'_1\sqrt{Q'_1 \cdot \eta}$, равными 313 и 240. Параметры турбин и выбранных режимов указаны в табл. 2. Во всех расчетах учитывалась сила тяжести $g = 9,81$ м/с².

Полученное в расчете значение расхода Q_c корректировалось по формуле $Q = Q_c / \eta_{vol}$. КПД вычислялся через момент M на валу РК и расход

$$\eta = \frac{M\omega}{Q_c H} \eta_{vol} \cdot \eta_{mech}, \quad (11)$$

где η_{vol} — объемный КПД, η_{mech} — механический КПД, которые оценивались по инженерным формулам.

Результаты расчетов сравнивались с данными испытаний моделей гидротурбин, проведенных в лаборатории водяных турбин Ленинградского металлического завода.

4.1. Методические расчеты турбины 1

На примере режима максимальной мощности для турбины 1 исследованы сеточная сходимостъ и влияние плотности пара ρ_V на кавитационные характеристики.

Базовая сетка состояла из $62 \times 25 \times 25$ ячеек НА, $90 \times 25 \times 25$ ячеек РК и 57930 ячеек ОТ. В подробной сетке число узлов в РК и ОТ увеличено в 1,5 раза по каждому пространственному направлению. На рис. 3 показано влияние сетки на кавитационные кривые $M(\sigma)$, $Q(\sigma)$ и $\eta(\sigma)$ при использовании модели кавитации 1 [5]. Видно, что на базовой сетке для бескавитационного режима ($\sigma = 0,38$) КПД на 1 % ниже, чем в эксперименте. На подробной сетке абсолютные значения всех интегральных параметров ближе к эксперименту. На подробной сетке при $\sigma = 0,25$ стационарное решение получить не удалось, диапазон колебаний величин M , Q и η показан на рис. 3 символами «□».

В расчетах на подробной сетке на кривых $M(\sigma)$ и $\eta(\sigma)$ наблюдается провал в диапазоне $\sigma = 0,25 \div 0,27$, который отсутствует в эксперименте. Замечено, что

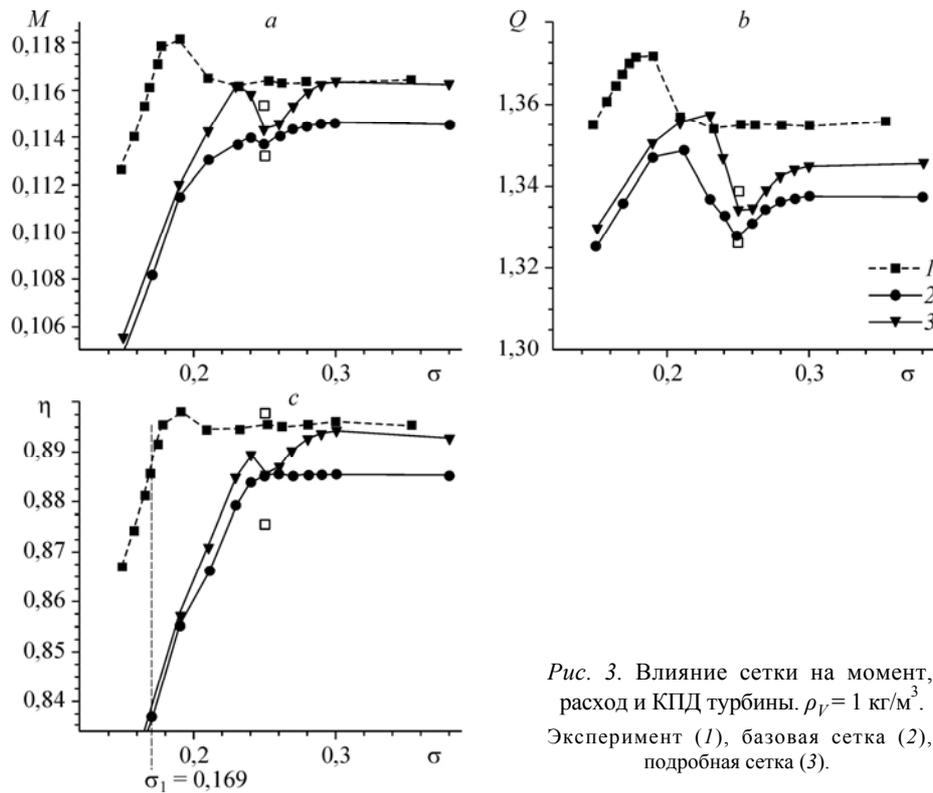


Рис. 3. Влияние сетки на момент, расход и КПД турбины. $\rho_V = 1 \text{ кг/м}^3$. Эксперимент (1), базовая сетка (2), подробная сетка (3).

получаемая в расчетах на этих режимах паровая каверна на тыльной стороне лопасти схлопывается вблизи ее выходной кромки. В то же время, в области схлопывания паровой каверны, как и в стационарных расчетах кавитационного обтекания затупленных тел [11, 12], происходит значительное искривление линий тока с образованием зоны возвратного течения. Эта особенность потока приводит к отклонению угла схода потока с выходной кромки лопасти, и, как следствие, к изменению величин M и Q . С другой стороны, в эксперименте паровая каверна «дышит», она зарождается и отрывается от поверхности лопасти выше по потоку (см. рис. 9), не возмущая угол схода потока с лопасти. Таким образом, мы считаем, что вероятной причиной провала при $\sigma = 0,25 \div 0,27$ в стационарных расчетах является искажение потока вблизи выходной кромки лопасти. Эта гипотеза требует проверки с использованием нестационарной модели течения.

Вне диапазона $\sigma = 0,25 \div 0,27$ качественное поведение $M(\sigma)$, $Q(\sigma)$, $\eta(\sigma)$ и расчетные значения σ_s на базовой и подробной сетках совпадают. Поэтому для дальнейших расчетов использована базовая сетка.

Для воды при $T = 17 \text{ }^\circ\text{C}$ плотность пара $\rho_V = 0,01 \text{ кг/м}^3$. Расчеты с таким малым ρ_V сопряжены с вычислительными трудностями. Однако, как показано в работах [11, 12], в практических расчетах величина ρ_V может быть увеличена. На рис. 4. показано влияние ρ_V на интегральные характеристики работы турбины 1. Значения момента, расхода и КПД приведены по отношению к их значениям для бескавитационного режима. На рис. 5 изображено распределение пара в межлопастных каналах РК. Видно, что при $\rho_V \leq 10 \text{ кг/м}^3$ результаты практически не меняются. Поэтому дальнейшие кавитационные расчеты проведены с $\rho_V = 1 \text{ кг/м}^3$.

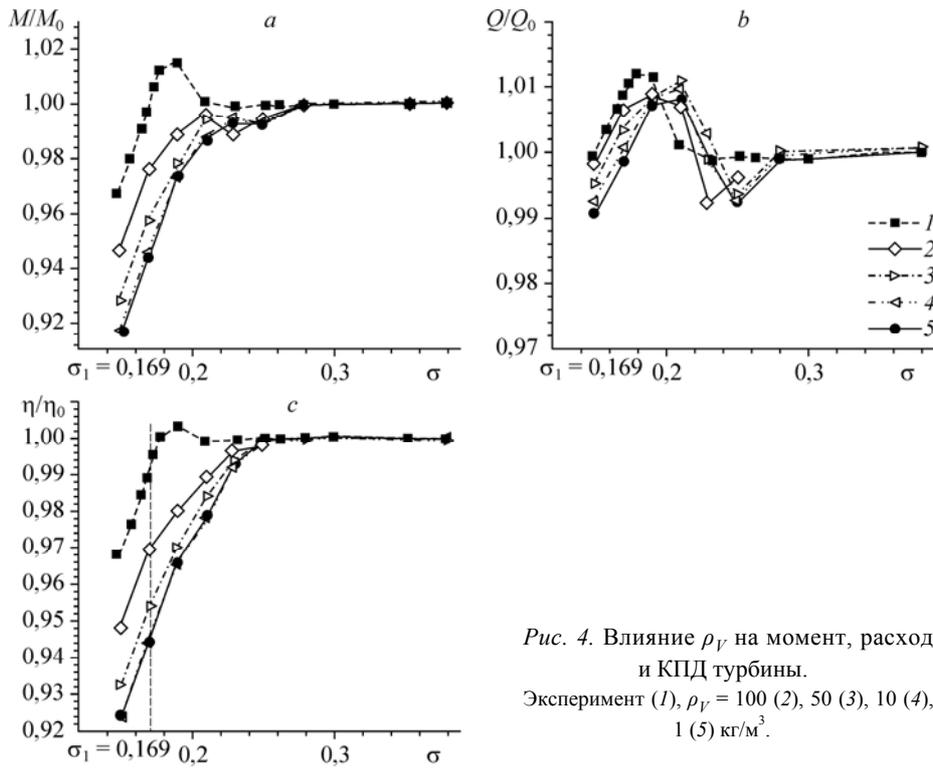


Рис. 4. Влияние ρ_V на момент, расход и КПД турбины.
 Эксперимент (1), $\rho_V = 100$ (2), 50 (3), 10 (4), 1 (5) кг/м^3 .

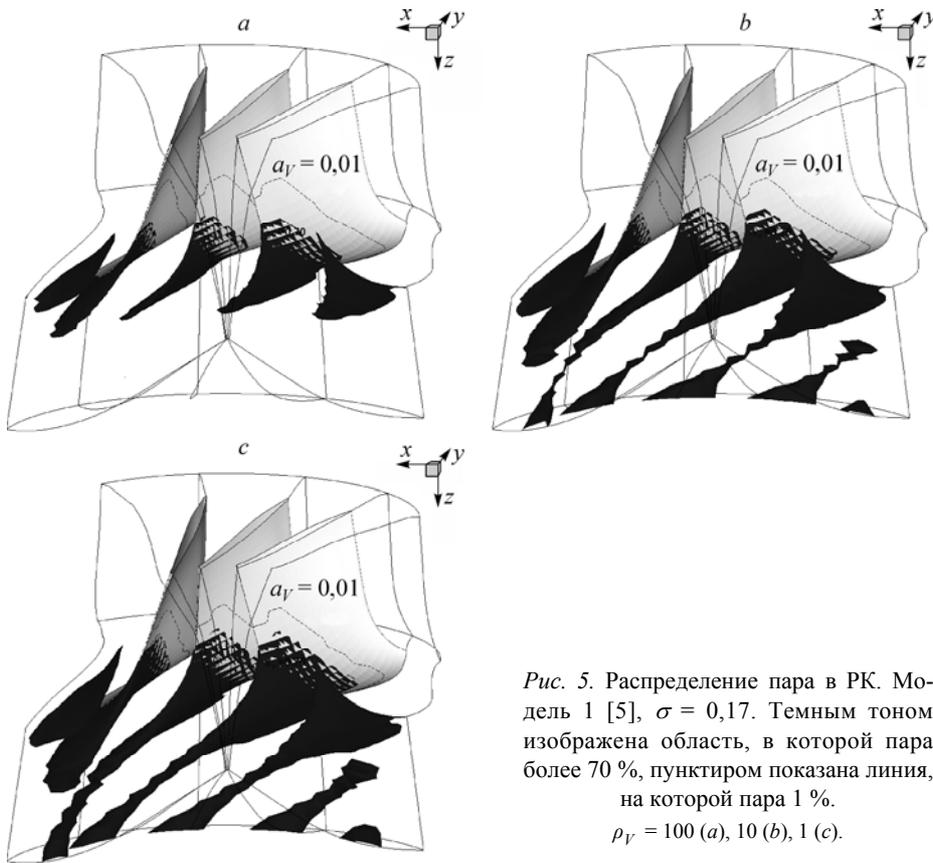


Рис. 5. Распределение пара в РК. Модель 1 [5], $\sigma = 0,17$. Темным тоном изображена область, в которой пара более 70 %, пунктиром показана линия, на которой пара 1 %.
 $\rho_V = 100$ (a), 10 (b), 1 (c).

4.2. Моделирование течения в гидротурбине 1 ($n_s = 313$)

На рис. 6 изображены зависимости момента, расхода и КПД установки от σ для оптимального режима работы турбины 1, полученные по моделям 1–4 (см. табл. 1). Видно, что качественное поведение всех трех величин, а также наклон графиков при малых σ близки к полученным в эксперименте. Однако в расчетах кавитационный срыв наступает раньше, при значении σ_1 на 0,05 больше, чем в эксперименте.

На рис. 7 изображены аналогичные зависимости для режима максимальной мощности. Вид кривых $Q(\sigma)$ и $\eta(\sigma)$ качественно совпадает с полученным в эксперименте. В эксперименте наблюдается увеличение момента и КПД перед кавитационным срывом, однако в расчетах это увеличение получить не удалось. Как и для режима оптимального КПД, наблюдается сдвиг критического коэффициента кавитации на 0,05 вправо.

Важно отметить, что все четыре рассмотренные модели парообразования и конденсации дают очень близкие количественные результаты, несмотря на разные предположения, принятые при их выводе. Аналогичный вывод сделан в работе [11] для обтекания затупленного цилиндра. Этот факт позволяет утверждать, что проблема обнаруженного на рис. 6 и 7 сдвига кавитационных кривых не связана с выбором констант моделей.

На рис. 8 для режима оптимального КПД представлено распределение пара на тыльной стороне лопасти для нескольких значений коэффициента σ : от $\sigma = 0,20$, когда кавитации практически нет, до $\sigma = 0,09$, когда интенсивная кавитация

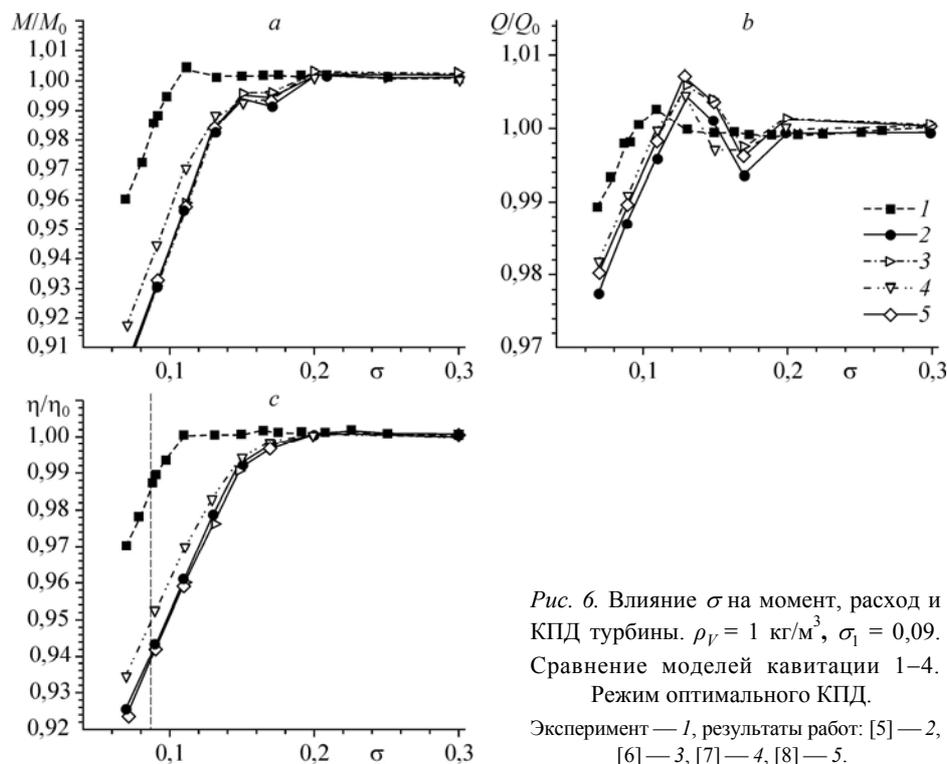


Рис. 6. Влияние σ на момент, расход и КПД турбины. $\rho_V = 1 \text{ кг/м}^3$, $\sigma_1 = 0,09$. Сравнение моделей кавитации 1–4. Режим оптимального КПД. Эксперимент — 1, результаты работ: [5] — 2, [6] — 3, [7] — 4, [8] — 5.

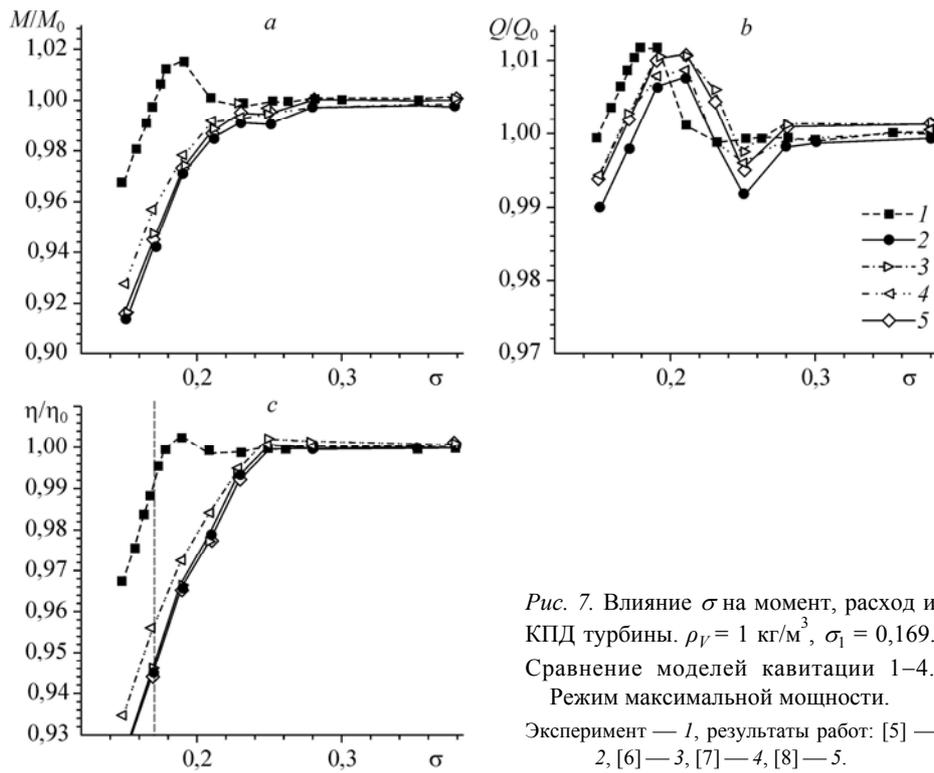


Рис. 7. Влияние σ на момент, расход и КПД турбины. $\rho_V = 1 \text{ кг/м}^3$, $\sigma_1 = 0,169$. Сравнение моделей кавитации 1–4. Режим максимальной мощности. Эксперимент — 1, результаты работ: [5] — 2, [6] — 3, [7] — 4, [8] — 5.

дает в расчете падение КПД более чем на 5 %. На рис. 9 приведено сравнение фотоснимка эксперимента при $\sigma = 0,175$ и результата численного моделирования. В эксперименте кавитация на этом режиме проявляется в виде отдельных больших пустот, периодически формирующихся на тыльной поверхности лопасти и схлопывающихся ниже по потоку. Таким образом, одной из возможных причин завышения значения σ_s в расчете является использование стационарной постановки.

4.3. Моделирование течения в гидротурбине 2 ($n_s = 240$)

На рис. 10 представлено сравнение момента, расхода и КПД с графиками кавитационных испытаний для турбины 2. Здесь также все четыре рассмотренные модели дают близкие, качественно соответствующие эксперименту результаты.

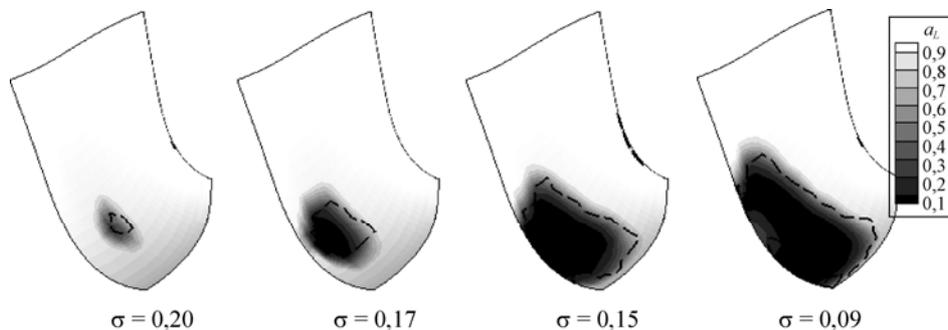


Рис. 8. Распределение объемной доли пара на тыльной стороне лопасти. Пунктиром показана граница, на которой $p = p_V$.

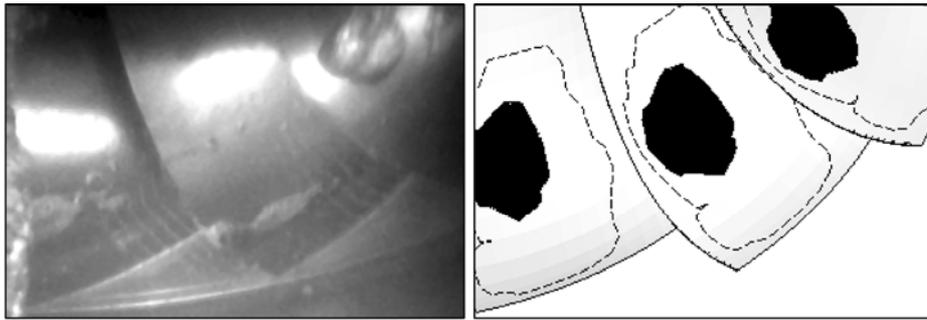


Рис. 9. Фотоснимок течения в эксперименте (слева) и изоповерхность $\alpha_L = 0,3$ в расчете (справа). $\sigma = 0,175$.

Пунктиром показана область, где содержание пара — 1 %.

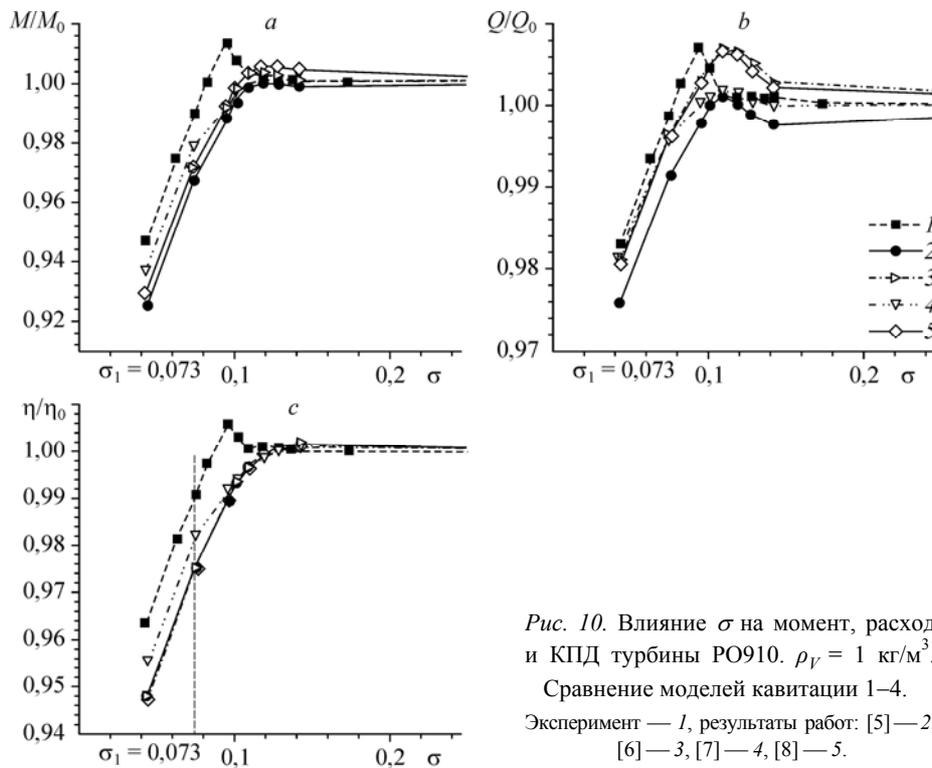


Рис. 10. Влияние σ на момент, расход и КПД турбины PO910. $\rho_V = 1 \text{ кг/м}^3$. Сравнение моделей кавитации 1–4. Эксперимент — 1, результаты работ: [5] — 2, [6] — 3, [7] — 4, [8] — 5.

В эксперименте наблюдается увеличение КПД на 0,5 % перед срывом, в расчетах этого увеличения нет. Для данной турбины отклонение рассчитанного значения σ_1 от экспериментального $\sigma_1 = 0,073$ существенно меньше, около 0,02.

Заключение

В работе предложена методика численного моделирования пространственных кавитационных течений вязкой жидкости в проточном тракте гидротурбины. Предложен способ задания граничных условий на входе в расчетную область и выходе из нее, соответствующий стандарту МЭК проведения кавитационных испытаний. Использование таких граничных условий позволяет более адекватно

моделировать изменение интегральных характеристик турбины при уменьшении кавитационного коэффициента.

Показано, что для получения интегральных параметров потока, не зависящих от значения плотности пара, достаточно положить $\rho_V = 1 \text{ кг/м}^3$. Проведено сравнение четырех моделей парообразования и конденсации. Показано, что все модели, включая модель [8], не имеющую эмпирических констант, дают сопоставимые результаты. Для турбин различной быстроходности проведено сравнение кривых $M(\sigma)$, $Q(\sigma)$ и $\eta(\sigma)$ с экспериментальными данными. Показано хорошее качественное соответствие. Однако значение критического кавитационного коэффициента в расчетах завышено, особенно для быстроходной турбины. Возможной причиной подобного расхождения является использование стационарной постановки. Кроме этого, в дальнейшем представляет интерес учесть в модели кавитационного течения нерастворимый газ, который в небольшой концентрации присутствует в потоке, а также попробовать альтернативные модели турбулентности.

Предложенная методика позволяет за приемлемое время (характерное время счета — 2 часа на ПК с частотой процессора 3 ГГц) проводить кавитационные расчеты потока и сравнительную оценку кавитационных характеристик при проектировании проточных частей гидротурбин.

Список литературы

1. Avellan F. Introduction to cavitation in hydraulic machinery // The 6th Intern. Conf. on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics, Timisoara, Romania, 21-22 October, 2004. P. 11–22.
2. IEC Standard 60193. IEC: International Electrotechnical Commission. Hydraulic turbines, storage pumps and pump-turbines. Model acceptance tests. Publication data: 1999-11-01.
3. Топаж Г.И. Расчет интегральных гидравлических показателей гидромашин. Л.: Изд-во Ленинградского ун-та, 1989. 208 с.
4. Черный С.Г., Чирков Д.В., Лапин В.Н., Скорospelов В.А., Шаров С.В. Численное моделирование течений в турбомашинах. Новосибирск: Наука, 2006. 206 с.
5. Singhal A.K., Vaidya N., Leonard A.D. Multi-dimensional simulation of cavitating flows using a PDF model for phase change // ASME Fluids Engng Division Summer Meeting, ASME Paper FEDSM97-3272. 1997.
6. Lindau J.W., Kunz R.F., Venkateswaran S., Boger D.A. Application of preconditioned, multiple-species, Navier–Stokes models to cavitating flows // 4th Intern. Symp. on Cavitation, Pasadena, California, 20-23 June, 2001. 14 p.
7. Athavale M.M., Singhal A.K., Li H., Jiang Y. Application of the Full Cavitation Model to Pumps and Inducers // Intern. J. of Rotating Machinery. 2002. Vol. 8, No. 1. P. 45–56.
8. Senocak I., Shyy W. Evaluation of cavitation models for Navier–Stokes computations // FEDSM 02. ASME. Fluid Engng Division Summer Meeting, Montreal, Canada, 2002.
9. Bouziad Y.A., Farhat M., Kueny J.L., Miyagawa K. Experimental and numerical cavitation flow analysis of an industrial inducer // 22nd IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems, Stockholm, Sweden, June 29–July 2, 2004. 9 p.
10. Kurosawa S., Lim S.M., Enomoto Y. Virtual model test for a Francis turbine // 25th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems, 2010. 10 p.
11. Панов Л.В., Чирков Д.В., Черный С.Г. Численные алгоритмы моделирования кавитационных течений вязкой жидкости // Вычислительные технологии. 2011. Т. 16, № 4. С. 96–113.
12. Kunz R.F., Boger D.A., Stinebring D.A., Chyczewski T.S., Gibeling H.J., Venkateswaran S., Govindan T.R. A preconditioned Navier–Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction // Computers and Fluids. 2000. No. 29. P. 849–875.

*Статья поступила в редакцию 27 июня 2011 г.,
после доработки 2 сентября 2011 г.*