

УДК 532.5.032

Численное исследование прецессии вихревого ядра в модельной гидротурбине с помощью гибридных методов расчета турбулентных течений*

А.В. Сентябов^{1,3}, А.А. Гаврилов^{2,3}, А.А. Дектерев^{2,3}, А.В. Минаков³

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Сибирский федеральный университет, Красноярск

³Новосибирский государственный университет

E-mail: sentyabov_a_v@mail.ru

Проведено численное моделирование нестационарного течения в отсасывающей трубе стендовой гидротурбины. Сопоставлены гибридные RANS-LES методы моделирования турбулентных течений. В работе рассмотрены интенсивность и частота пульсаций давления и интегральных характеристик, индуцируемых прецессией вихревого ядра под рабочим колесом турбины. Выполнен анализ синхронной и асинхронной частей пульсаций давления, рассмотрены возникновение и влияние синхронной составляющей пульсаций. Рассмотрено взаимодействие вихревого ядра с поворотом отсасывающей трубы.

Ключевые слова: отсасывающая труба, прецессия вихревого ядра, нестационарное течение, гибридные RANS-LES методы, пульсации давления.

Введение

Важной задачей гидравлических электростанций является регулирование мощности в энергетической системе. При изменении нагрузки гидроагрегаты неоднократно проходят через нерасчетные режимы работы. В таких режимах у потока после прохождения рабочего колеса гидротурбины остается значительная часть закрутки. С неустойчивостью закрученного течения связано возникновение интенсивных низкочастотных гидродинамических пульсаций, представляющих угрозу надежности конструкций турбины.

В работе [1] было показано, что низкочастотные пульсации в гидротурбине связаны с прецессией вихревого ядра в отсасывающей трубе. Это явление в закрученных потоках рассматривалось в монографиях [2, 3]. Как отмечалось в [2], после распада вихря течение становится неустойчивым и теряет осевую симметрию. Прецессирующее вихревое ядро при этом лежит вблизи границы возвратного течения. В работе [3] прецессия вихревого ядра рассматривалась, в частности, как самоиндуцированное движение вихревой нити.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-08-98115, № 14-08-31586), Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый К. Ханьялич, НГУ) (грант № 11.G34.31.0046).

Низкочастотные пульсации в закрученном потоке за рабочим колесом гидротурбины приводят к повышенному износу конструкций. Особенно серьезные проблемы возникают, если пульсации входят в резонанс с другими характерными частотами системы (например, с собственными частотами водовода или конструкций турбины). По этой причине большое внимание уделяется экспериментальному и численному исследованию нестационарных явлений в отсасывающей трубе гидротурбины, определению частоты и величины пульсаций, способам управления нестационарными процессами.

Отсасывающая труба является частью проточного тракта гидравлической электростанции, соединяющей гидротурбину с нижним бьефом. Она предназначена для преобразования остаточной кинетической энергии воды в энергию давления. В настоящее время для численного исследования течения в отсасывающей трубе используются как универсальные, так и специальные программные коды. Так, например, в работе [4] проводилось моделирование течения в отсасывающей трубе с помощью нестационарных уравнений Эйлера и с помощью метода моделирования крупных вихрей (LES). Такие подходы позволили получить прецессирующий вихревой жгут и определить характерные частоты пульсаций.

Подробные экспериментальные исследования течения в отсасывающей трубе проводились в рамках международного проекта Turbine-99 на стенде в лаборатории города Эльвкарлебу (Alvkarleby, Швеция). Стенд представляет собой уменьшенную модель гидротурбины Holleforsen, с помощью которой можно выполнить измерения скорости и давления в отсасывающей трубе. В материалах [5] собрано большое число работ по численному моделированию течения в отсасывающей трубе этой турбины, в том числе ряд статей по моделированию нестационарного течения с использованием разнообразных подходов: моделирования крупных вихрей — LES (Large Eddy Simulation) [6], моделирования отсоединенных вихрей — DES (Detached Eddy Simulation) [7], решения нестационарных уравнений Рейнольдса (URANS) [8].

В работе [9] было проведено моделирование течения в отсасывающей трубе гидротурбины Turbine-99 (Holleforsen) в стационарной постановке. В настоящей работе на основе разработанной расчетной модели проводится численное исследование нестационарного течения в данной отсасывающей трубе с помощью различных вихререзающих подходов.

Постановка задачи

Рассматриваемая отсасывающая труба представляет собой часть уменьшенной модели турбины Holleforsen. Турбина относится к поворотной-лопастной типу (турбина Каплана), рабочее колесо имеет пять лопастей. Моделируемая область (рис. 1) начинается немного ниже лопастей рабочего колеса и включает его обтекатель. Начальный участок трубы имеет форму конуса. На стенде поток выходит в широкий бак, но при моделировании расчетная область ограничивается только отсасывающей трубой.

Постановка задачи для нестационарных расчетов приводилась в работе [5]. Для этих целей использовался двумерный профиль аксиальной $W(r, \varphi)$ и тангенциальной $V(r, \varphi)$ компонент скорости на входе на основе измерений [10]. Радиальная компонента скорости $U(r, \varphi)$ рассчитывалась из аксиальной с тем условием, чтобы течение вблизи стенок обтекателя и отсасывающей трубы было параллельно этим стенкам.

Распределение энергии турбулентных пульсаций рассчитывалось из экспериментальных значений среднеквадратичных пульсаций v и w на входе и условия: $u = v$, где u , v , w — среднеквадратичные отклонения радиальной, тангенциальной и аксиальной компонент скорости соответственно. Таким образом, распределение кинетической энергии турбулентных пульсаций на входе определялось следующим образом:

$$k = 1/2(w^2 + 2v^2).$$



Рис. 1. Отсасывающая труба Turbine-99.

a — трехмерный вид расчетной модели, *b* — схема расчетной области.

Скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций рассчитывалась, исходя из масштаба турбулентных вихрей,

$$\varepsilon = C_{\mu}^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l}, \quad C_{\mu} = 0,09.$$

Масштаб турбулентных вихрей можно оценить по экспериментальным значениям турбулентных напряжений, градиента скорости и энергии турбулентных пульсаций на входе. Значение масштаба турбулентных вихрей $l = 0,02$ м. Расход составлял 482 кг/с, скорость вращения рабочего колеса — 595 об/мин. Режим работы турбины был несколько ниже оптимального. Закрутка потока, определяемая по приближенной формуле, составила

$$S_w = \int_{R_c}^{R_w} V W r^2 dr \left/ \left(R_w \int_{R_c}^{R_w} W^2 r dr \right) \right. = 0,25,$$

где R_c — радиус обтекания рабочего колеса в сечении входа, R_w — радиус стенки отсасывающей трубы в сечении входа.

В работе [11] были представлены результаты измерений пульсаций давления на стенке конуса отсасывающей трубы. Для сопоставления пульсаций давления с экспериментальными [11] и расчетными [6] данными отслеживалось изменение давления в четырех симметрично расположенных точках на стенке отсасывающей трубы в сечении $z = 1,6$ (точки № 1–4, рис. 1). Ось z при этом направлена вверх вдоль оси вращения рабочего колеса (рис. 1*b*), а плоскости входа соответствовало сечение $z = 2$.

Математическая модель течения

Расчеты проводились в программном комплексе SigmaFlow [12], развиваемом специалистами Института теплофизики СО РАН. Турбулентное течение несжимаемой жидкости описывается с помощью уравнений Рейнольдса:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0, \\ (\partial(\rho\mathbf{v})/\partial t) + \nabla(\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) &= -\nabla p + \nabla(\tau^m + \tau^t), \end{aligned}$$

где тензор вязких напряжений

$$\tau_{ij}^m = \mu \left(\partial v_i / \partial x_j + \partial v_j / \partial x_i \right),$$

а тензор рейнольдсовых напряжений

$$\tau_{ij}^t = \mu_t \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right].$$

Как уже упоминалось, вихревое течение в диффузорном канале зачастую сопровождается крупномасштабными пульсациями, вызванными прецессией вихря. Размеры подобных вихревых структур соизмеримы с пространственными масштабами течения, что ставит под сомнение применимость допущений RANS моделей. Такого недостатка лишен метод моделирования крупных вихрей, 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, в работе [13] был предложен метод моделирования отсоединенных вихрей. Метод DES сочетает подходы RANS и LES. В областях потока, где размер вычислительной сетки Δ достаточен для разрешения больших вихрей, т.е. при $\Delta < l_t$, применяется метод LES, а в остальной области — уравнения Рейнольдса. Первая версия DES базировалась на модели Спаларта–Аллмареса (SA), в которой в качестве характерного линейного масштаба турбулентности используется расстояние до стенки d . В методе DES этот масштаб заменяется функцией

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

где $C_{DES} = 0,65$ — эмпирическая константа, а размер контрольного объема Δ определяется как максимальный из трех масштабов ($\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$) в рассматриваемой точке течения. Таким образом, в пограничных слоях работает RANS модель, а вдали от них — LES.

В дальнейшем метод DES был обобщен на другие модели турбулентности и появились различные его модификации. В частности, был предложен вариант метода на основе $k-\omega$ SST модели Ментера [14]. В этом случае вводится ограничение диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{v}k) &= P_k - \beta^* \rho k \omega \cdot F_{DES} + \nabla(\mu_{\text{eff}} \nabla k), \\ F_{DES} &= \max\left(\frac{l_t}{C_{DES}\Delta}, 1\right), \quad l_t = \frac{k^{1/2}}{\beta^* \omega}, \quad C_{DES} = 0,61, \end{aligned}$$

где P_k — генерация турбулентных пульсаций, μ_{eff} — эффективная вязкость, l_t — линейный масштаб турбулентности, β^* , C_{DES} — константы модели.

Переключение между режимами в методе DES происходит с помощью расчетной сетки. В некоторых случаях это может привести к неправильному реагированию переключателя и, в частности, преждевременному отрыву потока. Чтобы устранить данный недостаток, в работе [15] было предложено модифицировать метод с помощью переключателя между $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ моделями в модели $k-\omega$ SST:

$$F_{DES} = \max \left(\frac{l_t}{C_{DES} \Delta} (1 - F_1), 1 \right),$$

где F_1 — переключатель в модели $k-\omega$ SST. Такой метод был назван Delayed DES (DDES).

Метод DES позволяет рассмотреть крупномасштабные турбулентные пульсации, оценить их частотные характеристики и интенсивность. Также можно провести моделирование крупномасштабных структур с помощью решения нестационарных уравнений Рейнольдса (URANS на основе $k-\omega$ SST модели Ментера) или расчета нестационарного невязкого течения. В то же время, для корректного моделирования данного течения требуется исследование различных вихререшающих методов.

Дискретизация уравнений переноса основывалась на методе конечных объемов. Конвективные члены уравнения сохранения импульса аппроксимировались по схеме Quickm, а члены переноса турбулентных характеристик — по схеме Umist. Решение системы уравнений, описывающих течение несжимаемой жидкости, производилось с помощью процедуры расщепления SIMPLEC. На выходе использовались граничные условия Неймана (нулевая производная по нормали) для всех величин, кроме давления, для которого задавалась постоянная производная по нормали. Граничное условие для давления состоит в равенстве производных давления по нормали к границе в центре контрольного объема и в центре грани контрольного объема. Данное условие аппроксимирует равенство нулю второй производной давления по нормали.

Применялись блочно-структурированные расчетные сетки, состоящие из гексаэдральных ячеек. Использовались сетки, содержащие 915 тыс. ячеек ($y_+ > 50$) и 1250 тыс. ячеек ($y_+ > 4$). Эти сетки были сгущены к стенкам конуса отсасывающей трубы и обтекателя рабочего колеса, в то время как в направлениях, параллельных стенкам, размеры ячеек были относительно велики. В результате пристеночные слои в начальной области отсасывающей трубы (рис. 2) рассчитывались с помощью RANS метода.

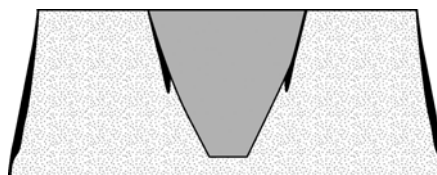
Нестационарный расчет проводился с шагом 0,001 с, что соответствует числу Куранта¹ $C_{CFL} < 0,5$ во всей области течения. Для определения частотных характеристик процесса были сделаны фурье-преобразования пульсаций давления по 32768 временным точкам, занимающим интервал около 33 с. За это время прецессирующий вихрь совершил около 50 оборотов. Соответствующий шаг по частотам составлял $\Delta f = 0,03$ Гц.

Помимо частоты большое значение имеет интенсивность пульсаций. Интенсивность пульсаций определялась двумя способами. В первом случае использовалась разница между максимальным и минимальным значениями давления за время расчета (обозначается $2A$ — удвоенная амплитуда). Такой подход является типичным для экспериментальных испытаний гидротурбин [16]. Его недостатком является зависимость от случайных всплесков и от ширины окна. В настоящей работе использовалось окно шириной около 33 с (время расчета). Аналогичным образом определялись пульсации интегральных характеристик: коэффициента восстановления давления C_p , аксиальной F_z и поперечной F_y сил, действующих на участок обтекателя рабочего колеса, примыкающего к расчетной области. Коэффициент восстановления давления определялся по формуле:

$$C_p = \left(\frac{1}{S_{out}} \iint_{S_{out}} p dS - \frac{1}{S_{in}} \iint_{S_{in}} p dS \right) / \left(\frac{1}{2} \rho \left(\frac{Q}{S_{in}} \right)^2 \right),$$

Рис. 2. Область RANS (выделена черным цветом).

¹ CFL — Courant-Friedrichs-Lewy, условие Куранта.



где S_{in} — площадь входа, S_{out} — площадь выхода. Пульсации данной величины вызваны изменением сопротивления канала: высоким значениям C_p соответствует низкое сопротивление и наоборот. Другой характеристикой пульсаций является среднеквадратичное отклонение (Δp). Для удобства, оно было обезразмерено на динамический напор на входе.

Следует учитывать, что интенсивность пульсаций давления может существенно отличаться в разных точках отсасывающей трубы. В исследованиях нестационарных явлений в отсасывающих трубах ГЭС принято выделять синхронные и асинхронные пульсации. Синхронная часть давления определялась как среднее между давлением в точках 1–4 (рис. 1), расположенных в одном сечении. Для определения асинхронной части из давления в данной точке вычиталась синхронная часть. Затем для двух полученных сигналов определялось среднеквадратичное отклонение.

Апробация подходов к моделированию прецессии вихревого ядра в отсасывающей трубе гидротурбины

Численное исследование сложного течения требует оценки адекватности расчетных параметров рассматриваемой задаче. Шаг по времени $\tau = 0,001$ с выбирался исходя из критерия Куранта. Чтобы оценить его влияние на результаты моделирования, дополнительно были проведены расчеты при $\tau = 0,005$ с и $\tau = 0,0002$ с. Во всех трех случаях в расчетных спектрах пульсаций давления явно выделяется частота прецессии вихревого ядра, которая попадает в диапазон 1,7–1,9 Гц (рис. 3). Полученное значение близко к экспериментальным данным ($f \approx 1,75$ Гц). Интенсивность пульсаций давления в данной точке приведена в табл. 1. Как видно, расчеты при $\tau = 0,001$ с и $\tau = 0,0002$ с почти не отличаются друг от друга.

Расчеты, проведенные на различных сетках, показывают близкие результаты (рис. 4, табл. 2). Хотя детализация сетки вблизи обтекателя рабочего колеса должна была улучшить расчет отрыва течения с него, это не оказало существенного влияния на сам процесс прецессии.

Результаты, полученные с помощью различных методов, приведены на рис. 5 и в табл. 3. Основная частота оказалась близкой для всех моделей, что подтверждает невязкий характер эффекта прецессии (рис. 5a). Несколько завышенное значение частоты

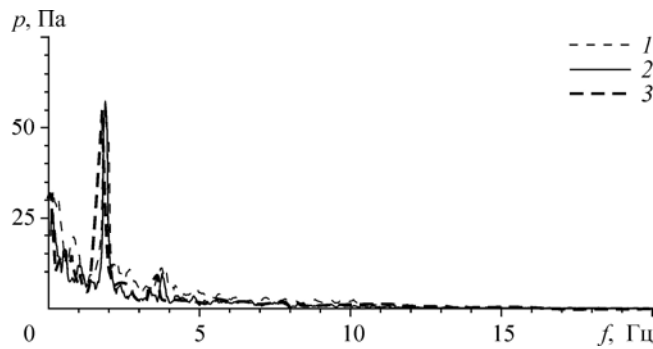


Рис. 3. Спектр пульсаций давления.
 $\tau = 0,005$ (1), $0,001$ (2), $0,0002$ (3).

Таблица 1
 Интенсивность пульсаций давления

τ , с	$2A$, Па	$\Delta p / (\rho v^2 / 2)$, %
0,005	880	2,8
0,001	730	2,6
0,0002	750	2,6

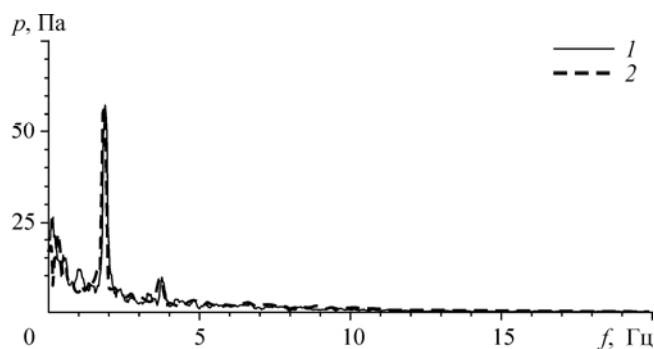


Рис. 4. Спектр пульсаций давления.

Расчетные сетки с 915 (1) и 1250 (2) тысячами ячеек.

Таблица 2

Пульсации давления при разных сетках

Количество ячеек	$2A$, Па	$\Delta p/(\rho v^2/2)$, %; синхронные	$\Delta p/(\rho v^2/2)$, %; асинхронные	$\Delta p/(\rho v^2/2)$, %; общие
915 тыс.	730	3,3	2,0	2,6
1250 тыс.	700	3,4	2,2	2,4

получилось по методу URANS. В то же время, интенсивность пульсаций существенно различается от модели к модели.

Методы $k-\omega$ SST DES и $k-\omega$ SST DDES дают близкие результаты, но размах пульсаций $2A$ для метода DES существенно больше. При этом среднеквадратичные отклонения давления отличаются не столь значительно. Отличие возникает из-за более высокой интенсивности стохастических пульсаций, что видно из спектра пульсаций (рис. 5b).

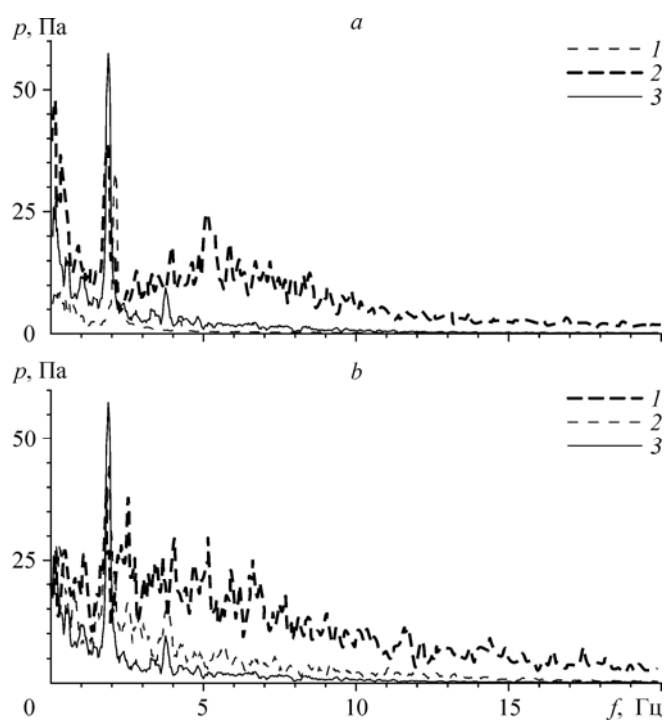


Рис. 5. Спектры пульсаций давления.

a: 1 — $k-\omega$ SST URANS, 2 — невязкий расчет, 3 — $k-\omega$ SST DDES;b: 1 — SA DES, 2 — $k-\omega$ SST DES, 3 — $k-\omega$ SST DDES.

Таблица 3

Пульсации давления для разных моделей

Методы моделирования	$2A$, Па	$\Delta p/(\rho v^2/2)$, %; синхронные	$\Delta p/(\rho v^2/2)$, %; асинхронные	$\Delta p/(\rho v^2/2)$, %; общие
$k-\omega$ SST URANS	320	1,6	1,2	1,3
невязкий расчет	1600	3,5	2,9	4,0
$k-\omega$ SST DES	1200	3,2	2,7	2,9
SA DES	2200	2,7	3,9	5,0
$k-\omega$ SST DDES	730	3,3	2,0	2,6

Данный тезис подтверждает и то, что пульсации интегральных характеристик для обоих методов почти не отличаются, в том числе и пульсации поперечной силы, т.е. стохастические пульсации давления вызваны небольшими локальными вихрями, которые не оказывают существенного влияния на поток в целом.

Метод URANS дает очень низкий уровень пульсаций. Их спектр показывает, что снижение происходит во всем частотном диапазоне. То же самое можно увидеть при рассмотрении интегральных характеристик (табл. 4). Пульсации поперечной силы, возникающие непосредственно вследствие прецессии вихря, отличаются от результатов DES в 1,5 раза, в то время как пульсации аксиальной силы — в три раза. Пульсации сопротивления более чем в два раза ниже результатов остальных методов. Таким образом, метод URANS хотя и воспроизводит прецессию вихревого ядра, но недооценивает синхронные пульсации давления по сравнению с методом DES.

Результаты метода DES на базе модели Спаларта–Аллмареса характеризуются чрезвычайно высоким уровнем пульсаций, находящихся преимущественно в высокочастотном диапазоне. Высокий уровень шума в спектре пульсаций давления не позволяет надежно выявить прецессию вихревого ядра, однако пульсации интегральных характеристик соответствуют результатам методов DES и DDES. Ни экспериментальные [11], ни расчетные [6] исследования не показывают широкого и интенсивного высокочастотного участка в спектре пульсаций. По-видимому расчетная неустойчивость рассматриваемого метода приводит к появлению паразитных пульсаций. То же самое можно сказать и о расчете невязкого течения. Данный подход воспроизводит частоту прецессии вихревого ядра, но добавляет интенсивный высокочастотный шум. Как показали пробные расчеты, робастность этого подхода невысока, расчеты неустойчивы.

Время, затрачиваемое на расчет, сопоставимо для различных методов. В табл. 4 приведено машинное время (в минутах), затрачиваемое на расчет 1 с реального времени. Как видно, наиболее экономичными оказались методы $k-\omega$ SST URANS и $k-\omega$ SST DDES, для которых характерны минимальные стохастические пульсации, а максимальное время расчета пришлось на метод SA DES, который генерирует интенсивный шум. Таким образом, различие в экономичности методов связано, в первую очередь, не со сложностью алгоритма, а с его диссипативностью и робастностью.

Интенсивность пульсаций давления определяется действием процессов различной частоты. В первую очередь интерес представляют пульсации, связанные с прецессией вихревого ядра. Для сравнения их интенсивности на рис. 6 приведены графики изменения

Таблица 4

Пульсации интегральных характеристик

Методы моделирования	F_z , Н	F_y , Н	Пульсации C_p	Время расчета 1 с, мин.
$k-\omega$ SST URANS	7	20	0,04	28
невязкий расчет	30	19	0,09	34
$k-\omega$ SST DES	21	35	0,10	34
SA DES	23	39	0,10	40
$k-\omega$ SST DDES	23	33	0,12	27

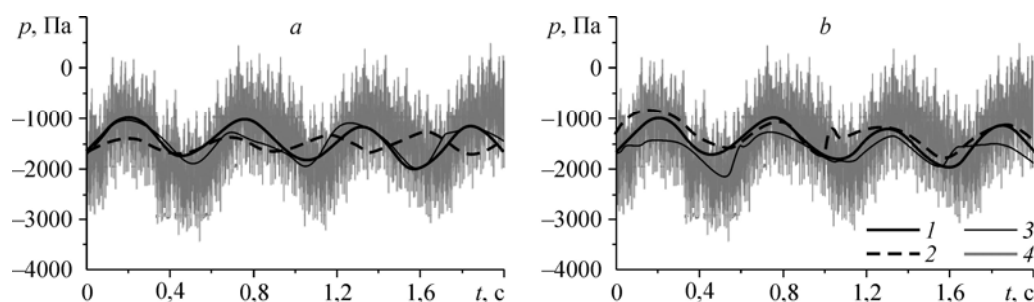


Рис. 6. Пульсации давления.

a: 1 — $k-\omega$ SST DDES, 2 — $k-\omega$ SST URANS, 3 — невязкий расчет, 4 — LES [6];
b: 1 — $k-\omega$ SST DDES, 2 — $k-\omega$ SST DES, 3 — SA DES, 4 — LES [6].

давления, наложенные на аналогичные результаты расчета методом LES [6]. Расчет [6] показывает два вида пульсаций, вызванных разными причинами: высокочастотные пульсации, связанные с вращением рабочего колеса, и низкочастотные пульсации, генерируемые вихревым жгутом. Высокочастотные пульсации в настоящих расчетах не учитывались, а низкочастотные пульсации хорошо согласуются с расчетом LES. Как видно из рис. 6, размах колебаний, рассчитанный методом DES, лишь немного меньше размаха низкочастотной гармоники, полученной методом LES. Остальные методы дают аналогичный результат за исключением метода URANS, для которого пульсации давления существенно меньше.

Анализ прецессии вихревого ядра в отсасывающей трубе гидротурбины

Прецессия вихревого ядра приводит к появлению низкочастотных пульсаций давления в проточном тракте гидравлической электростанции, которые негативно влияют на конструкции турбины, а также приводят к колебаниям ее характеристик. Пульсации давления можно разделить на синхронную и асинхронную части. Синхронные пульсации представляют собой одновременное (синхронное) изменение давления во всех точках какого-либо сечения. Асинхронные пульсации сдвинуты по фазе относительно друг друга в зависимости от углового расположения точек. Они выражают собой периодическое изменение гидродинамических величин в выбранной точке вследствие вращения вихревого жгута. В табл. 5 приведены синхронные и асинхронные пульсации в различных точках одного сечения. Как видно, интенсивность пульсаций значительно варьируется в зависимости от положения рассматриваемой точки. Это вызвано интерференцией синхронных и асинхронных пульсаций в данной точке [17]. Расчеты по методу DES и DDES показывают, что синхронные пульсации преобладают над асинхронными (табл. 3).

Асинхронные пульсации локализованы в области прецессии вихревого жгута. Синхронные пульсации могут распространяться по всему проточному тракту, вызывая динамические нагрузки на конструкции и пульсации интегральных характеристик — расхода и мощности. На рис. 7 хорошо видно, что синхронные пульсации находятся

Таблица 5

Пульсации давления в разных точках сечения $z = 1,6$

Методы моделирования	Синхронные пульсации $\Delta p/(\rho v^2/2)$, %	Пульсации в зависимости от положения $\Delta p/(\rho v^2/2)$, %			
		Точка 1	Точка 2	Точка 3	Точка 4
$k-\omega$ SST URANS	1,6	1,3	0,6	3,2	2,2
$k-\omega$ SST DDES	3,3	2,6	1,9	5,9	4,3

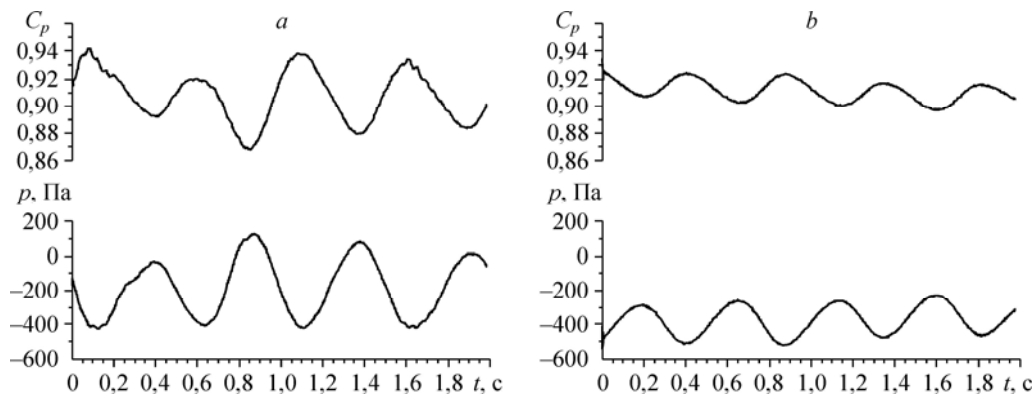


Рис. 7. Пульсации коэффициента восстановления давления и синхронные пульсации давления в сечении $z = 1,6$.

a — $k-\omega$ SST DDES, b — URANS.

в противофазе с пульсациями коэффициента восстановления давления C_p . Таким образом, синхронные пульсации отображают колебания сопротивления отсасывающей трубы.

Частота синхронных колебаний совпадает с частотой прецессии вихревого ядра. В то же время, как указывается в работе [17], в прямых каналах с прецессирующим вихревым ядром не наблюдается синхронных пульсаций. Можно предположить, что синхронные пульсации генерируются взаимодействием вихревого жгута с неосесимметричной частью отсасывающей трубы. На рис. 8 видно, что по мере вращения вихря он претерпевает периодические изменения, оказывая воздействие и на структуру течения в данной области. На рис. 8а представлен вихревой жгут в последовательные моменты времени (DDES). Вихрь изображен с помощью изоповерхности давления, а временные метки соответствуют шкале абсцисс на рис. 7. На первом кадре слева видно, как вихревой жгут заходит в горизонтальную часть отсасывающей трубы ($t = 0,2$ с). По мере того, как вихрь вытягивается вдоль нее, сопротивление канала возрастает ($t = 0,3$ с), пока не достигнет максимума ($t = 0,4$ с). Затем вихревой жгут достигает правой стенки ($t = 0,5$ с) и покидает область поворота отсасывающей трубы ($t = 0,2$ с).

На рис. 8b показаны те же фазы движения вихревого жгута, рассчитанные методом URANS. Соответствующие фазы пульсаций давления и сопротивления идентичны результатам метода DDES (рис. 7). Однако вихревой жгут быстро теряет интенсивность и локализован, в основном, в осесимметричной части отсасывающей трубы.

Заключение

Низкочастотные пульсации давления представляют серьезную проблему при эксплуатации гидротурбин. Исследования данных процессов ведутся как экспериментальными, так и численными методами. Последние требуют отработки адекватной методики моделирования нестационарных гидродинамических процессов в гидротурбине. В настоящее время используются различные методы: нестационарный расчет невязкого течения, URANS, различные варианты метода DES и т.д. Как показали расчеты, все эти методы воспроизводят прецессию вихревого ядра, что объясняется невязким характером явления. Полученная частота прецессии почти идентична для всех методов и близка к экспериментальным и численным результатам. Однако детали нестационарного течения могут заметно отличаться. Так, в методе URANS вихревой жгут быстро диссипирует, что приводит к занижению пульсаций давления по сравнению с методом DES. Наоборот, невязкий расчет может приводить к чрезмерной генерации высокочастотных колебаний.

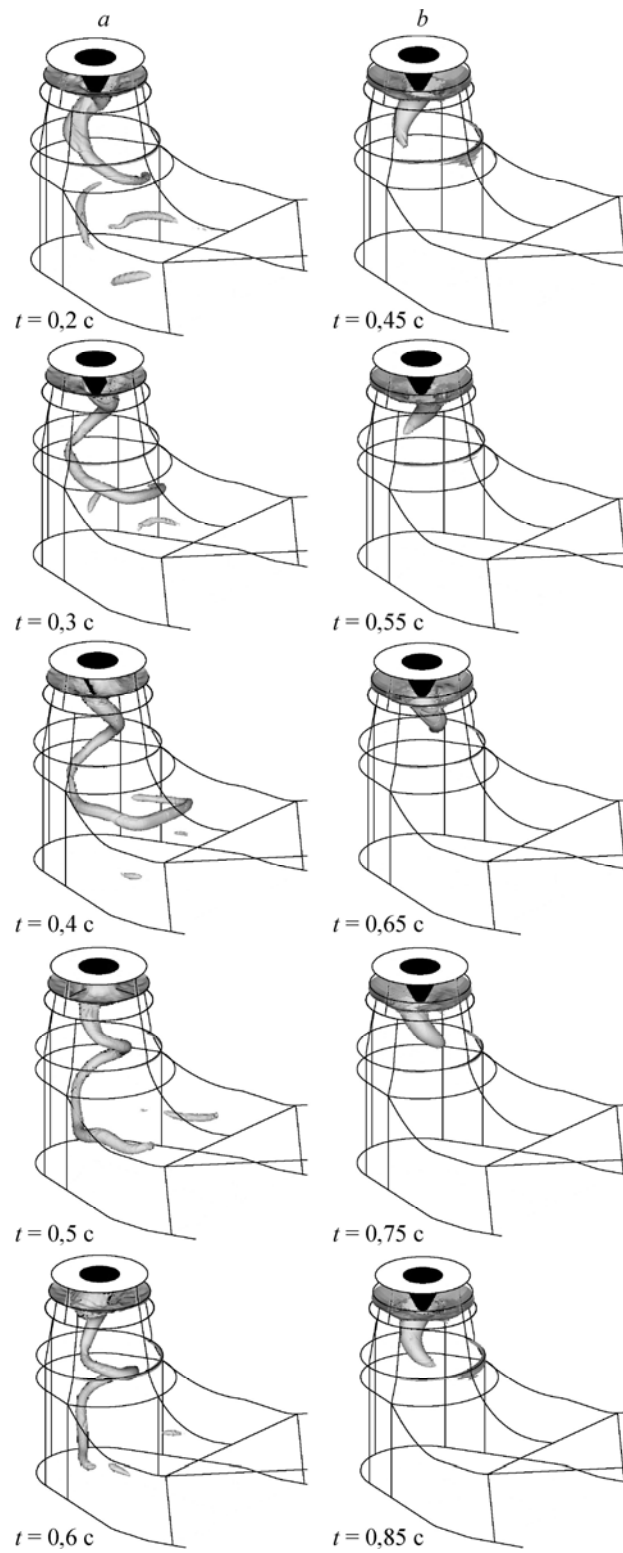


Рис. 8. Прецессия вихревого жгута.
 a — DDES, b — URANS.

Анализ пульсаций давления показал сложную картину нестационарных процессов. Интенсивность пульсаций существенно зависит от положения точки регистрации данных в отсасывающей трубе, в том числе в одном и том же сечении. Такая ситуация вызвана интерференцией синхронных и асинхронных колебаний и может осложнить сопоставление интенсивности пульсаций. Синхронные колебания имеют, по крайней мере, не меньшую интенсивность, чем асинхронные, и распространяются вдоль отсасывающей трубы вверх по потоку, вызывая динамические нагрузки на конструкции. По-видимому, они выражают изменение сопротивления канала вследствие периодической перестройки течения при движении вихревого жгута в колене отсасывающей трубы.

Список обозначений

k — удельная кинетическая энергия турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^2$,	Q — объемный расход, $\text{м}^3/\text{с}$,
p — давление Па,	ε — скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^3$,
S_w — параметр закрутки,	μ — динамическая молекулярная вязкость, Па·с,
\mathbf{v} — вектор скорости $\text{м}/\text{с}$,	ρ — плотность воды, $\text{кг}/\text{м}^3$,
y_+ — безразмерное расстояние от стенки до центра пристеночного контрольного объема,	ω — удельная скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, с^{-1} .

Список литературы

1. Deriaz P.A. Contribution to the understanding of flow in draft tubes of francis turbines // International Association for Hydraulic Research, Hydraulic Machinery and Equipment Symp., France, Nice, Sept. 1960.
2. Гупта А., Лили Д., Сайред Н. Закрученные потоки: пер. с англ. М.: Мир, 1987. 585 с.
3. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.
4. Черный С.Г., Чирков Д.В., Лапин В.Н. Численное моделирование течений в турбомашинах. Новосибирск: Наука, 2006. 202 с.
5. Cervantes M.J., Engstrom T.F., Gustavsson L.H. Turbine-99 III // Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flows Turbine 99. Sweden, Porjus, 2005. 193 p.
6. Kurosava S., Nakamura K. Unsteady turbulent flow simulation in T99 draft tube // Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flows Turbine 99. Sweden, Porjus, 2005. P. 73–82.
7. Marjavaara D.B., Kamakoti R., Lundstrom T.S., Thakur S., Wright J., Shyy W. Steady and unsteady CFD simulation of the Turbine-99 draft tube using CFX-5 and Stream // Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flows Turbine 99. Sweden, Porjus, 2005. P. 83–99.
8. Page M., Giroux A.M., Nicolle J. Steady and unsteady computation of Turbine-99 draft tube // Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flows Turbine 99. Sweden, Porjus, 2005. P. 109–124.
9. Сентябов А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А., Минаков А.В. Анализ RANS моделей турбулентности на примере расчета стационарного течения в отсасывающей трубе гидротурбины Turbine-99 // Вычислительная механика сплошных сред. 2013. Т. 6, № 1. С. 86–93. DOI: 10.7242/1999-6691/2013.6.1.11.
10. Andersson U. Turbine 99 — experiments on draft tube flow (test case T) // In proceedings from Turbine 99 — Workshop on draft tube flow: technical report. Sweden, Lulea University of Technology, 1999.
11. Lovgren H.M., Cervantes M.J., Gustavsson L.H. Time-dependent pressure measurements on the Turbine-99 draft tube // 2nd IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitations and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems: proceedings. Romania, Timisoara, October 24–26, 2007. P. 145–152.
12. Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Минаков А.В. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии: сб. научных статей. Киев: НПБК Триакон, 2010. № 2 (4). С. 117–122.
13. Spalart P.R., Jou W.-H., Strelets M., Allmaras S.R. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid, RANS/LES approach / Eds C. Lue, Z. Lue // Advances in DNS/LES: Proceedings of 1st AFOSR Intern. Conf. on DNS/LES. Ruston, LA: Greyden Press, August 4–8, 1997. P. 137–147.
14. Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows // AIAA Paper. 2001 № 2001-0879. 19 p.
15. Spalart P.R., Deck S., Shur M.L., Squires K.D., Travin A. A new version of detached eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2006. Vol. 20, No. 3. P. 181–195.
16. Semenov G., Smirnova A., Dekterev A., Minakov A., Sentyabov A. Investigation of the stabilizing devices influence on the flow dynamics in a draft tube in off-design operation // Proceedings of the Hydro 2012. Spain, Bilbao, 29–31 October 2012. 9 p.
17. Dorfler P., Sick M., Coutu A. Flow-induced pulsation and vibration in hydroelectric machinery. London: Springer-Verlag, 2012. 242 p.

Статья поступила в редакцию 18 февраля 2014 г.,
после доработки — 5 июня 2014 г.