

УДК 532.528 + 532.574.7 + 532.582.32

**В. М. Дулин^{1,2}, А. Ю. Кравцова¹, Д. М. Маркович^{1,2},
К. С. Первунин¹, М. В. Тимошевский^{1,2}**

¹ Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: dmark@itp.nsc.ru

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ КАВИТАЦИОННОГО ОБТЕКАНИЯ КАСКАДА ГИДРОПРОФИЛЕЙ НАСА0015 *

В работе представлены результаты применения методики PIV для исследования турбулентной структуры кавитационного обтекания каскада профилей НАСА0015. На основе измеренных полей мгновенной скорости рассчитаны пространственные распределения средней скорости течения, а также статистические моменты пульсаций скорости жидкости второго порядка. Показано существенное различие количественных характеристик потока при обтекании одиночного профиля и системы профилей, главным образом, за счет различий в распределениях среднего давления, а также взаимного влияния кавитационных облаков.

Ключевые слова: кавитация, Particle Image Velocimetry, каскад гидрокрыльев, крупномасштабные вихревые структуры.

Введение

Важнейшими условиями безопасной и эффективной работы гидроэнергетических систем – как вновь создаваемых, так и уже эксплуатирующихся, являются надежность и долговечность используемого оборудования. Как правило, работа реальных энергетических агрегатов, таких как гидротурбины, и гидротехнических сооружений, например подводные тракты и отсасывающие трубы гидроэлектростанций, сопровождается наличием нестационарного турбулентного течения сложной геометрии, зачастую являющегося двухфазным. Повышение ресурса работы, увеличение КПД гидромашин, а главное – степени их безопасности, невозможно без изучения физиче-

ских механизмов гидродинамических процессов, наиболее существенную роль среди которых играют крупномасштабные вихревые структуры (КВС) и кавитация. Взаимодействие КВС с парогазовой дисперсной фазой является сложным нелинейным процессом, оказывающим существенное влияние на кавитационную эрозию элементов гидроагрегатов и на пульсационные характеристики течения вследствие взаимного влияния непрерывной фазы и частиц дисперсной фазы. На траектории частиц влияет локальная неравновесная турбулентность жидкости (турбулентная дисперсия), при этом движение пузырей оказывает существенное влияние на турбулентную структуру потока (модуляция турбулентности). Как известно, возникновение резонансных эф-

* Работа поддержана федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (госконтракт № П2559), федеральной целевой программой «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы» (госконтракт № 16.518.11.7010), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 10-08-01304-а), а также Лаврентьевским конкурсом молодежных проектов СО РАН (постановление № 346).

фектов может приводить к чрезмерным вибрационным нагрузкам и, как следствие, выходу из строя гидроагрегатов или в худшем случае даже к авариям и катастрофам. Кавитационная эрозия, в свою очередь, является одним из механизмов интенсивного износа рабочих колес гидротурбин и насосного оборудования, что существенно снижает их ресурс работы и увеличивает затраты на производство или потребление энергии. Как правило, кавитационной эрозии подвергаются определенные участки тыльных сторон лопаток, втулок и ободов рабочих колес, при этом остальная поверхность сохраняется неповрежденной. Это обуславливается определяющей ролью пространственной структуры двухфазного течения на процесс кавитационной эрозии. Таким образом, становится очевидным, что одновременное исследование динамики кавитационных каверн и КВС в нестационарных турбулентных течениях, реализующихся в элементах гидроагрегатов, распределений турбулентных характеристик, а также изучение взаимодействия КВС, развивающихся в сдвиговых слоях в жидкости, с парогазовой фазой являются крайне актуальными задачами с точки зрения совершенствования конструкций современного гидротехнического оборудования. Стоит также отметить, что для построения и верификации современных математических моделей, описывающих возникновение и развитие кавитации, основным интерес представляет исследование процессов в канонических геометрических условиях (сопла Вентури, модельные профили, например крылья серий НАСА, и т. п.). В связи с этим получение систематической экспериментальной информации для различных кавитационных режимов обтекания модельных объектов крайне важно.

В мировой литературе работ, посвященных исследованию кавитационного обтекания каскада гидрокрыльев, крайне мало. При этом в большинстве из них представлены результаты численного моделирования, а экспериментальные работы, направленные на изучение турбулентной структуры течений в подобных конфигурациях, фактически отсутствуют.

Среди них стоит выделить несколько. Статья [1] – одна из немногих экспериментальных работ, в которой была подробно изучена неустойчивость, присущая кавитирующему пропеллеру. С помощью визуаль-

ных наблюдений и измерения локального давления было показано, что амплитуда пульсаций давления, возникающих в результате появления автоколебаний кавитирующего пропеллера, крайне большая. Разработанная модель, учитывающая динамику кавитационной каверны и отклик гидродинамической трубы на водоизмещение в рабочем канале, показала, что потенциально неустойчивый режим работы будет наблюдаться для двух различных частотных диапазонов при вращении крыльчатки, один из которых и вызывает данный тип неустойчивости.

В статье [2] с использованием двумерной математической модели численно исследовано кавитационное обтекание четырехлопастного индуктора. Показано, что нестационарное обтекание пленочных каверн, присоединенных к поверхности лопастей, где достигается минимум давления, зависит от скорости потока и числа кавитации, а также что существует два различных типа нестационарного кавитационного обтекания.

В случае реализации первого из этих сценариев объемный расход через каналы между лопастями непрерывно пульсирует таким образом, что в смежных каналах пульсации расхода находятся в противофазе друг к другу: если в одном из каналов достигается максимум расхода, то в смежных с ним – минимум. Механизм данного типа нестационарного обтекания заключается в следующем. В результате падения локального давления кавитационные каверны увеличиваются, в какой-то момент времени из-за неравномерности поля давления вблизи некоторых лопастей кавитационные каверны становятся настолько большими, что приводят к существенному отклонению потока, а это, в свою очередь, вызывает перераспределение расхода между межлопастными каналами. При дальнейшем увеличении паросодержания данный процесс усиливается.

Второй тип нестационарного обтекания каскада лопастей характеризуется различными размерами кавитационной каверны в межлопастных каналах. При этом установить какую-либо корреляцию длин каверн для различных каналов не удастся. Как и в предыдущем случае, данный процесс является периодическим, однако его механизм более сложный. Причиной его возникнове-

ния является изменение расхода во всех межлопастных каналах, причем частота вариации расхода больше, чем частота вращения крыльчатки импеллера – сверхсинхронный режим.

Работа [3] является логическим продолжением предыдущей, в которой авторы на основе другого метода вычислений (но той же физической модели) зарегистрировали пять различных сценариев кавитационного обтекания четырехлопастного каскада: симметричный и устойчивый (для $\sigma < 0,65$ или $\sigma > 0,8$), характеризующийся одинаковыми присоединенными кавитационными кавернами, устойчивый, но чередующийся (для $\sigma \sim 0,75$), сверхсинхронный (также для $\sigma \sim 0,75$ по перемежаемости), неустойчивый и чередующийся (для $\sigma \sim 0,7$) и субсинхронный (для $\sigma \sim 0,65$).

Для исследования двумерного нестационарного кавитационного обтекания каскада гидрокрыльев Iga et al. (см. [4]) использовали локально однородную численную модель сжимаемой двухфазной газо-жидкостной среды. По результатам численного моделирования авторы показали, что существуют по крайней мере два механизма разрушения пленочной каверны. В первом из них ключевую роль играет наличие возвратной струи. При этом, как известно, контакт струи, в результате которого разрыв межфазной границы каверны (и отрыв крупномасштабного кавитационного облака от передней кромки крыла вниз по течению) с границей каверны происходит периодически. При отрыве облака от поверхности профиля в области разрыва каверны наблюдается резкий скачок давления. Однако данный процесс не имеет места при малых углах атаки.

Второй механизм разрушения связан с волнами сжатия, распространяющимися внутри каверны и сопровождающимися поверхностными волнами на каверне. Причем отрыв каверны происходит частями вследствие неустойчивости ее межфазной границы из-за распространения волн сжатия. Возникновение самих волн сжатия связано с пульсациями толщины каверны вблизи передней кромки крыла, обусловленными изменением локального угла атаки во времени, которое вызвано уносом оторвавшегося кавитационного облака. Этот процесс является нерегулярным.

В следующей работе (см. [5]) авторы смоделировали три типа неустойчивостей кавитационных каверн при обтекании каскада плоских пластин с использованием метода циклического отображения: сверхсинхронная (super-synchronous) неустойчивость при прямом вращении крыльчатки, неустойчивость, связанная с явлением опрокидывания при вращении (rotating-stall), которую обычно называют локальной неустойчивостью, а также неустойчивость, возникающая в результате гидроудара (surge), которую относят к неустойчивостям всей гидравлической системы.

В статье [6] результаты численного моделирования и экспериментальные измерения локального давления показали, что помимо типичных автоколебаний, свойственных облачной кавитации, между кавернами в межлопастных каналах происходит сильное взаимодействие. Причем как в эксперименте, так и в расчете было обнаружено, что в потоке существует две выделенных частоты. Меньшая из частот (около 30–40 Гц) не зависит от числа кавитации. Ее появление обусловлено перераспределением расхода между каналами, которое происходит в результате взаимодействия генерируемых при облачной кавитации вихрей, и основным потоком вблизи задней кромки верхнего профиля. Вторая выделенная частота соответствует естественным пульсациям каверны при облачной кавитации (характерное число Струхала близко к 0,3).

В двух работах You et al. (см. [7; 8]) исследования были направлены на изучение течения в зазоре между острыми кромками лопастей и поверхностью статора посредством метода LES (Large-Eddy Simulation). Основной акцент в [8] был сделан на изучение нестационарных характеристик вихревых структур, срывающихся с кромок лопастей, и механизмов, вызывающих низкоамплитудные пульсации давления, возникающие вследствие появления кавитации, в зазоре между лопастью и статором. Анализ энергетических спектров и пространственно-временных корреляций пульсаций скорости показал, что вихрь, срывающийся с кромки лопасти, подвержен низкочастотному блужданию в направлении наклона лопасти. В статье [7] было исследовано влияние размера зазора между кромкой лопасти и корпусом статора на срывающиеся с кромок лопастей вихри. Анализ численных резуль-

татов показал, что механизмы, ответственные за генерацию завихренности и кинетической энергии турбулентности, практически не изменяются при изменении размера зазора. Однако больший зазор приводит к более выраженной кавитации на кромке лопасти.

Таким образом, из анализа мировой литературы можно заключить, что на сегодняшний день изучение кавитационного обтекания каскадов гидрокрыльев сводится в основном к численному моделированию данных течений. Число экспериментальных работ, направленных на исследование данного типа течений, крайне ограничено, при этом измеряются лишь значения локального давления и проводится визуализация кавитационных каверн. Валидация математических моделей, используемых при численном моделировании, зачастую осуществляется на экспериментальных данных по обтеканию одиночного гидропрофиля, после чего эти модели экстраполируются на каскады гидрокрыльев путем наложения условий периодичности на граничные условия. Хотя численные результаты и позволяют сделать некоторые значимые выводы о механизмах возникающих неустойчивостей, присущих кавитирующим течениям, тем не менее разрабатываемые математические модели требуют наличия комплексных экспериментальных данных, необходимых для их совершенствования и верификации. В частности, сейчас ощущается существенный недостаток экспериментальных данных по турбулентной структуре кавитирующих течений при обтекании систем гидрокрыльев.

Основной целью данной работы была апробация методики PIV для исследования кавитирующих потоков и получение экспериментальных данных о турбулентной структуре течений при обтекании каскада гидропрофилей.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на кавитационном стенде Института теплофизики СО РАН, представляющем собой замкнутый гидродинамический контур. Стенд оснащен двумя центробежными насосами, ультразвуковым расходомером, датчиками давления для контроля статического давления по всему контуру трубы и датчиками температуры (рис. 1). Габаритные размеры кавита-

ционной трубы: длина – 8,4 м, высота – 2,2 м, ширина – 1,1 м. Рабочая часть экспериментальной установки состоит из теплообменника, в состав которого входит система змеевиков с теплоносителем и система терморегулирования; расположенной над теплообменником специальной шахты, которая служит для регулирования статического давления в контуре трубы; хонейкомба длиной 500 мм с ячейками 25×25 мм; конфузора длиной 790 мм, выполненного по профилю полинома четвертой степени со степенью поджатия 16; рабочего канала, представляющего собой канал прямоугольного поперечного сечения 80×250 мм длиной 1,3 м с плоскими параллельными боковыми стенками, в который устанавливается исследуемый профиль. Температура рабочей жидкости в контуре установки поддерживается постоянной с помощью системы терморегулирования, состоящей из датчика температуры и электромагнитного клапана, управляемого посредством ПД-регулятора. Стенки рабочего канала снабжены смотровыми окнами для проведения оптических измерений. За рабочим каналом расположен диффузор с углом раскрытия $3,5^\circ$ на меньшую сторону и параллельными стенками на большую сторону. Обратный канал выполнен из поворотного колена на 180° радиусом 750 мм сечением 250×250 мм, прямого трубопровода диаметром 300 мм, расходомерного участка и трубопровода, обеспечивающего подвод жидкости к насосной группе. Максимальный суммарный расход жидкости по контуру составляет $1\,100\text{ м}^3/\text{ч}$, что соответствует максимальной среднерасходной скорости для пустого рабочего канала (т. е. без тела обтекания) с поперечным сечением 80×250 мм – $15,3\text{ м/с}$.

Условия эксперимента и методика измерений

Исследования проводились на каскаде гидрокрыльев, состоящем из трех профилей NASA0015 с длиной хорды 100 мм. В экспериментах профили были расположены таким образом, что их геометрические центры находились на одной линии, перпендикулярной направлению течения, на расстоянии 60 мм друг от друга. Для того чтобы иметь оптический доступ к среднему профилю, расположенному по центру рабочего канала, который является наиболее репре-

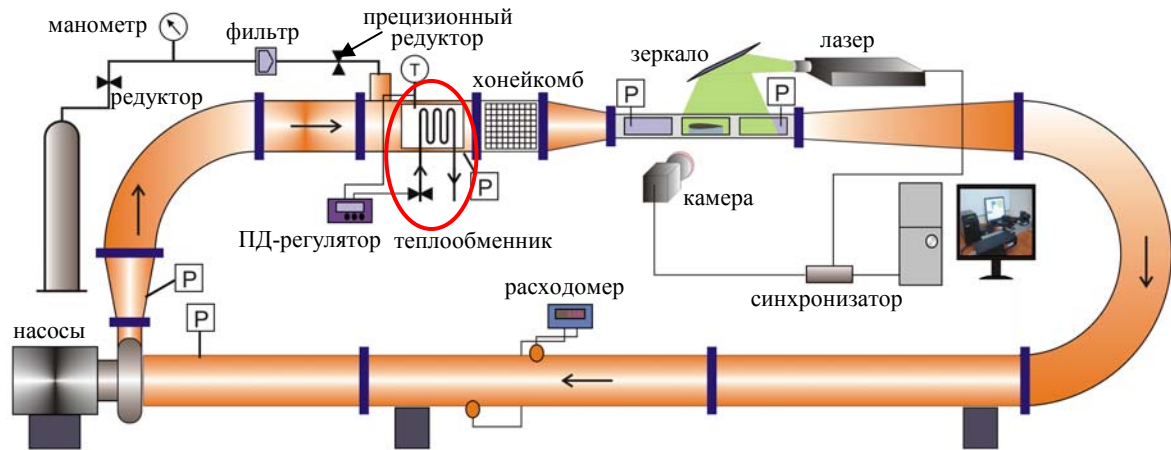


Рис. 1. Схема гидродинамического кавитационного стенда ИТ СО РАН
(Р – датчик давления, Т – датчик температуры)

зентативным в данном случае с точки зрения моделирования, одно из крайних крыльев было изготовлено из оргстекла. Таким образом, при проведении PIV-измерений лазерный «нож» проходил через прозрачный профиль и засвечивал поток с трассерами в окрестности среднего профиля. Два других гидрокрыла были изготовлены из латуни.

В ходе экспериментов варьировалась среднерасходная скорость набегающего потока, угол атаки α профилей был фиксирован и равен 3° . Выбор такого значения угла атаки обусловлен тем обстоятельством, что уже при умеренных $\alpha > 6^\circ$, кавитация происходит на одном из крайних профилей, передняя кромка которого расположена ближе к стенке рабочего канала, вплоть до появления облачного типа кавитационной каверны, в то время как на среднем профиле кавитации не наблюдается вовсе. Углы атаки, близкие к 0° , не представляют особого интереса с точки зрения выбранной геометрии. Избыточное давление в контуре и температура жидкости поддерживались постоянными и составляли 59 кПа и 30°C соответственно. Рабочей жидкостью служила дистиллированная вода. Дегазация воды с целью уменьшения концентрации растворенного в воде воздуха не проводилась¹.

Содержание растворенного воздуха приблизительно соответствовало расчетному значению (по закону Генри) при нормальных условиях – 0,023 г воздуха на 1 кг воды. Число Рейнольдса Re , рассчитанное по среднерасходной скорости течения в рабочем канале U_0 и хорде тел обтекания L , изменялось в пределах $1,5 \div 2 \cdot 10^6$. Уровень турбулентности набегающего потока u_{rms} / U_0 не превышал 1%. Число кавитации $\sigma = (P_{\text{вх}} - P_{\text{пв}}) / (\rho \cdot U_0^2 / 2)$, определяемое разницей статического давления на входе в рабочем канале и давлением насыщенных паров воды, отнесенной к напору потока, варьировалось от 1,3 до 1,8. $P_{\text{пв}} = 0,045$ атм для данных условий. Число Струхала $Sh = f \cdot C / U_0$, определяемое отношением произведения максимальной длины каверны C на характерную частоту отрыва кавитационных каверн f к среднерасходной скорости течения U_0 , находилось в пределах от 0 до 0,4.

Для анализа мгновенной структуры и динамики возникающих кавитационных каверн была проведена визуализация течений скоростной камерой PCO 1200hs с частотой съемки 1 500 кадров в секунду. Как уже упоминалось, измерение скорости течений проводилось с помощью методики PIV, интегрированной в измерительный комплекс «ПОЛИС», состоящей из двойного импульсного Nd:YAG-лазера Quantel Twins BSL-140 (длина волны излучения 532 нм, частота повторения импульсов 30 Гц, длительность импульса 8 нс, энергия в импуль-

¹ Как известно, данный параметр оказывает значительное влияние на начало зарождения кавитационных пузырей.

се 140 мДж), CCD-камеры (разрядность 10 бит, разрешение матрицы 2048×2048 пикселей) с оптическим низкочастотным фильтром (край полосы пропускания 560 нм) и объективом AF Nikkor 28 мм f/2.8D, а также синхронизирующего процессора. При проведении экспериментов измерительная система управлялась с компьютера посредством программного пакета «Actual-Flow». Толщина лазерного «ножа», сформированного цилиндрической линзой, составляла около 0,8 мм в измерительной области. Сечение, в котором проводились измерения, было расположено посередине канала вдоль большей его стороны. Расстояние от камеры до лазерного «ножа» составляло приблизительно 610 мм. Размер измерительной области был примерно 282×269 мм. Для проведения PIV-измерений в поток добавлялись трассеры, покрытые флуоресцентным красителем (средний размер 10 мкм, диапазон длин волн излучения 550–700 нм).

Использование флуоресцентных частиц для проведения PIV-измерений позволяет регистрировать их на длине волны, отличной от длины волны излучения лазера. Излучение лазера, отраженное от пузырей в камеру, оказывает негативное влияние на качество изображения частиц. Без применения оптического фильтра кавитационные пузыри создают яркие блики на изображении, это делает невозможным применение PIV на «обычных» трассерах для измерения скорости жидкости в условиях кавитации. Использование оптического фильтра одновременно с флуоресцентными трассерами позволяет избавиться от ярких бликов на изображениях, создаваемых пузырями. В этом случае области, занятые пузырями, выглядят как размытые пятна. С применением жестких критериев отсева (см. ниже) удается избавиться от «неверных» векторов, положение которых в большинстве случаев соответствует положению занятых пузырями областей. Таким образом, удается выделить сигнал от непрерывной фазы. Однако скорость пузырей остается неопределенной.

Для расчета полей скорости использовался итерационный кросскорреляционный алгоритм с нецелым смещением областей и 50 %-м перекрытием между ними. Подпиксельная интерполяция кросскорреляционного пика осуществлялась по трем точкам с использованием одномерной аппроксимации функцией Гаусса. Для того чтобы иметь

сравнительно большой динамический диапазон, размер начальной расчетной области соответствовал 64×64 пикселям. Размер конечной расчетной области составлял 16×16 пикселей, чтобы обеспечить сравнительно малый уровень шума. Ошибка определения смещения не превышает 0,1 пикселя. Таким образом, погрешность измерения скорости составляет 1 и 4 % при смещении трассеров на 8 и 2 пикселя соответственно. Для валидации рассчитанных векторов скорости применялись поочередно две процедуры с достаточно жесткими критериями отсева «неверных» векторов – Peak Validation с критерием 2 и Adaptive Median Filter с размером области 7×7 .

Результаты

Ниже представлены результаты PIV-измерений. На всех полях начало координат соответствует передней кромке среднего профиля в измерительном сечении при горизонтальном расположении крыла, т. е. при $\alpha = 0^\circ$. В результате измерений полей мгновенной скорости (рис. 2) при обтекании каскада гидрокрыльев, а также набора статистики в 3 000 двухкадровых изображений были рассчитаны пространственные распределения средней скорости (рис. 3) и кинетической энергии турбулентности (рис. 4). Поскольку в экспериментах лазерный «нож» распространялся вертикально сверху вниз через прозрачный профиль вдоль плоскости симметрии канала, параллельной его боковой стенке, область течения под средним и нижним профилями была затенена и поэтому на рисунках замаскирована серым цветом. Направление течения слева направо.

Визуализационные наблюдения показали следующее. Кавитационная каверна начинает зарождаться на режиме с $\sigma = 1,6$. Сначала каверна возникает на верхнем профиле, передняя кромка которого расположена наиболее близко к стенке рабочего канала. Режим кавитации при этом является пленочным. Длина каверны составляла около $0,05\text{--}0,07L$. При этом на других гидрокрыльях кавитации не наблюдается. При уменьшении σ до 1,4 тип кавитации на верхнем профиле изменяется на облачный, а средняя длина каверны увеличивается до примерно $0,2\text{--}0,25L$. На данном режиме также возникает каверна пленочного типа на среднем профиле, и ее длина составляет

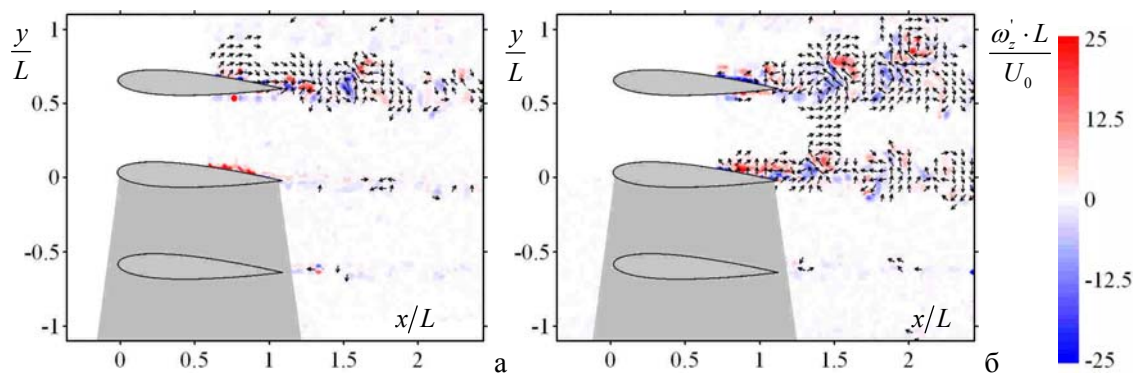


Рис. 2. Пространственные распределения мгновенной завихренности и пульсационной составляющей мгновенной скорости при обтекании каскада гидрокрыльев: (а) $\sigma = 1,4$; (б) $\sigma = 1,3$

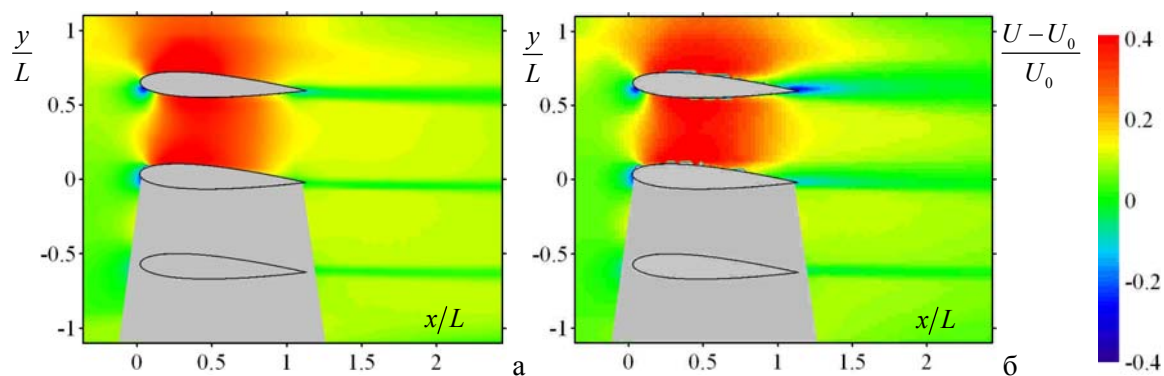


Рис. 3. Пространственные распределения продольной компоненты средней скорости в сравнении с U_0 при обтекании каскада гидрокрыльев: (а) $\sigma = 1,6$; (б) $\sigma = 1,3$

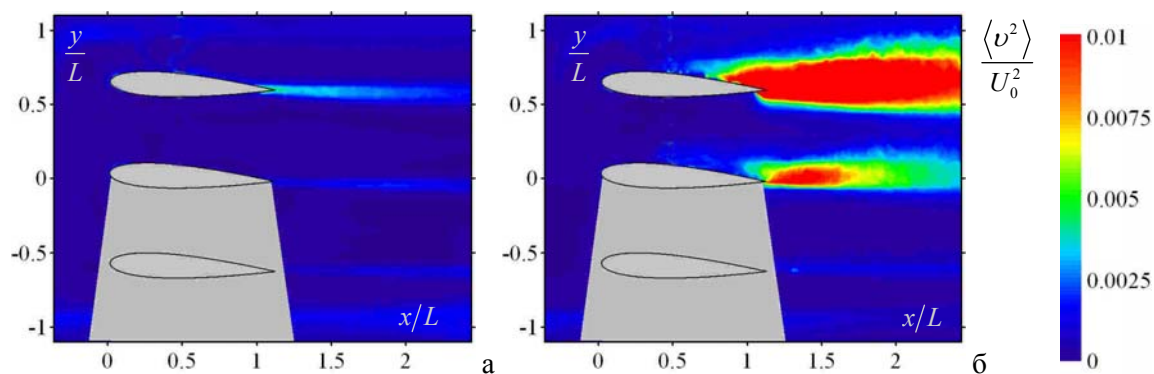


Рис. 4. Пространственные распределения поперечной составляющей КЭТ при обтекании каскада гидрокрыльев: (а) $\sigma = 1,6$; (б) $\sigma = 1,3$

примерно $0,05-0,07L$. На нижнем профиле каверна отсутствует. При дальнейшем уменьшении числа кавитации до $\sigma = 1,3$ на верхнем и на среднем профилях наблюдается кавитация облачного типа. Длина каверны на верхнем профиле составляет примерно $0,3L$, а на среднем – $0,2-0,25L$. При этом число Струхала для каверны на среднем профиле составляет $Sh = 0,32$. На нижнем профиле кавитационная каверна так и не возникает.

Как можно видеть из векторных полей пульсационной скорости и пространственных распределений мгновенной завихренности $\omega'_z = \partial u/\partial y - \partial v/\partial x$, представленных на рис. 2, в следе за каждым профилем вдоль направления потока формируются вихревые структуры. Причем для верхнего профиля интенсивность вихревых структур на всех представленных режимах выше, что объясняется влиянием близости стенки рабочего канала на поток. Расчет мгновенной завихренности осуществлялся по полям пульсационной, а не мгновенной скорости с той целью, чтобы избавиться от влияния градиентов средней скорости (которые, как можно видеть на рис. 3, могут достигать больших значений) на поля завихренности. Для визуализации только крупномасштабных вихревых структур, оказывающих определяющее воздействие на локальное изменение давления и, как следствие, на генерацию кавитационных пузырей в турбулентном потоке, использовался фильтр скользящего среднего размером 5×5 пикселей (только для рис. 2), что сглаживало вихри размером менее $0,7$ мм. Можно видеть, что за средним и нижним профилями при $\sigma = 1,4$ (см. рис. 2, а) и за нижним профилем при $\sigma = 1,3$ (см. рис. 2, б) вихревой след представляет собой вихревую дорожку относительно слабой интенсивности, в то время как за верхним профилем при $\sigma = 1,4$ (см. рис. 2, а) и за верхним и средним профилями при $\sigma = 1,3$ (см. рис. 2, б) след является более выраженным. Таким образом, когда кавитационная каверна является развитой, в следе за крылом вместо вихревой дорожки происходит зарождение КВС, интенсивность которых значительно превосходит интенсивность вихрей в вихревой дорожке, что коррелирует с распределениями кинетической энергии турбулентности – КЭТ (см. рис. 4). Следует отметить, что в случае облачного типа кавитационного обтекания на мгновенных рас-

пределениях скорости наблюдались отрыв потока от верхней поверхности профилей (примерно на расстоянии $0,5-0,7L$ от передней кромки) и, следовательно, генерация КВС в этой зоне, а не в области задней кромки, как, например, за средним и нижним профилями в режиме $\sigma = 1,4$ (см. рис. 2, а). Как можно ожидать, кавитационные пузыри локализуются в центрах КВС, что, как известно, приводит к увеличению размеров КВС и интенсивности завихренности. Это объясняет тот факт, что КВС наибольшей интенсивности наблюдаются за областью максимальных значений средней скорости (см. рис. 3).

Как видно из рис. 3, после торможения потока вблизи передней кромки каждого гидрокрыла средняя скорость течения локально становится больше U_0 в областях течения между профилями, а также между верхним профилем и стенкой рабочего канала. В зависимости от режима размер этой области и максимальные значения скорости меняются. Однако в целом можно утверждать, что для верхнего профиля размер этой области несколько больше, чем для среднего (см. рис. 3). С увеличением U_0 (и соответственно с уменьшением σ) наблюдается рост значений U_{\max} до тех пор, пока режим обтекания не становится облачным. После этого наблюдается обратный процесс: U_{\max} уменьшается с увеличением U_0 (уменьшением σ). Данный факт объясняется следующим образом. Как известно, при переходе к облачному типу кавитационного обтекания возникают интенсивные пульсации паровой каверны и, как следствие, скорости потока в области каверны, что приводит к уменьшению значений средней скорости в этой зоне. Однако при этом, очевидно, также происходит рост амплитуды турбулентных пульсаций скорости в области каверны (см. рис. 4).

Кроме того, на рис. 3 можно видеть характерный след за каждым из профилей с двумя отчетливо выраженными слоями смешения, в котором скорость течения ниже U_0 . При этом след за верхним профилем шире, чем за другими (особенно отчетливо это можно видеть в режиме с развитой кавитационной каверной при $\sigma = 1,3$). Таким образом, вниз по течению после прохождения каскада происходит турбулизация течения, что подтверждается распределениями КЭТ (см. рис. 4). При этом в режиме обтекания

с $\sigma = 1,6$ след возникает только за задней кромкой крыльев (см. рис. 3, а). При уменьшении числа кавитации формирование турбулентного следа для верхнего профиля начинается выше по потоку. Это объясняется более ранней турбулизацией пограничного слоя за профилями за счет неустойчивости кавитационной каверны. С уменьшением σ происходит увеличение поперечного размера следа и уменьшение скорости в нем, подобно тому, как это происходит при обтекании одиночного профиля (рис. 5).

Анализ распределений поперечной составляющей кинетической энергии турбулентности (см. рис. 4) показывает, что в режиме $\sigma = 1,6$ турбулентные пульсации скорости присутствуют только в следе за задней кромкой каждого профиля и достигают сравнительно небольших значений $\langle v^2 \rangle / U_0^2 = 0,0016$ для среднего профиля. С уменьшением числа кавитации амплитуды пульсаций скорости возрастают, но с разной скоростью: для верхнего профиля быстрее, для нижнего медленнее. Для среднего профиля при переходе к режиму $\sigma = 1,3$ значения поперечной составляющей КЭТ возрастают почти на порядок, как и для одиночного профиля (рис. 6). Рост амплитуды пульсаций скорости связан с генерацией КВС.

На рис. 5, 6 для сравнения представлены результаты кавитационного обтекания одиночного профиля при том же угле атаки. На рис. 5 приведены поля продольной составляющей средней скорости. В режиме $\sigma = 1,14$ кавитационная каверна является пленочной, при $\sigma = 0,94$ – облачной. Можно видеть, что в целом средние картины течений для одиночного профиля и каскада подобны, однако существуют и достаточно существенные отличия (ср. рис. 5 и 3). Так, область течения, где достигаются максимальные значения скорости течения, для одиночного профиля существенно меньше, значения скорости также меньше. Кроме того, среднерасходная скорость течения для каскада ниже, чем для одиночного профиля. Из сравнения пространственных распределений поперечных составляющих КЭТ для каскада и одиночного крыла (ср. рис. 4 и 6), можно видеть, что переход к облачному типу кавитационного обтекания для обоих случаев приводит к существенному росту турбулентных пульсаций.

Проводя сравнение кавитационного обтекания одиночного профиля и каскада, можно констатировать, что числа кавитации сильно отличаются для относительно близких (по длине каверны) режимов, в результате чего прямое сравнение обтекания для

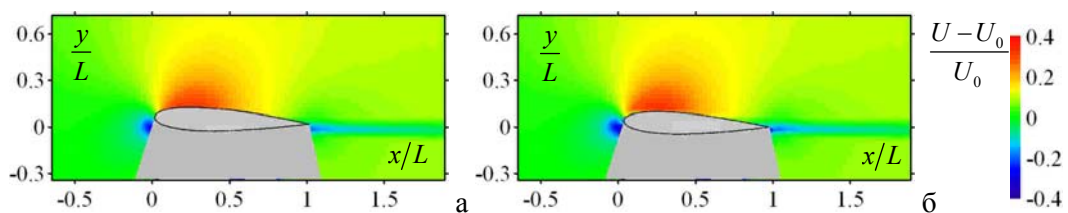


Рис. 5. Пространственные распределения продольной компоненты средней скорости в сравнении с U_0 при обтекании одиночного профиля: (а) $\sigma = 1,14$; (б) $\sigma = 0,94$

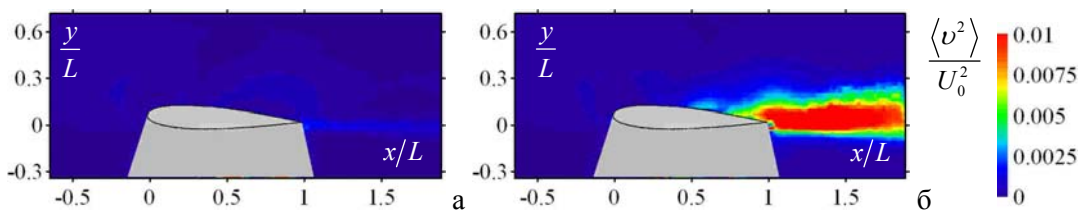


Рис. 6. Пространственные распределения поперечной составляющей КЭТ при обтекании одиночного профиля: (а) $\sigma = 1,14$; (б) $\sigma = 0,94$

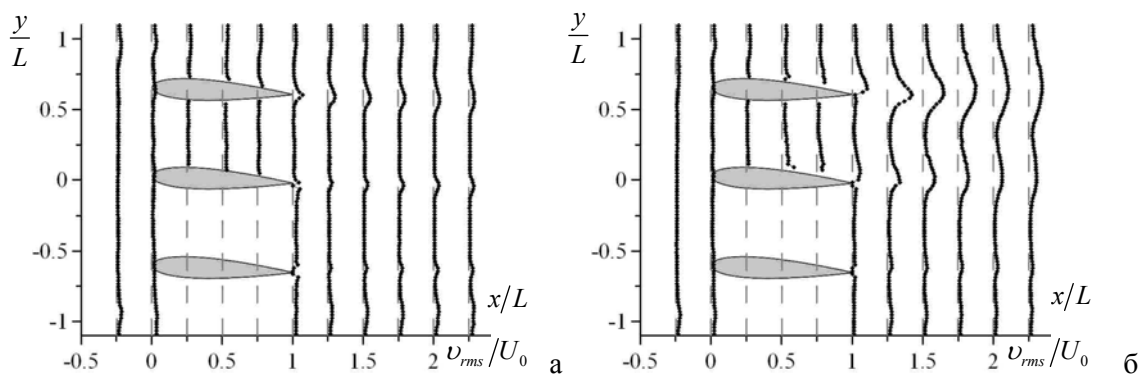


Рис. 7. Эволюция пульсационной составляющей скорости (среднеквадратичные значения) в поперечном направлении вниз по течению при обтекании каскада гидрокрыльев: (а) $\sigma = 1,6$ ($\xi = 1,13$); (б) $\sigma = 1,3$ ($\xi = 0,89$). Профили приведены для сечений, отмеченных вертикальными пунктирными линиями

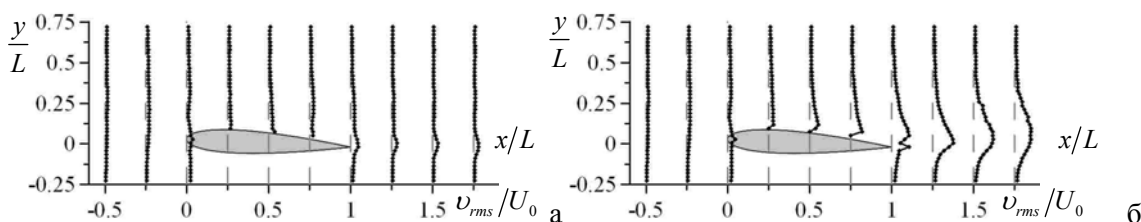


Рис. 8. Эволюция пульсационной составляющей скорости (среднеквадратичные значения) в поперечном направлении вниз по течению при обтекании одиночного гидрокрыла: (а) $\sigma = 1,14$; (б) $\sigma = 0,94$. Профили приведены для сечений, отмеченных вертикальными пунктирными линиями

этих двух случаев крайне затруднено. Судя по всему, число кавитации в общепризнанном определении (см. список обозначений) не совсем корректно отражает условия возникновения кавитации для каскада профилей. Поэтому, для того чтобы иметь возможность сравнить эти два течения, для случая обтекания каскада гидрокрыльев можно ввести новый кавитационный параметр (локальное число кавитации), который учитывает локальные условия вблизи гидропрофиля, т. е. $\xi = (P - P_{пв}) / (\rho \cdot U^2 / 2)$, где P и U – локальные значения среднего статического давления и продольной компоненты средней скорости, которые оцениваются, например, посередине межлопастного канала в сечении, проходящем через передние кромки гидрокрыльев². При таком опреде-

лении числа ξ его значения составляют 1,13 при $\sigma = 1,6$ и 0,89 при $\sigma = 1,3$, что в принципе достаточно близко к значениям числа кавитации в случае обтекания одиночного профиля.

Для количественного сравнения на рис. 7, 8 представлены картины эволюции пульсационной составляющей скорости в поперечном направлении вниз по потоку. Для каскада профилей в режиме обтекания с $\xi = 1,13$ в следе за средним профилем максимальное значение v_{rms} / U_0 достигается примерно в сечении $x/L = 1,85$ и составляет 0,046, при $\xi = 0,89$ – в сечении $x/L = 1,35$ и составляет $v_{rms} / U_0 = 0,11$. Для одиночного профиля значения соответствующей величины отличаются незначительно. Так, $v_{rms} / U_0 = 0,045$ в сечении $x/L = 1,02$ при $\sigma = 1,14$ и 0,14 в сечении $x/L = 1,2$ при $\sigma = 0,94$. Однако можно видеть, что примерно при одинаковых условиях (как в случае развитой кавитационной каверны, так и в случае пленочной кавитации) максимальные значения пульсационной составляющей скорости при

² Необходимо заметить, что в данной работе локальное значение статического давления не измерялось, а было оценено по закону Бернулли, который может быть применен к той области течения, где пульсации скорости невелики.

обтекании одиночного профиля достигаются в следе выше по течению, чем для среднего крыла каскада. При этом инкремент роста пульсаций при понижении числа кавитации для одиночного профиля выше.

Заключение

В работе была успешно применена методика PIV на флуоресцентных трассерах для измерения пространственных распределений мгновенной скорости и завихренности турбулентного потока при кавитационном обтекании каскада гидрокрыльев NASA0015. На основе измеренных ансамблей полей мгновенной скорости были рассчитаны пространственные распределения средней скорости, а также статистические моменты пульсаций скорости жидкости второго порядка.

Качественное сравнение кавитационного обтекания каскада и одиночного профиля показывает сходство картин течения и распределений турбулентных характеристик. При переходе к облачному типу кавитационного обтекания в обоих случаях уровень турбулентных пульсаций возрастает примерно на порядок. Однако количественные значения как средних, так и пульсационных характеристик существенно отличаются, главным образом, за счет различий в распределениях среднего давления для обтекания одиночного профиля и системы профилей, а также взаимного влияния кавитационных облаков.

С введением нового параметра – локального числа кавитации – удалось провести сравнение обтекания каскада гидрокрыльев с обтеканием одиночного профиля. Было показано, что при близких значениях локального числа кавитации максимум пульсаций скорости при обтекании одиночного профиля достигается в следе выше по течению, чем для среднего крыла каскада. При этом инкремент роста пульсаций при понижении числа кавитации для одиночного профиля выше.

Список литературы

1. *Duttweiler M. E., Brennen C. E.* Surge Instability on a Cavitating Propeller // *J. of Fluid Mechanics*. 2002. Vol. 458. P. 133–152.

2. *Fortes-Patella R., Coutier-Delgosha O., Perrin J. et al.* Numerical Model to Predict Unsteady Cavitating Flow Behavior in Inducer Blade Cascades // *J. of Fluids Engineering*. 2007. Vol. 129. P. 128–135.

3. *Pouffary B., Patella R. F., Reboud J. L. et al.* Numerical Analysis of Cavitation Instabilities in Inducer Blade Cascade // *J. of Fluids Engineering*. 2008. Vol. 130. P. (041302)-8.

4. *Iga Yu., Nohmi M., Goto A. et al.* Numerical Study of Sheet Cavitation Breakoff Phenomenon on a Cascade Hydrofoil // *J. of Fluids Engineering*. 2003. Vol. 125. P. 643–651.

5. *Iga Yu., Nohmi M., Goto A. et al.* Numerical Analysis of Cavitation Instabilities Arising in the Three-Blade Cascade // *J. of Fluids Engineering*. 2004. Vol. 126. P. 419–429.

6. *Lohrberg H., Stoffel B., Fortes-Patella R. et al.* Numerical and Experimental Investigations on the Cavitating Flow in a Cascade of Hydrofoils // *Experiments in Fluids*. 2002. Vol. 33. P. 578–586.

7. *You D., Wang M., Moin P. et al.* Effects of Tip-Gap Size on the Tip-Leakage Flow in a Turbomachinery Cascade // *Physics of Fluids*. 2006. Vol. 18. No. 10. P. (105102)-14.

8. *You D., Wang M., Moin P. et al.* Vortex Dynamics and Low-Pressure Fluctuations in the Tip-Clearance Flow // *J. of Fluids Engineering*. 2007. Vol. 129. P. 1002–1014.

Список обозначений и сокращений

α – угол атаки, °;

x, y, z – координаты вдоль продольной (вдоль направления течения), поперечной (поперек направлению течения в измерительной плоскости) и нормальной (поперек измерительной плоскости) осей, м;

L – размер главной хорды гидрокрыла, м;

C – максимальная длина кавитационной каверны для данного режима, м;

U_0 – среднерасходная скорость потока, м/с;

U, V – продольная и поперечная компоненты средней скорости жидкости, м/с;

\mathbf{U} – вектор средней скорости, м/с;

u, v – продольная и поперечная компоненты пульсационной составляющей мгновенной скорости, м/с;

$u_{rms} = (\langle u^2 \rangle)^{1/2}$, $v_{rms} = (\langle v^2 \rangle)^{1/2}$ – среднеквадратичные значения пульсационной составляющей скорости жидкости в продольном и поперечном направлениях, м/с;

$\omega'_z = \partial u / \partial y - \partial v / \partial x$ – нормальная компонента мгновенной завихренности, 1/с;

f – частота отрыва кавитационных каверн (для облачного типа обтекания), 1/с;

P – среднее статическое давление, Па;

$P_{\text{вх}}$ – статическое давление на входе в рабочем канале, Па;

$P_{\text{пв}}$ – давление паров воды, Па;

ν – кинематическая вязкость жидкости, м²/с;

ρ – плотность жидкости, кг/м³;

$Re = L \cdot U_0 / \nu$ – число Рейнольдса;

$\sigma = 2 \cdot (P_{\text{вх}} - P_{\text{пв}}) / (\rho \cdot U_0^2)$ – число кавитации;

$\xi = 2 \cdot (P - P_{\text{пв}}) / (\rho \cdot U^2)$ – локальное число кавитации;

$Sh = f \cdot C / U_0$ – число Струхаля;

КЭТ – кинетическая энергия турбулентности;

КВС – крупномасштабные вихревые структуры.

Материал поступил в редколлегию 11.09.2011

V. M. Dulin, A. Yu. Kravtsova, D. M. Markovich, K. S. Pervunin, M. V. Timoshevskiy

**APPLICATION OF PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY TECHNIQUE
TO STUDY THE TURBULENT STRUCTURE OF CAVITATING FLOWS
AROUND A CASCADE OF NACA0015 SERIES HYDROFOILS**

The results of the application of PIV technique to study the turbulent structure of cavitating flows around a cascade of NACA0015 series hydrofoils are presented. Based on instantaneous velocity fields measured, spatial distributions of the mean velocity were calculated as well as the second-order statistical moments of liquid velocity fluctuations. Quantitative characteristics of the flows around the cascade and a solitary profile were demonstrated to be considerably different due mainly to discrepancies in distributions of the mean pressure and mutual impact of cavitation clouds.

Keywords: cavitation, Particle Image Velocimetry, cascade of hydrofoils, large-scale vortices.