

УДК 532.528:532.574.7:532.582.32

ОСОБЕННОСТИ КАВИТАЦИОННОГО ОБТЕКАНИЯ УМЕНЬШЕННОЙ МОДЕЛИ НАПРАВЛЯЮЩИХ ЛОПАТОК РАДИАЛЬНО-ОСЕВОЙ ТУРБИНЫ

Тимошевский Михаил Викторович,

инженер-исследователь Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук, Россия, 630090,
г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 1; ст. лаборант Новосибирского
национального исследовательского государственного университета, Россия,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2. E-mail: timoshevskiy.mv@gmail.com

Чуркин Сергей Андреевич,

инженер-исследователь Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук, Россия, 630090,
г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 1; лаборант-исследователь
Новосибирского национального исследовательского государственного
университета, Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2.
E-mail: c.a.churkin@gmail.com

Кравцова Александра Юрьевна,

мл. науч. сотр. Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского
отделения Российской академии наук, Россия, 630090, г. Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 1; мл. науч. сотр. Новосибирского национального
исследовательского государственного университета, Россия, 630090,
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2. E-mail: Kravtsova.Alya@gmail.com

Первунин Константин Сергеевич,

мл. науч. сотр. Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского
отделения Российской академии наук, Россия, 630090, г. Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 1; мл. науч. сотр. Новосибирского национального
исследовательского государственного университета, Россия, 630090,
г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2. E-mail: pervunin@itp.nsc.ru

Семёнов Георгий Александрович,

канд. физ.-мат. наук, ведущ. конструктор СКБ «Гидротурбомаш»,
ОАО «Силовые машины», Россия, 195009, г. Санкт-Петербург,
ул. Ватутина, 3А. E-mail: Semenov_GA@lmz.power-m.ru

Маркович Дмитрий Маркович,

д-р физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН, зам. директора Института теплофизики
им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук,
Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 1; профессор
Новосибирского национального исследовательского государственного
университета, Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2; профессор
Национального исследовательского Томского политехнического
университета, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.
E-mail: dmark@itp.nsc.ru

Ханъялич Кемал,

профессор Новосибирского национального исследовательского
государственного университета, Россия, 630090, г. Новосибирск,
ул. Пирогова, 2; профессор Факультета химического машиностроения
Делфтского технического университета, Нидерланды, 2628 BL,
Delft, Julianalaan, 136. E-mail: khanjalic@gmail.com

Общепризнанно, что основными причинами ухудшения эксплуатационных характеристик гидротехнического оборудования являются процессы кавитации и нестационарности различной природы.

Цель работы: изучение кавитационных режимов и нестационарностей парогазовых каверн, возникающих на стороне разрежения двух симметричных тел обтекания: гидрокрыла NACA0015 и уменьшенной модели направляющих лопаток высоконапорных турбин.

Методы исследования. Для изучения пространственной структуры и динамики кавитационных каверн, а также оценки интегральных параметров каверн применялась высокоскоростная визуализация. Измерение пространственных распределений скорости и турбулентных характеристик одно- и двухфазных течений вблизи тел обтекания осуществлялось методом анемометрии по изображениям частиц (Particle Image Velocimetry – PIV).

Результаты. Для малых углов атаки ($\alpha=3^\circ$) при пузырьковой кавитации максимальный размер пузырей достигает 12 мм на модели направляющих лопаток и 13 мм на гидрокрыле NACA0015 непосредственно перед их схлопыванием. Эта разница, вероятно, вызвана различием в распределениях давления на стороне разрежения гидропрофилей. При уменьшении числа кавитации размер пузырей сокращается. Средняя скорость переноса пузырей несколько выше на модели направляющих лопаток при одинаковых числах кавитации. Увеличение угла атаки до $\alpha=9^\circ$ приводит к изменению структуры присоединенной каверны на модели направляющих лопаток с пузырьковой на стриковую, как и в случае гидрокрыла NACA0015. При уменьшении числа кавитации наблюдается облачная кавитация, вызванная развитием собственной неустойчивости – возвратного течения под каверной вследствие действия неблагоприятного градиента давления. На модели направляющих лопаток переход к нестационарному режиму обтекания происходит быстрее (при меньшем изменении числа кавитации). Для модели направляющих лопаток был обнаружен новый вид облачной неустойчивости, который также характеризуется периодическим отрывом присоединенной каверны и последующим формированием облачной каверны. Основной особенностью этого типа облачной неустойчивости является то, что процесс отрыва кавитационных облаков сначала случается в пределах одной половины каверны от центрального сечения рабочего канала к одной из его боковых стенок, а затем происходит на другой стороне. Впоследствии этот цикл полностью повторяется. Данный процесс происходит на удвоенной частоте традиционной облачной кавитации и поэтому рассматривается в настоящей работе как высшая субгармоника облачной неустойчивости.

В случае однофазного потока при $\alpha=9^\circ$ поперечный размер турбулентного следа за моделью направляющих лопаток примерно в два раза больше, чем за гидрокрылом NACA0015. Это вызвано отрывом потока от поверхности лопатки приблизительно на расстоянии 71 % длины хорды от передней кромки. Кроме того, по сравнению с малыми углами атаки отрыв потока на лопатке приводит к росту турбулентных флуктуаций в следе и появлению второго максимума в распределениях флуктуационной составляющей скорости.

Ключевые слова:

Кавитация, присоединенные/облачные каверны, системные/собственные неустойчивости, направляющая лопатка, гидрокрыло NACA0015, высокоскоростная визуализация, анемометрия по изображениям частиц.

Введение

Известно, что нестационарные кавитационные явления в гидроэнергетических системах являются одним из основных источников неустойчивостей и механических повреждений. В особенности кавитации подвержены лопатки направляющего аппарата, лопасти рабочего колеса и отсасывающие трубы гидротурбин. Если не принимать во внимание вездесущую эрозию, кавитация не считается опасной до тех пор, пока не происходит переход к неустойчивым режимам. При этом кавитация является причиной разного рода нестационарностей, пульсаций и других форм локальных и глобальных неустойчивостей, что в результате нарушает работу всей системы в целом и влечет за собой дополнительные потери при преобразовании энергии. Нестационарность течения неизбежно приводит к нарушению прочности конструкций, дисбалансу нагрузок, шуму и вибрациям на элементах оборудования, их усталостным и, в конечном счете, необратимым разрушениям. Последствиями этого могут быть постоянные повреждения гидроагрегатов или в худших случаях даже аварийные ситуации. В течение длительного времени способы полного или, по крайней мере, частичного подавления и управления кавитацией и других причин появления нестационарностей в реальных гидроэнергетических системах находятся в фокусе внимания и являются главной проблемой конструкторов и операторов.

Несмотря на достаточно глубокое понимание физики и механизмов протекающих процессов, развитие средств и методов для подавления и управления кавитацией, а также наличие утвержденных рекомендаций и протоколов для безаварийной эксплуатации и технического обслуживания, до сих пор существует целый ряд проблем, отличающихся для разных ГЭС и зависящих от типа используемого машинного оборудования, их размеров, режимов и графиков эксплуатации. Одной из таких проблем, которая послужила мотивом для данной работы, является отсутствие открытых данных систематических исследований для производственного оборудования. Общедоступные результаты исследований в большинстве случаев получены в лабораторных условиях или путем компьютерных вычислений на телах стандартной формы, которые, как правило, отличаются тем или иным образом от специальных профилей, применяющихся в реальных системах. Таким образом, часто возникают следующие и подобные им вопросы: насколько кавитационные режимы обтекания направляющих лопаток и лопастей рабочего колеса соответствуют режимам для модельных тел обтекания (например, гидрокрыльев серии NACA), какой тип неустойчивостей определяет динамику каверн, каковы особенности турбулентной структуры течения вблизи лопаток и лопастей в сравнении со стандартными гидропрофилями?

Несмотря на относительно большой набор общих свойств, кавитационные течения вблизи тел близкой формы и одинаковых размеров могут иметь ряд отличительных особенностей. Изучение этих особенностей необходимо в случаях, когда объектом исследования является гидрокрыло, профилированное для воспроизведения формы двумерной лопатки или трехмерной лопасти (даже для уменьшенных моделей), используемых в реальных гидротехнических системах. Пространственная структура и динамика кавитационных каверн на типовых симметричных телах описана во многих экспериментальных и численных исследованиях (например, [1–10]), распределения средних и турбулентных характеристик вблизи них также представлены в ряде работ (например, [11–16]). Однако результаты исследований для направляющих лопаток и/или лопастей рабочего колеса в литературе до сих пор недоступны.

Основным требованием к лопаткам в направляющих аппаратах гидроагрегатов является недопустимость отрывов потока от их поверхности, а турбулентный след за ними должен быть как можно слабее при различных режимах эксплуатации. В высоконапорных турбинах используются две стандартных формы направляющих лопаток: симметричная и асимметричная. Если угол охвата спиральной камеры турбины менее 270° , предпочтительно использовать наиболее простые лопатки с симметричным профилем. Направляющие лопатки с асимметричным профилем устанавливаются в турбины, для которых угол охвата спиральной камеры составляет около 360° .

В настоящей статье исследуется обтекание уменьшенной модели симметричной направляющей лопатки радиально-осевой турбины. В работе приводится анализ данных высокоскоростной визуализации по пространственной структуре и динамике кавитационных каверн и рассчитанных на их основе интегральных характеристик, а также результатов измерений пространственных распределений средней скорости и турбулентных характеристик течений вблизи лопатки, в сравнении с данными для хорошо изученного гидрокрыла NACA0015 того же размера.

Условия эксперимента и методика измерений

Эксперименты проводились на кавитационном гидродинамическом стенде Института теплофизики СО РАН. Описание стенда, условий эксперимента и используемых методов измерений можно найти в [16]. Тела обтекания (рис. 1) – гидрокрыло NACA0015 и уменьшенная модель направляющей

лопатки (НЛ) – помещались в рабочий канал установки. Для достижения различных кавитационных режимов на обоих телах обтекания в экспериментах путем изменения среднерасходной скорости течения варьировалось число кавитации $\sigma = (P_{in} - P_v) / (\rho U_0^2 / 2)$, где P_{in} – статическое давление на входе в рабочий канал; P_v – давление насыщенных паров рабочей жидкости; ρ – плотность рабочей жидкости; U_0 – среднерасходная скорость потока. Исследования проводились для трех углов атаки $\alpha = 0, 3$ и 9° . Оба тела обтекания были изготовлены из латуни со средним уровнем шероховатости поверхности около 1,5 мкм. Длина хорды обоих гидрокрыльев составляла $C = 100$ мм. Максимальная толщина НЛ достигает $H_{max} = 0,2149 C$ на расстоянии $x_{max} = 0,4283 C$ от передней кромки. Профиль НЛ был получен путем аппроксимации точек, представленных в табл. 1, сплайном.

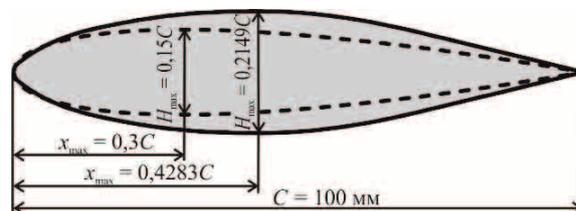


Рис. 1. Схемы тел обтекания: гидрокрыла NACA0015 (пунктирная линия) и уменьшенной модели НЛ (сплошная линия). Максимальные толщины составляют 15 и 21,49 мм на расстоянии 30 и 42,83 мм от передней кромки для соответственно гидрокрыла NACA0015 и модели НЛ с длиной хорды 100 мм. Радиус округления носовой части составляет 2,48 мм для гидрокрыла NACA0015 и 1,97 мм – для НЛ

Fig. 1. Diagrams of the test foils: a NACA0015 hydrofoil (dashed line) and scaled-down model of a guide vane (GV) (solid line). Maximum thicknesses are 15 and 21,49 mm at distances of 30 and 42,83 mm from the leading edge for NACA0015 hydrofoil and GV model with the chord length of 100 mm, respectively. The rounding radius of the leading edge is 2,48 mm for the NACA0015 hydrofoil and 1,97 mm for the GV model

Результаты

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований кавитирующих течений на модели НЛ и гидрокрыле NACA0015 для углов атаки $\alpha = 3$ и 9° при различных числах кавитации. Сначала рассматриваются особенности режимов обтекания, зарегистрированные путем высокоскоростной визуализации, и проводится анализ вычисленных по визуальным данным интегральных характеристик. Далее приводится сравнение распределений средних скоростей и турбулентных харак-

Таблица. Толщина модели НЛ в зависимости от положения вдоль хорды. Профиль НЛ получен путем аппроксимации сплайном этих значений

Table. Thickness of the GV model depending on the position along the chord. The GV profile was obtained by spline approximation of these values

x/C	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
H/C	0	0,13	0,1769	0,2051	0,2144	0,2102	0,1864	0,1461	0,098	0,0495	0

теристик (на примере флуктуационной составляющей продольной компоненты скорости) вблизи поверхности обоих гидропрофилей.

Визуализация кавитационных режимов

Малый угол атаки

При $\alpha=3^\circ$ кавитация зарождается на расстоянии 3 мм за передней кромкой со стороны разрежения обоих гидрокрыльев в форме перемещающихся пузырей (рис. 2, а.1, б.1). В данной работе предполагается, что эти перемещающиеся пузыри имеют полусферическую форму, как наблюдалось в ряде предыдущих работ (например, [17, 18]). Максимальный размер пузырей D_{\max} составляет примерно 5 мм на модели НЛ при $\sigma=1,16$ (рис. 2, а.1) и 7 мм на гидрокрыле NASA0015 при $\sigma=1,09$ (рис. 2, б.1). Уменьшение числа кавитации приводит к увеличению размера пузырей до критического (максимального) значения – 12 мм для НЛ при $\sigma=0,95$ и 13 мм для гидрокрыла NASA при $\sigma=0,89$ (рис. 3, а). Как установлено в [18], размер перемещающихся пузырей зависит фактически от расстояния от передней кромки гидрокрыла и минимального значения локального коэффициента давления Cr_{\min} , которое напрямую связано с формой гидрокрыла. Поэтому значение Cr_{\min} для модели НЛ, судя по всему, выше (в настоящей работе распределение локального давления на поверхности гидрокрыльев не измерялось, поэтому это лишь предположение), и, следовательно, локальное давление вдоль поверхности НЛ распределено более гладко по сравнению с гидропрофилем NASA0015. Это и является причиной меньшего размера перемещающихся пузырей на модели НЛ по сравнению с гидрокрылом NASA0015. Как видно на рис. 3, а, закон роста пузырей от числа кавитации является линейным для обоих гидрокрыльев, а измеренные значения лежат на одной линии. Однако дальнейшее уменьшение числа кавитации (когда происходит переход к нестационарным режимам обтекания) приводит к резкому уменьшению размеров пузырей на обоих телах обтекания.

Средняя конвективная скорость перемещающихся пузырей (в данном анализе учитывались только пузыри, движущиеся вдоль центральной линии гидрокрыла, как наиболее релевантные) U_B , которая оценивалась на основе визуальных данных как репрезентативное расстояние, преодолеваемое пузырями в течение своего времени жизни, составляет 18,05 м/с для модели НЛ при средней скорости течения $U_0=12,09$ м/с ($\sigma=1,16$, рис. 2, а.1) и 17,08 м/с для гидрокрыла NASA0015 при $U_0=12,28$ м/с ($\sigma=1,09$, рис. 2, б.1). Таким образом, конвективная скорость пузырей на модели НЛ больше при меньшем значении среднерасходной скорости в сравнении с гидрокрылом NASA0015. Это связано с тем, что профиль НЛ имеет больший поперечный размер (рис. 1), и, следовательно, локальная скорость течения над его поверхностью выше. Как можно видеть на рис. 3, б, нормированные значения конвективной скорости пузырей достигают своего

максимума $1,51U_0$ для НЛ и $1,39U_0$ для NASA0015 при $\sigma \approx 1,1$. Однако при числах кавитации, меньших этого критического значения, U_B , по всей видимости, практически перестает зависеть от числа кавитации (лишь немного падает с уменьшением σ) и приблизительно на 40 % больше U_0 . Более того, из [18] известно, что разница локальных скоростей жидкости и пузырьков, как правило, не превышает 10 %, и поэтому в данной работе оценка скорости скольжения фаз не проводилась. Когда пузыри попадают в область повышенного давления (где локальное давление становится больше давления насыщенных паров жидкости), расположенную ниже по течению, они схлопываются. Это происходит ориентировочно при достижении пузырями сечения, в котором гидрокрыло имеет максимальную толщину (рис. 1): $x/C \approx 0,43$ для НЛ и 0,3 для NASA0015.

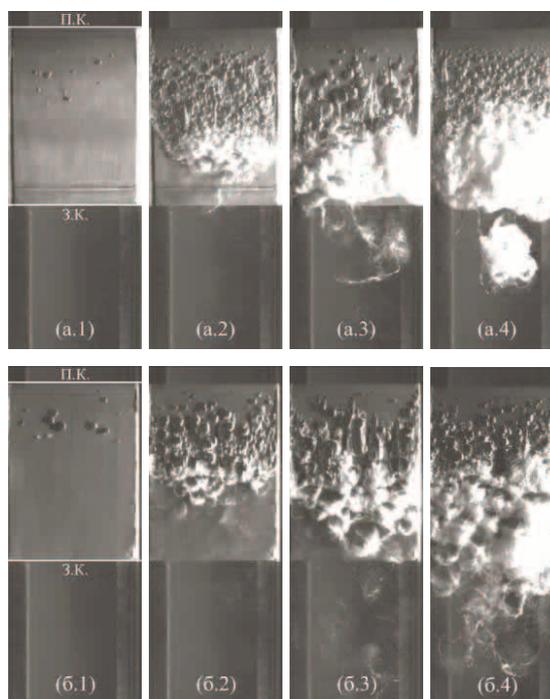


Рис. 2. Мгновенные изображения кавитационных каверн (вид сверху) со стороны разрежения (а) направляющей лопатки при (а.1) $\sigma=1,16$ (пузырьковая кавитация), (а.2) $\sigma=1,11$, $L_c/C=0,53$ (переходный режим), (а.3) $\sigma=0,99$, $L_c/C=0,87$, $St=0,08$ (нестационарный режим), (а.4) $\sigma=0,9$, $L_c/C=1,07$, $St=0,12$ (нестационарный режим) и (б) гидрокрыла NASA0015 при (б.1) $\sigma=1,09$ (пузырьковая кавитация), (б.2) $\sigma=1$, $L_c/C=0,54$ (переходный режим), (б.3) $\sigma=0,89$, $L_c/C=0,66$ (переходный режим), (б.4) $\sigma=0,82$, $L_c/C=1,06$, $St=0,07$ (нестационарный режим). $\alpha=3^\circ$. Направление потока – сверху вниз

Fig. 2. Instant images of partial cavities (top view) on the suction side of (a) the guide vane at (a.1) $\sigma=1,16$ (traveling bubbles), (a.2) $\sigma=1,11$, $L_c/C=0,53$ (transitional regime), (a.3) $\sigma=0,99$, $L_c/C=0,87$, $St=0,08$ (unsteady cavity), (a.4) $\sigma=0,9$, $L_c/C=1,07$, $St=0,12$ (unsteady cavity) and (b) the NACA0015 hydrofoil at (b.1) $\sigma=1,09$ (traveling bubbles), (b.2) $\sigma=1$, $L_c/C=0,54$ (transitional regime), (b.3) $\sigma=0,89$, $L_c/C=0,66$ (transitional regime), (b.4) $\sigma=0,82$, $L_c/C=1,06$, $St=0,07$ (unsteady cavity). $\alpha=3^\circ$. The flow direction is from the top

При $\alpha=3^\circ$ переходные режимы кавитации, характеризующиеся относительно постоянной длиной присоединенной каверны и отрывами подковообразных облаков в области ее замыкания, наблюдались в следующих диапазонах числа кавитации: $1,13 > \sigma > 1,1$ на модели НЛ (рис. 2, а.2) и $1,05 > \sigma > 0,89$ на гидрокрыле NASA (рис. 2, б.2, б.3). На этих режимах нижняя поверхность перемещающихся пузырей часто выглядит сильно возмущенной в отличие от случая пузырьковой кавитации (рис. 2, а.1, б.1). В соответствии с [17] это происходит, когда пузыри движутся над турбулентным пограничным слоем. Вследствие повышенного уровня турбулентных флуктуаций скорости жидкости в пограничном слое близкая к нему часть поверхности пузыря может деформироваться и разрушаться, растягиваясь вдоль поверхности тела обтекания и тем самым создавая локально за пузырем (выше по течению) парогазовую пленку – зону фрагментарной кавитации. Ниже по течению кавитационные пузыри коалесцируют, формируя единую кавитационную каверну по всему размаху гидрокрыла, а затем схлопываются. В области замыкания каверны формируются относительно малые газопаровые облака вследствие захвата вихревыми структурами микропузырьков, возникающих при коллапсе относительно больших перемещающихся пузырей, затем эти облака уносятся основным потоком. Отрыв облаков происходит случайно в продольном и поперечном направлениях, то есть положения областей формирования парогазовых облаков не фиксированы в пространстве, а изменяются стохастически.

Переход к неустойчивым режимам, когда присоединенная каверна начинает периодически осциллировать, происходит раньше (при меньшем изменении числа кавитации, начиная от режима зарождения кавитации) на профиле НЛ в сравнении с крылом NASA, то есть $\sigma_c - \sigma_u = 1,23 - 1,11 = 0,12$ для НЛ и $1,22 - 0,89 = 0,33$ для гидрокрыла NASA0015. При $\alpha=3^\circ$ длина каверны для всех рассматриваемых нестационарных режимов на обоих

гидропрофилях (рис. 2, а.3, а.4, б.4) находится в диапазоне значений $L_c = 0,7 - 1,1C$, а характерные числа Струхала, соответствующие этим режимам, имеют значения близкие к 0,1. Это означает, что во всех этих случаях характер изменения присоединенной каверны полностью подчиняется внешним (системным), а не внутренним (естественным) неустойчивостям, которые определяют динамику облачной кавитации (более детальное описание дано в [16, 19]). Стоит отметить, что при $\sigma=0,9$ зарегистрированный отрыв вторичного облака на модели НЛ (обведено красной пунктирной линией на рис. 2, а.4) перед схлопыванием каверны совершенно не характерен для данного типа нестационарности. Вероятно, он вызван действием сильного неблагоприятного градиента давления в данной области, величина которого определяется формой профиля НЛ. В любом случае отрыв подобного облака на схожих двумерных гидрокрыльях ранее в других работах не наблюдался. Более подробное описание режима, представленного на рис. 2, а.4, дано ниже. На гидрокрыле NASA присоединенная каверна после достижения своей максимальной длины разрушается на маленькие подковообразные облака (рис. 2, б.4). Таким образом, режимы облачной кавитации никогда не реализуются на обоих гидропрофилях при малых углах атаки. Более подробное описание пространственной структуры кавитационных каверн для гидрокрыла NASA0015 при различных углах атаки можно найти в [16, 20].

Временная эволюция нестационарной каверны для режима, соответствующего рис. 2, а.4, в течение одного периода крупномасштабных пульсаций представлена на рис. 4. В начальный момент времени ($t=0$ мс) каверна полностью отсутствует. При $t=4$ мс кавитация возникает в форме перемещающихся пузырей. Можно выделить две характерные кавитационные зоны в продольном направлении: первая из них (расположенная выше по потоку) находится между $x/C=0,1$ и $0,24$, другая – между сечениями $x/C=0,3$ и $0,45$. В первой зоне

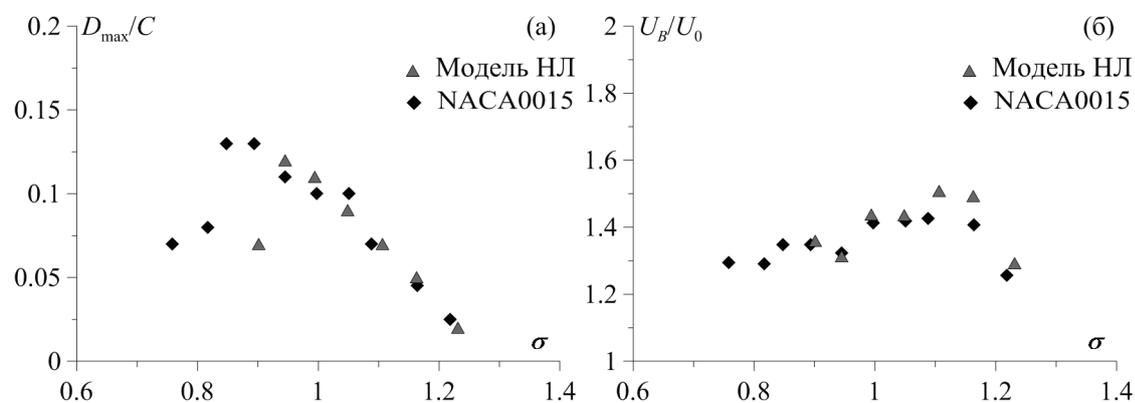


Рис. 3. Зависимость: а) среднего диаметра и б) усредненной конвективной скорости кавитационных пузырей от числа кавитации: \blacktriangle – НЛ, \blacklozenge – NASA0015. $\alpha=3^\circ$

Fig. 3. Dependence of: а) the mean diameter and б) the average convective velocity of traveling bubbles on the cavitation number: \blacktriangle – GV, \blacklozenge – NASA0015. $\alpha=3^\circ$

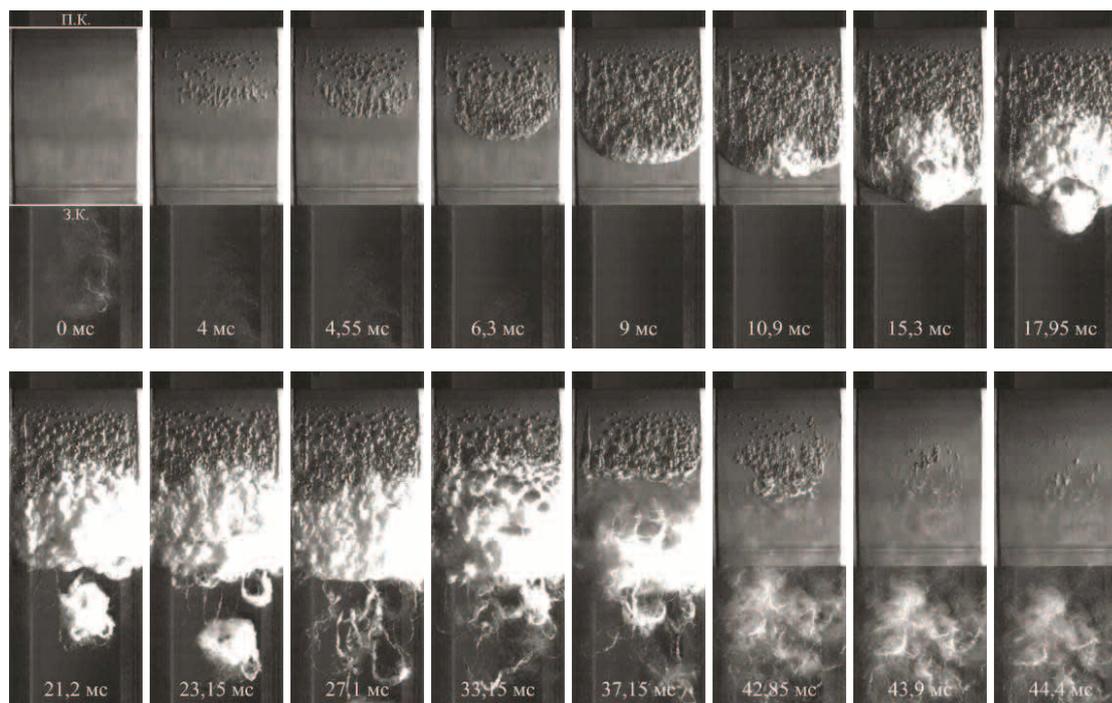


Рис. 4. Временная эволюция нестационарной кавитационной каверны (вид сверху) со стороны разрежения модели НЛ при $\alpha=3^\circ$ для $\sigma=0,9$ ($L_c/C=1,07$, $St=0,12$, $T=50,3$ мс). Направление потока – сверху вниз

Fig. 4. Temporal evolution of an unsteady partial cavity (top view) on the suction side of the GV model at $\alpha=3^\circ$ for $\sigma=0,9$ ($L_c/C=1,07$, $St=0,12$, $T=50,3$ ms). The flow direction is from the top

наблюдается обычная пузырьковая кавитация. Во второй зоне появляются локальные области фрагментарной кавитации, возникающие при взаимодействии перемещающихся кавитационных пузырей с турбулентным пограничным слоем (подробности даны в [17]). Далее каверна растет со временем. Эти две отдельных кавитационных зоны полностью сливаются при $t=6,3$ мс.

При $t=9$ мс начинает развиваться возвратное течение вдоль центрального сечения гидропрофиля, постепенно распространяясь вверх по течению и в стороны. Когда длина присоединенной каверны достигает $L_c/C=0,93$ или, другими словами, когда задняя кромка каверны совпадает с задней кромкой НЛ (это действительно так: длина каверны $L_c/C < 1$, но в то же время задние кромки каверны и гидропрофиля совпадают, потому что передняя кромка присоединенной каверны зачастую немного смещена вниз по потоку относительно передней кромки гидрокрыла) при $t=15,3$ мс, облако с характерным продольным размером $0,36C$ отрывается от задней части лопатки и уносится вниз по потоку (рис. 4). В момент времени $t=21,2$ мс, каверна достигает своего максимального размера ($L_c/C=1,07$), который сохраняется вплоть до $t=27,1$ мс. Когда $t=23,15$ мс, за задней кромкой модели НЛ появляются интенсивные продольные кавитирующие вихревые жгуты, которые хорошо видны на рис. 4 при $t=27,1$ мс.

После этого при $t=33,15$ мс длина каверны начинает сокращаться, и от нее отрывается большое

облако неправильной формы (продольный размер составляет около $0,71C$). Однако когда облачная каверна уносится вниз по течению ($t=37,15$ мс), на НЛ остается пузырьковая часть присоединенной каверны. В конце концов, оставшаяся часть каверны исчезает в направлении от боковых стенок канала к центральному сечению модели НЛ, сначала немного увеличиваясь в продольном направлении. Это предположительно связано с перераспределением локального давления: оно может возрастать на боковых стенках и уменьшаться в центральной части рабочего канала. При $t=42,85$ мс можно наблюдать картину, подобную начальному состоянию цикла осцилляций каверны при $t=4-4,55$ мс, когда оставшаяся часть кавитационной каверны снова разделяется на две зоны в продольном направлении. Находящаяся выше по течению зона с кавитационными пузырями меньшего масштаба исчезает раньше при $t=43,9$ мс. Полный цикл данного процесса заканчивается приблизительно в момент времени $t=44,4$ мс.

Большой угол атаки

При $\alpha=9^\circ$ кавитация на модели НЛ возникает примерно при $\sigma=2,87$ как массив продольных структур – стриков (англ. streaks). Их длина достаточно мала $\approx 0,02C$, поэтому этот режим не представлен. На гидрокрыле NASA0015 зарождение происходит при $\sigma=3,03$ в виде нерегулярных вытянутых по потоку пузырей (рис. 5, б.1), их длина составляет примерно $0,08C$. Напротив, регуляр-

ные стрики на НЛ расположены очень близко друг к другу и формируют кавитационную каверну по всей ширине крыла. При $\sigma=2,49$ длина присоединенной каверны на НЛ увеличивается до $L_c/C=0,16$ (рис. 5, а.1). Уменьшение числа кавитации до $\sigma=2,73$ и далее до 2,48 (рис. 5, б.2) приводит к изменению типа кавитации на гидрокрыле НАСА на стриковую, так что образуется единая каверна ($L_c/C=0,24$). Ниже по течению стрики превращаются в маленькие облака (рис. 5, б.2). Не принимая во внимание те нерегулярные вытянутые пузыри на гидропрофиле НАСА, структура каверн на обоих телах при большом угле атаки оказывается стриковой. Стриковые структуры увеличиваются в продольном направлении при уменьшении числа кавитации (подробное объяснение причины возникновения стриковой кавитации дано в [16]). Они растут, взаимодействуют и объединяются в каверны или мгновенно превращаются в облака в зависимости от значения σ (рис. 5). С уменьшением σ это изменение становится более внезапным и резким.

При $\sigma=2,25$ (рис. 5, а.2) можно наблюдать переходный режим кавитационного обтекания на модели НЛ, длина каверны составляет $0,37C$. При этих условиях начинает развиваться возвратное течение вдоль центрального сечения профиля сначала в области замыкания каверны, а затем продвигается вверх по течению и распространяется в стороны. При этом отделенная от поверхности профиля часть присоединенной каверны, под которой развивается возвратное течение, образует равнобедренный треугольник (показан красными пунктирными линиями на рис. 5, а.2). Однако на данном режиме возвратное течение никогда не достигает передней кромки каверны и поэтому не разрушает межфазную границу каверны. Вместе с тем, иногда появляются две области отрыва каверны (также в форме треугольников) симметрично по отношению к центральному сечению профиля. Их вершины расположены на расстоянии, равном примерно четверти ширины гидрокрыла, которая составляет 80 мм, от его центрального сечения. На переходном режиме на гидрокрыле НАСА0015 при $\alpha=9^\circ$ пространственная структура каверны существенно отличается, а длина каверны значительно уменьшается по сравнению со случаем $\alpha=3^\circ$ (рис. 2, б.2, б.3 и 5-б.3).

Переход к нестационарным режимам на обоих гидрокрыльях происходит раньше (при меньшем изменении σ) для больших углов атаки. При $\alpha=9^\circ$ такой переход наблюдается при уменьшении числа кавитации до значения $\sigma=2,05$ как на НЛ, так и на гидрокрыле НАСА0015. Все нестационарные режимы, зарегистрированные на гидрокрыльях, сопровождающиеся квазипериодическими отрывами больших облачных каверн от поверхности гидропрофиля вследствие развития возвратного течения под присоединенной каверной, которое разрушает межфазную границу каверны при достижении ее передней кромки, относятся к режимам облачной

кавитации. Это, в свою очередь, означает, что внутренние или естественные неустойчивости полностью определяют поведение присоединенной каверны при больших углах атаки на обоих гидрокрыльях. Характерное число Струхала для гидрокрыла НАСА0015 составляет $St=0,47$ при $\sigma=1,86$ (рис. 5, б.4), тогда как для профиля НЛ $St=0,35$ при том же числе кавитации (рис. 5, а.3). Более того, когда число кавитации было уменьшено до значения $\sigma=1,69$, на модели НЛ был обнаружен новый вид облачной неустойчивости с $St=0,55$ (рис. 5, а.4). Эволюция данного режима во времени описана ниже. Кроме того, в следующем разделе приведено сравнение интегральных параметров для данного режима и других нестационарных режимов.

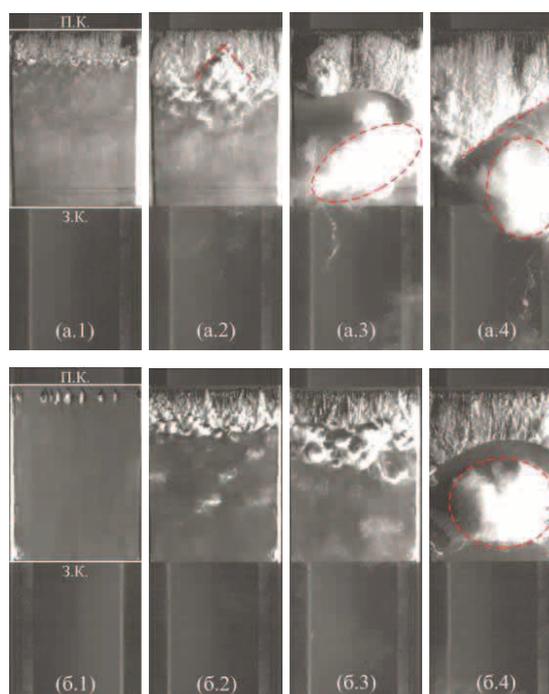


Рис. 5. Мгновенные изображения кавитационных каверн (вид сверху) со стороны разрежения (а) направляющей лопатки при (а.1) $\sigma=2,49$, $L_c/C=0,16$ (присоединенная каверна), (а.2) $\sigma=2,25$, $L_c/C=0,37$ (переходный режим), (а.3) $\sigma=1,86$, $L_c/C=0,77$, $St=0,29$ (облачная кавитация), (а.4) $\sigma=1,69$, $L_c/C=0,8$, $St=0,55$ (новый тип облачной кавитации) и (б) гидрокрыла НАСА0015 при (б.1) $\sigma=3,03$, $L_c/C=0,075$ (отдельные пузыри-перышки), (б.2) $\sigma=2,48$, $L_c/C=0,24$ (присоединенная каверна), (б.3) $\sigma=2,26$, $L_c/C=0,33$ (переходный режим), (б.4) $\sigma=1,86$, $L_c/C=0,5$, $St=0,47$ (облачная кавитация). $\alpha=9^\circ$. Направление потока – сверху вниз

Fig. 5. Instant images of partial cavities (top view) on the suction side of (a) the guide vane at (a.1) $\sigma=2,49$, $L_c/C=0,16$ (attached cavity), (a.2) $\sigma=2,25$, $L_c/C=0,37$ (transitional regime), (a.3) $\sigma=1,86$, $L_c/C=0,77$, $St=0,29$ (cloud cavitation), (a.4) $\sigma=1,69$, $L_c/C=0,8$, $St=0,55$ (new type of cloud cavitation) and (b) the NACA0015 hydrofoil at (b.1) $\sigma=3,03$, $L_c/C=0,075$ (elongated bubbles), (b.2) $\sigma=2,48$, $L_c/C=0,24$ (attached cavity), (b.3) $\sigma=2,26$, $L_c/C=0,33$ (transitional regime), (b.4) $\sigma=1,86$, $L_c/C=0,5$, $St=0,47$ (cloud cavitation). $\alpha=9^\circ$. The flow direction is from the top

Динамика каверны, обусловленная развитием нового типа облачной неустойчивости, представлена на рис. 6 за два полных периода осцилляции длины каверны (соответствует режиму на рис. 5, а.4). В самом начале цикла ($t=0$ мс) над задней кромкой лопатки можно наблюдать облачную каверну размером около $0,5C$, смещенную к правой боковой стенке рабочего канала. Под левой (более длинной) частью присоединенной каверны развивается возвратное течение. Задняя кромка присоединенной каверны в каждый момент времени наклонена к стенкам рабочего канала и, следовательно, направлению течения под углом $50-60^\circ$. На всех изображениях рис. 6 задняя кромка каверны отмечена красной пунктирной линией. Длина присоединенной каверны изменяется в диапазоне $L_c/C=0,39-0,78$ по размаху гидропрофиля. При $t=7,55$ мс облачная каверна сносится вниз по течению на расстояние порядка ее размера, а также незначительно вытягивается в направлении течения. Концентрация парогазовой смеси в каверне значительно сокращается. В то же время длина присоединенной каверны увеличивается и достигает максимального размера $0,76C$ с правой стороны рабочего канала, а с левой стороны возвратное течение достигает передней кромки каверны и раз-

рушает ее границу. На последующих изображениях рис. 6 показан процесс отрыва облака и его унос основным течением с левой стороны канала. При $t=11,9$ мс под правой частью присоединенной каверны начинает развиваться возвратное течение, которое достигает передней кромки каверны приблизительно в момент времени $t=18,65$ мс. Через $28,25$ мс после начала цикла присоединенная каверна снова достигает своего максимального размера, но теперь слева. Затем весь этот процесс целиком повторяется.

Интегральные характеристики

Как было показано ранее в [16, 19], внешние и естественные неустойчивости характеризуются различными диапазонами чисел Струхала для различных симметричных двумерных тел обтекания, включая гидрокрыло NACA0015 (рис. 7, б). Для нестационарных режимов кавитации, динамика которых определяется внутренними неустойчивостями, числа Струхала лежат в диапазоне $St=0,3-0,45$. В случаях, когда преобладают системные неустойчивости, числа Струхала, как правило, распределены в интервале $St=0,05-0,2$. Аналогичное разделение областей по числам Струхала было зарегистрировано и для модели НЛ (рис. 7, а).

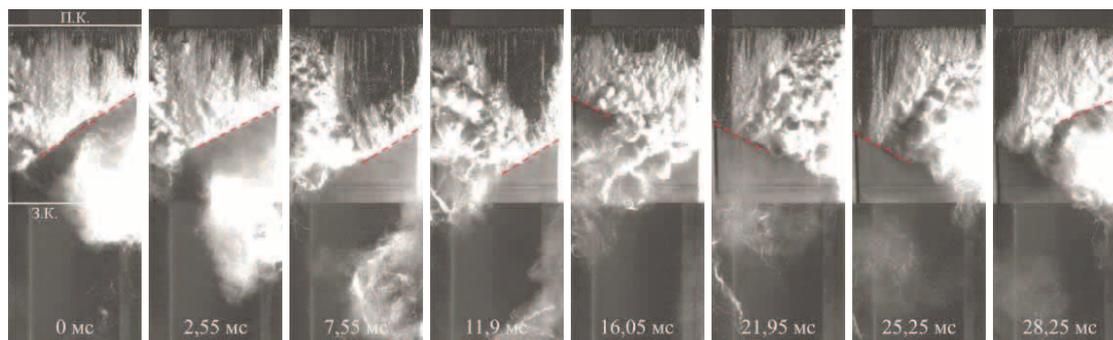


Рис. 6. Временная последовательность цикла роста/сокращения за два периода пульсаций нестационарной кавитационной каверны со стороны разрежения модели НЛ (вид сверху) при $\alpha=9^\circ$ для $\sigma=1,69$ ($L_c/C=0,8$, $St=0,55$, $T=14,05$ мс). Направление потока – сверху вниз

Fig. 6. Time-series of the growth/reduction cycle within two periods of an unsteady partial cavity pulsations (top view) on the suction side of the GV model at $\alpha=9^\circ$ for $\sigma=1,69$ ($L_c/C=0,8$, $St=0,55$, $T=14,05$ ms). The flow direction is from the top

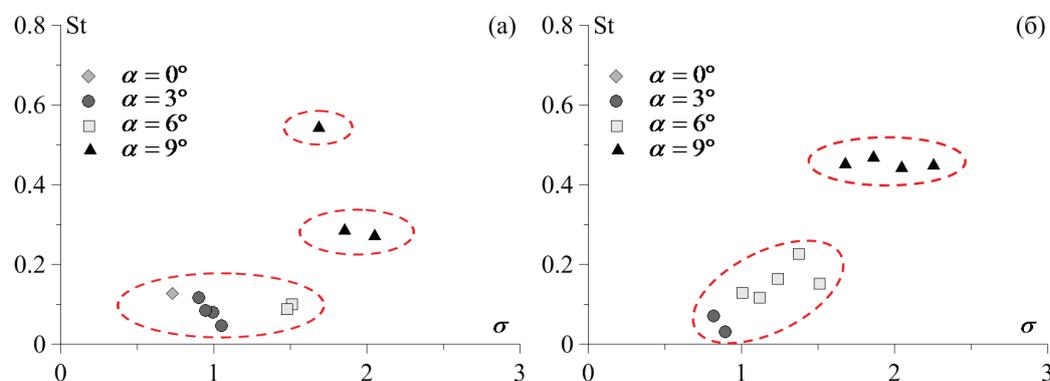


Рис. 7. Числа Струхала в зависимости от числа кавитации для: а) модели НЛ и б) гидрокрыла NACA0015

Fig. 7. Dependence of Strouhal number on the cavitation number for: a) the GV model and б) NACA0015 hydrofoil

Новый тип облачной неустойчивости для модели НЛ также характеризуется периодическими отрывами облаков, возникающих в области замыкания каверны вследствие развития возвратного течения, как при обычной облачной кавитации (рис. 5, а.4). Главной особенностью данного типа неустойчивости является то, что процесс отрыва облаков носит преимущественно трехмерный характер с существенным влиянием стенок канала: отрыв сначала происходит с одной стороны лопатки (от центрального сечения канала до одной из его стенок), а затем – на другой. Для данного режима характерное число Струхала равно 0,55 (рис. 7, а).

Следовательно, в целом этот процесс можно рассматривать как высшую гармонику стандартного процесса облачной кавитации (описан в [7, 15, 19]), протекающий на удвоенной частоте. Это означает, что в натуральных условиях стенки спиральной каме-

ры и направляющего аппарата могут значительно влиять на динамику течения и генерировать дополнительные виды нестационарностей в контуре гидротурбины, которые, весьма вероятно, существенно ухудшают ее рабочие характеристики.

Распределения скорости

На рис. 8–11 представлены нормированные профили продольной компоненты средней скорости (в виде дефекта скорости $(U-U_0)/U_0$, рис. 8 и 10) и флуктуационной составляющей скорости (среднеквадратичные значения, рис. 9 и 11) в нескольких поперечных сечениях для обоих тел обтекания. Сравнение распределений скоростных характеристик приводится для докавитационного режима, а также пузырькового или стрикового, переходного режимов и облачной кавитации при $\alpha=3^\circ$ (рис. 8 и 9) и $\alpha=9^\circ$ (рис. 10 и 11). Межфазная

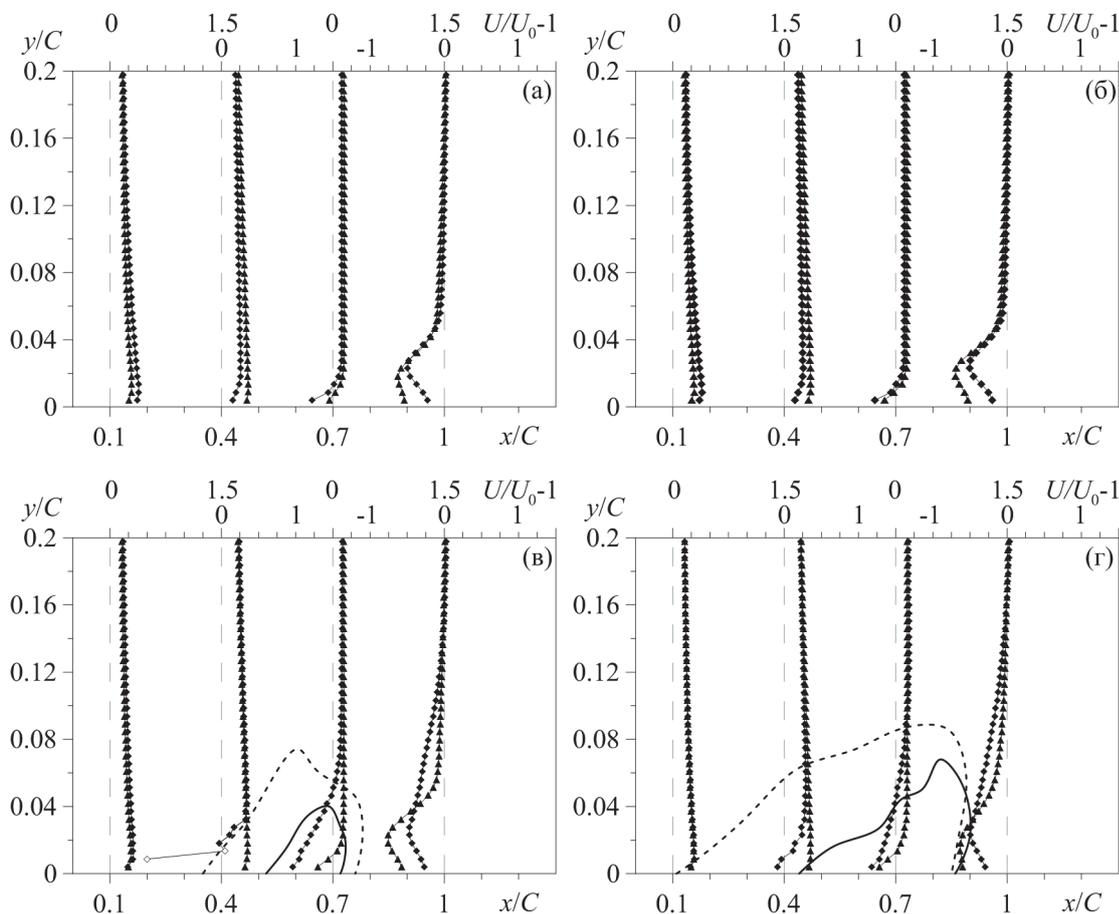


Рис. 8. Эволюция продольной компоненты средней скорости вниз по течению для (а) докавитационного режима при $\sigma=1,35$ (НЛ) и $1,36$ (NACA0015), (б) пузырьковой кавитации при $\sigma=1,23$ (НЛ) и $1,22$ (NACA0015), (в) переходного режима при $\sigma=1,11$ (НЛ) и 1 (NACA0015) и (г) нестационарного режима при $\sigma=0,99$ (НЛ) и переходного режима при $\sigma=0,89$ (NACA0015). $\alpha=3^\circ$. \blacktriangle – НЛ и \blacklozenge – NACA0015. Сплошная и пунктирная линии соответствуют осредненным по времени межфазным границам каверн (из визуальных данных) на модели НЛ и гидрокрыле NACA0015 соответственно. Направление потока – слева направо

Fig. 8. Downstream evolution of the streamwise component of the mean velocity for (a) cavitation-free regime at $\sigma=1,35$ (GV) and $1,36$ (NACA0015), (б) traveling bubbles at $\sigma=1,23$ (GV) and $1,22$ (NACA0015), (в) transitional regime at $\sigma=1,11$ (GV) and 1 (NACA0015) and (г) unsteady cavity at $\sigma=0,99$ (GV) and transitional regime at $\sigma=0,89$ (NACA0015). $\alpha=3^\circ$. \blacktriangle – GV and \blacklozenge – NACA0015. Solid and dashed lines correspond to the time-averaged cavity interfaces (extracted from the visual data) on the GV model and NACA0015 hydrofoil, respectively. The flow direction is from the left

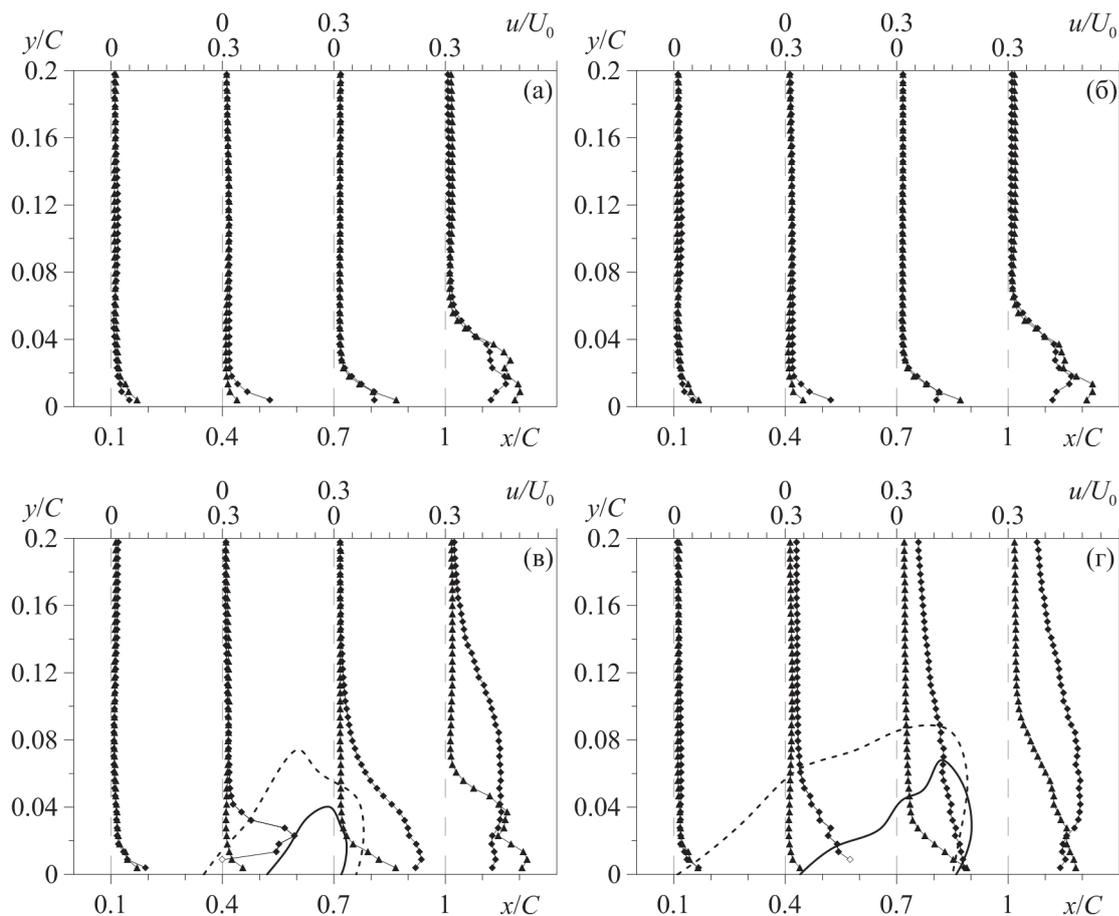


Рис. 9. Эволюция продольной компоненты флуктуационной составляющей скорости (среднеквадратичные значения) вниз по течению для (а) докавитационного режима при $\sigma=1,35$ (НЛ) и $1,36$ (NACA0015), (б) пузырьковой кавитации при $\sigma=1,23$ (НЛ) и $1,22$ (NACA0015), (в) переходного режима при $\sigma=1,11$ (НЛ) и 1 (NACA0015) и (г) нестационарного режима при $\sigma=0,99$ (НЛ) и переходного режима при $\sigma=0,89$ (NACA0015). $\alpha=3^\circ$. \blacktriangle – НЛ и \blacklozenge – NACA0015. Сплошная и пунктирная линии соответствуют осредненным по времени межфазным границам каверн (из визуальных данных) на модели НЛ и гидрокрыле NACA0015 соответственно. Направление потока – слева направо

Fig. 9. Downstream evolution of the streamwise component of the fluctuating velocity (root-mean-square values) for (a) cavitation-free regime at $\sigma=1,35$ (GV) and $1,36$ (NACA0015), (б) traveling bubbles at $\sigma=1,23$ (GV) and $1,22$ (NACA0015), (в) transitional regime at $\sigma=1,11$ (GV) and 1 (NACA0015) and (г) unsteady cavity at $\sigma=0,99$ (GV) and transitional regime at $\sigma=0,89$ (NACA0015). $\alpha=3^\circ$. \blacktriangle – GV and \blacklozenge – NACA0015. Solid and dashed lines correspond to the time-averaged cavity interfaces (extracted from the visual data) on the GV model and NACA0015 hydrofoil, respectively. The flow direction is from the left

граница присоединенной каверны, осредненная по времени путем подсчета суммарной интенсивности мгновенных визуальных изображений (вид сбоку) по всему размеру выборки (обычно 20 000) для каждого пикселя, также отображена на графиках для всех режимов в виде сплошной (для модели НЛ) и пунктирной (для гидрокрыла NACA0015) линий. Пустые точки соответствуют значениям с большей погрешностью (оценка погрешности дана в [16]). Точка начала координат совпадает с положением передней кромки гидрокрыла в измерительной плоскости при $\alpha=0^\circ$.

Малый угол атаки

При $\alpha=3^\circ$ толщина слоя смешения в случае однофазного потока одинакова для обоих гидрокрыльев (рис. 8, а) и достигает приблизительно $0,06C$ в

сечении $x/C=1$. Однако ниже по течению при $x/C>0,28$ (рис. 1, табл. 1) локальная скорость в пограничном слое над НЛ становится немного больше (например, $\Delta U/U_0=0,04$ в точке $x/C=0,4$; $y/C=0,0065$), но вблизи задней кромки, наоборот, меньше ($\Delta U/U_0=-0,3$ при $x/C=1$; $y/C=0,02$) по сравнению с гидрокрылом NACA0015. ΔU и Δu положительны, когда средняя и флуктуационная скорости над моделью НЛ выше, чем над гидрокрылом NACA0015, и отрицательны в обратном случае. Уровень флуктуаций скорости, наоборот, выше над гидрокрылом NACA ($\Delta u/U_0=-0,1$ при $x/C=0,4$; $y/C=0,001$) и ниже вблизи задней кромки ($\Delta u/U_0=0,05$ при $x/C=1$; $y/C=0,018$), чем в случае модели НЛ (рис. 9, а). Это, судя по всему, связано с более интенсивной турбулизацией пограничного слоя вблизи задней кромки НЛ. В сечении

$x/C=0,1$ средняя скорость течения немного выше для крыла NACA ($\Delta U/U_0=-0,05$ при $x/C=0,1$; $y/C=0,005$), так как радиус округления носовой части гидрокрыла NACA0015 больше (рис. 1). При пузырьковой кавитации (рис. 8, б) профили скоростей практически не претерпевают изменений и в рассматриваемых двух случаях почти совпадают, но разница локальных скоростей в пределах слоя смещения увеличивается до $\Delta U/U_0=-0,37$ в точке $x/C=1$; $y/C=0,001$.

Для развитых кавитационных режимов (рис. 8, в, г) максимальная толщина пограничного слоя увеличивается до значений $0,12-0,14C$ над задней кромкой обоих гидрокрыльев. В сечении $x/C=1$ скорость по-прежнему меньше над НЛ ($\Delta U/U_0=-0,27$ и $-0,23$ для переходного и неустойчивого режимов соответственно, рис. 8, в, г) вблизи поверхности ($y/C<0,03-0,04$). Максимальная

разница достигает $0,47U_0$ в точке $x/C=0,7$; $y/C=0,019$. Однако вдали от поверхности ($y/C>0,04$) в том же сечении профили скорости изменяются, так что скорость над крылом NACA становится меньше, чем над НЛ ($\Delta U/U_0=0,47$), то есть в случае гидрокрыла NACA0015 пограничный слой возмущен сильнее. Наиболее вероятно это объясняется тем, что в среднем присоединенная каверна на модели НЛ имеет меньший размер по сравнению с крылом NACA (рис. 8, в, г). Из-за различия форм двух тел передняя кромка каверны на НЛ расположена ниже по течению относительно передней кромки лопатки, а сама каверна тоньше по сравнению со случаем гидрокрыла NACA0015. Это приводит к более интенсивной турбулизации пограничного слоя над крылом NACA внутри и за присоединенной каверной вследствие развития неустойчивости ее задней части. По этой причине

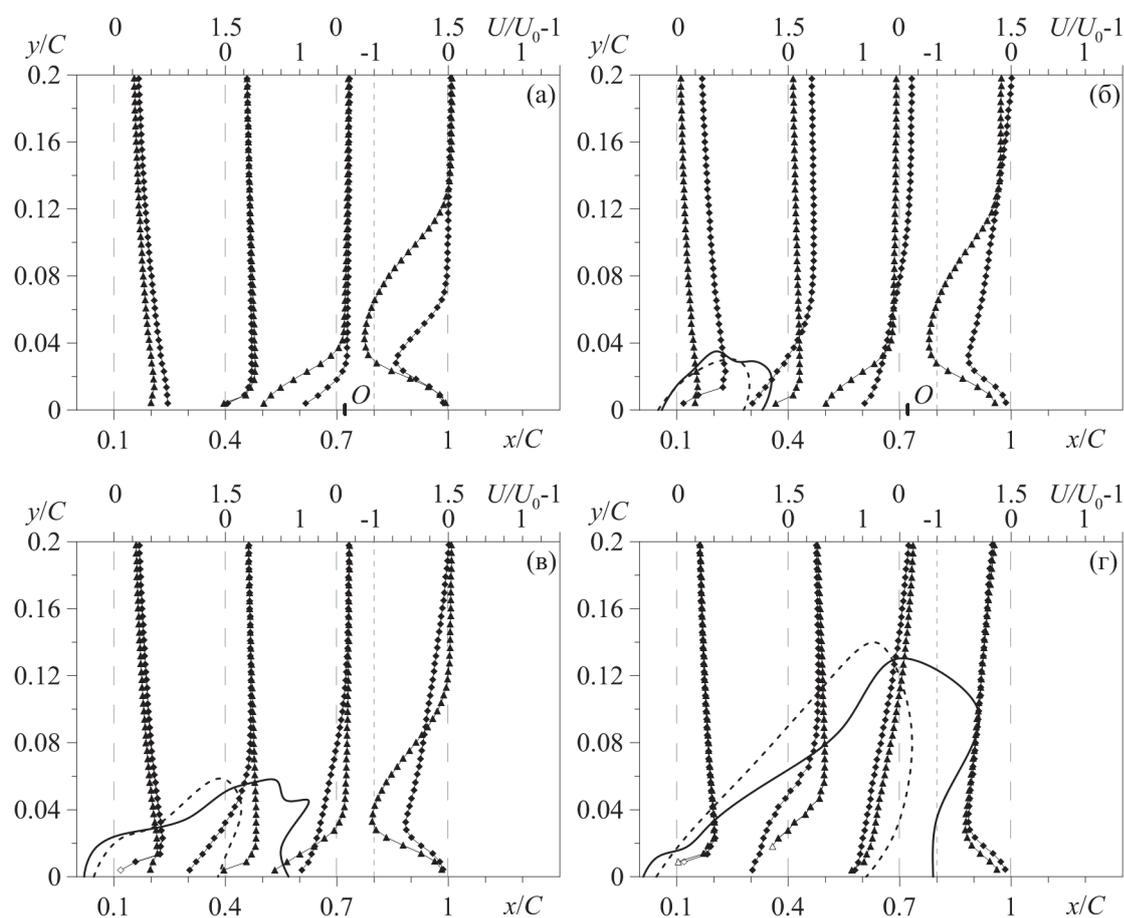


Рис. 10. Эволюция продольной компоненты средней скорости вниз по течению для (а) докавитационного режима при $\sigma=3,41$ (НЛ) и $3,35$ (NACA0015), (б) присоединенной каверны при $\sigma=2,49$ (НЛ) и $2,48$ (NACA0015), (в) переходного режима при $\sigma=2,25$ (НЛ) и $2,26$ (NACA0015) и (г) облачной кавитации при $\sigma=1,86$ на обоих гидропрофилях. $\alpha=9^\circ$. \blacktriangle – НЛ и \blacklozenge – NACA0015. Сплошная и пунктирная линии соответствуют осредненным по времени межфазным границам каверн (из визуальных данных) на модели НЛ и гидрокрыле NACA0015 соответственно. O – точка отрыва потока от поверхности НЛ. Направление потока – слева направо

Fig. 10. Downstream evolution of the streamwise component of the mean velocity for (a) cavitation-free regime at $\sigma=3,41$ (GV) and $3,35$ (NACA0015), (б) attached cavity at $\sigma=2,49$ (GV) and $2,48$ (NACA0015), (в) transitional regime at $\sigma=2,25$ (GV) and $2,26$ (NACA0015) and (г) cloud cavitation cavity at $\sigma=1,86$ on both hydrofoils. $\alpha=9^\circ$. \blacktriangle – GV and \blacklozenge – NACA0015. Solid and dashed lines correspond to the time-averaged cavity interfaces (extracted from the visual data) on the GV model and NACA0015 hydrofoil, respectively. O is the point of flow separation from the GV surface. The flow direction is from the left

средняя локальная скорость в пограничном слое за каверной над крылом *NACA0015* меньше ($U/U_0=0,25$), а флуктуации скорости соответственно больше ($u/U_0=0,15$ и $0,2$ для соответственно переходного и нестационарного режимов кавитации, рис. 9, в, г).

Большой угол атаки

Как только угол атаки крыльев увеличивается до 9° , поперечный размер пограничного слоя над моделью НЛ в сечении $x/C=1$ в случае однофазного течения становится примерно в два раза больше, чем при $\alpha=3^\circ$ (рис. 10, а). Для гидрокрыла *NACA0015* при $\alpha=9^\circ$ в докавитационном случае поперечный размер пограничного слоя в том же сечении составляет $0,08C$, что очень близко к случаю $\alpha=3^\circ$. Такая значительная модификация пограничного слоя над моделью НЛ вызвана отрывом

потока от его поверхности в сечении $x/C \approx 0,71$, что также приводит к появлению второго максимума в распределениях флуктуаций скорости над задней кромкой лопатки (в области $y/C=0,1$). Амплитуда турбулентных флуктуаций скорости увеличивается до $u/U_0=0,3$ в следе ($x/C > 1$) за моделью НЛ (рис. 11, а). Амплитуда второго максимума несколько меньше и составляет около $u/U_0=0,25$. Также стоит отметить, что сразу перед отрывом потока на НЛ амплитуда флуктуаций скорости возрастает почти в два раза ($u/U_0=0,2$), по сравнению с гидрокрылом *NACA0015* в том же сечении ($u/U_0=0,13$). Зарождение кавитации приводит к некоторым изменениям в распределениях скорости над обоими гидропрофилями, но главные особенности остаются прежними (рис. 8, б и 10, б, 9, б и 11, б). В отличие от случая $\alpha=3^\circ$, когда появляются только перемежающиеся пузыри, кавитация на модели НЛ

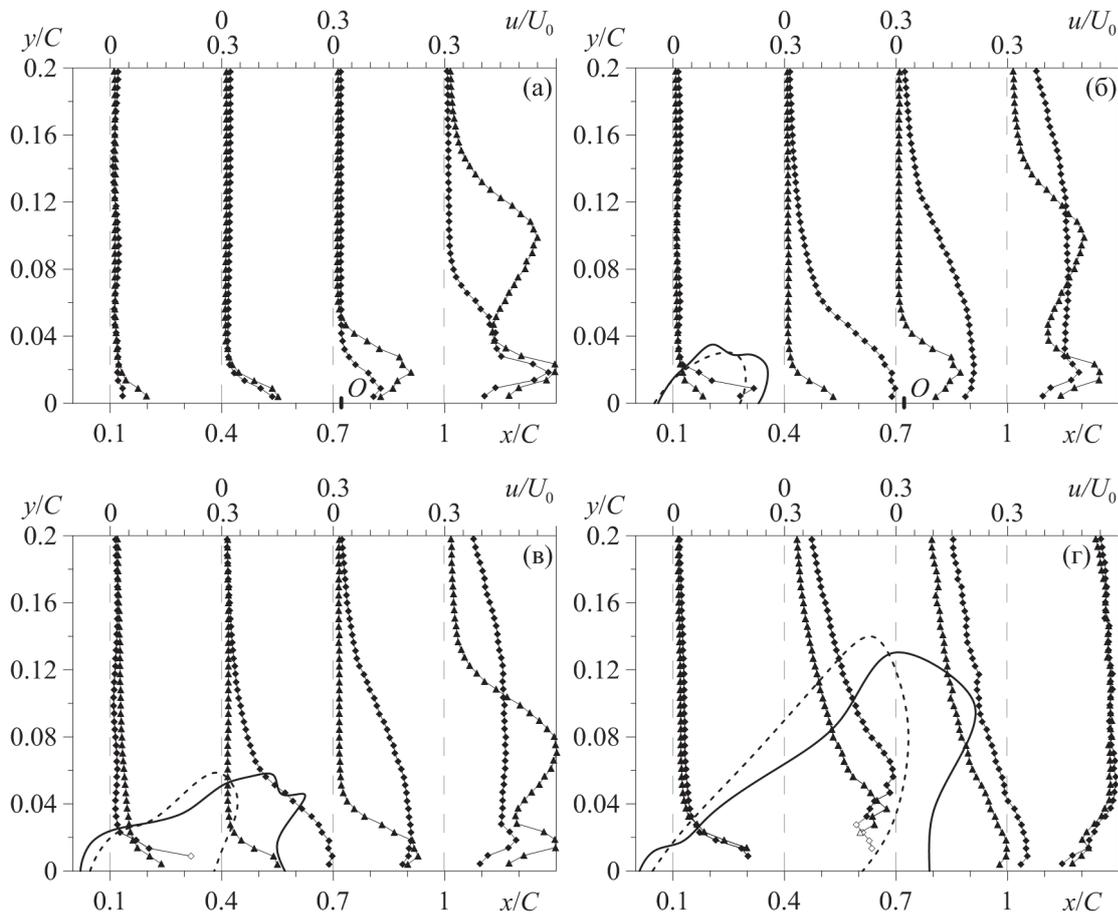


Рис. 11. Эволюция продольной компоненты флуктуационной составляющей скорости (среднеквадратичные значения) вниз по течению для (а) докавитационного режима при $\sigma=3,41$ (НЛ) и $3,35$ (*NACA0015*), (б) присоединенной каверны при $\sigma=2,49$ (НЛ) и $2,48$ (*NACA0015*), (в) переходного режима при $\sigma=2,25$ (НЛ) и $2,26$ (*NACA0015*) и (г) облачной кавитации при $\sigma=1,86$ на обоих гидропрофилях. $\alpha=9^\circ$. \blacktriangle – НЛ и \blacklozenge – *NACA0015*. Сплошная и пунктирная линии соответствуют осредненным по времени межфазным границам каверн (из визуальных данных) на модели НЛ и гидрокрыле *NACA0015* соответственно. *O* – точка отрыва потока от поверхности НЛ. Направление потока – слева направо.

Fig. 11. Downstream evolution of the streamwise component of the fluctuating velocity (root-mean-square values) for (a) cavitation-free regime at $\sigma=3,41$ (GV) and $3,35$ (*NACA0015*), (б) attached cavity at $\sigma=2,49$ (GV) and $2,48$ (*NACA0015*), (в) transitional regime at $\sigma=2,25$ (GV) and $2,26$ (*NACA0015*) and (г) cloud cavitation cavity at $\sigma=1,86$ on both hydrofoils. $\alpha=9^\circ$. \blacktriangle – GV and \blacklozenge – *NACA0015*. Solid and dashed lines correspond to the time-averaged cavity interfaces (extracted from the visual data) on the GV model and *NACA0015* hydrofoil, respectively. *O* is the point of flow separation from the GV surface. The flow direction is from the left

при $\alpha=9^\circ$ возникает сразу за передней кромкой, а размеры присоединенных каверн на НЛ и гидрокрыле НАСА0015 почти совпадают.

При дальнейшем развитии кавитации (рис. 10, в, з) распределения скорости существенно изменяются, а точку отрыва на поверхности НЛ становится невидно вследствие постоянного изменения ее своего положения. Более того, длина кавитационной каверны на модели НЛ становится больше приблизительно на 25 % по сравнению с гидрокрылом НАСА0015. Для переходных режимов (рис. 10, в) в сечении $x/C=0,1$ профили скорости почти совпадают за исключением пристенной области ($y/C<0,02$), где скорость существенно ниже в случае гидрокрыла НАСА0015. Ниже по течению ($x/C>0,4$), где профиль НЛ имеет максимальную толщину, разница между значениями скоростей увеличивается до $\Delta U/U_0=1$ в пределах пограничного слоя ($y/C<0,08$). Вместе с тем флуктуации скорости в пограничном слое над крылом НАСА возрастают до $u/U_0=0,3$ и становятся в два раза больше, чем над НЛ (рис. 11, в). Далее вниз по течению ($x/C=0,7$ и $1,0$) скорость над НЛ становится меньше, чем над крылом НАСА ($\Delta U/U_0=-0,33$ при $x/C=0,7$ и $\Delta U/U_0=-0,5$ при $x/C=1$) для $y/C<0,09-0,12$, но остается больше вдали от поверхности ($\Delta U/U_0=0,33$ при $x/C=0,7$ и $\Delta U/U_0=0,17$ при $x/C=1$). Это связано с разностью распределений давления вдоль поверхности гидропрофилей, которые определяют значение скорости на внешней границе пограничного слоя. Амплитуды флуктуаций скорости для обоих гидропрофилей в пристенной области очень близки в сечении $x/C=0,7$ ($u/U_0=0,23$). Однако они значительно возрастают при удалении от поверхности ($y/C>0,02$) крыла НАСА, поскольку толщина пограничного слоя над крылом НАСА примерно в три раза больше (около $0,12C$), чем на НЛ ($0,04C$). Вблизи задней кромки модели НЛ (рис. 11, в) флуктуации скорости увеличиваются до $u/U_0=0,3$, что примерно в полтора раза больше, чем над гидрокрылом НАСА.

Переход к облачной кавитации приводит к возникновению интенсивных квазипериодических пульсаций длины паргазовой каверны и, вероятно, вследствие этого, распределения скорости становятся довольно схожими (рис. 10, з). Размеры каверн на обоих гидропрофилях также выглядят одинаковыми. Амплитуда турбулентных флуктуаций возрастает до $u/U_0=0,3$ на обоих крыльях ($0,4<x/C<0,7$), а в следе за ними ($x/C>1$) профили скорости практически совпадают (рис. 11, з).

Заключение

В работе с помощью высокоскоростной визуализации и измерений скорости методом PIV зарегистрированы основные особенности зарождения и развития кавитации, пространственной структуры и динамики кавитационных каверн, а также распределений турбулентных характеристик течений вблизи уменьшенной модели направляющих лопаток высоконапорной турбины при нескольких

углах атаки. Представлено прямое сравнение распределений средней и флуктуационной составляющих скорости над моделью НЛ и гидрокрылом НАСА0015 с одинаковой длиной хорды для различных кавитационных режимов (от однофазного течения до нестационарных режимов) при двух углах атаки 3° и 9° .

Структуры каверн на профиле НЛ и гидрокрыле НАСА0015 имеют ряд общих признаков, а также некоторые заметные отличия. При малых углах атаки зарождение кавитации происходит в форме перемещающихся пузырей на обоих гидрокрыльях, причем максимальные размеры пузырей очень близки. Конвективная скорость пузырей выше на НЛ вследствие особенностей формы ее профиля и, как следствие, более сильного локального ускорения потока. С уменьшением числа кавитации кавитационные пузыри растут, но при достижении некоторого критического значения числа кавитации размер пузырей начинает резко сокращаться. Вместе с тем существует критическое значение числа кавитации и для конвективной скорости пузырей, при пересечении которого скорость начинает уменьшаться с числом кавитации.

На модели НЛ обнаружен новый тип облачной кавитации. Этот нестационарный существенно трехмерный режим характеризуется периодическим несимметричным поочередным отрывом облаков то с одной, то с другой половины НЛ (по размаху). При этом задняя кромка каверны наклонена под углом $50-60^\circ$ к направлению течения. Число Струхала для данного нестационарного режима примерно в два раза больше, чем в случае обычной облачной кавитации. Следовательно, можно предполагать, что на данном режиме процесс осцилляций каверны является высшей гармоникой стандартных автоколебаний длины каверны при облачной кавитации. В натуральных условиях генерация дополнительного вида нестационарностей может, весьма вероятно, негативно сказываться на эффективности и сроке эксплуатации гидротехнического оборудования.

При малых углах атаки размер каверны для НЛ больше, чем для крыла НАСА0015. Однако в обоих случаях толщина пограничного слоя практически одинакова. Амплитуды флуктуаций скорости также имеют близкие значения в следе за гидропрофилями, но отличаются над их поверхностями, особенно в кавернах и за ними. При больших углах атаки для квазистойчивых режимов обтекания, включая режимы без кавитации и при ее зарождении, был обнаружен отрыв потока от поверхности НЛ в сечении $x/C=0,71$. Отрыв потока приводит к появлению второго максимума в распределениях флуктуаций скорости ниже по течению вдали от поверхности лопатки. Кроме того, амплитуда флуктуаций скорости значительно возрастает в области отрыва. Однако, когда происходит переход к нестационарным режимам, распределения скорости становятся подобными для обоих гидрокрыльев.

Основной вывод данной работы следующий: при малых углах атаки различия в распределениях средней и флуктуационной скорости для двух гидропрофилей незначительны. Однако на больших углах атаки при кавитационном обтекании НЛ может возникать новый тип нестационарностей на большей частоте, чем при облачной кавитации. Вместе с тем при квазиустойчивом обтекании НЛ на больших углах атаки отрыв потока от поверхности лопатки приводит к росту уровня флуктуаций скорости и генерации дополнительных возмущений, которые проявляются в виде второго максимума в распределениях флуктуационной составляющей скорости.

Следовательно, с точки зрения гидродинамики (не принимая во внимание силовые и прочностные характеристики обоих гидрокрыльев, а также турбины в целом) для регулирования расхода (нера-

счетные и неустановившиеся режимы эксплуатации) на докавитационных режимах обтекания и при зарождении кавитации распространенная форма симметричной направляющей лопатки менее предпочтительна по сравнению с гидрокрылом НАСА0015 вследствие порождения дополнительных возмущений на малых и больших углах атаки. Однако на развитых режимах кавитационного обтекания и для расчетных условий эксплуатации (за исключением случая, когда возникает новый тип неустойчивости с удвоенной частотой колебаний каверны) визуальное зарождение кавитации и распределения скорости достаточно схожи, а потому форма и толщина лопатки, судя по всему, не сильно влияют на динамику кавитации.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 14-29-00203) через Новосибирский государственный университет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Franc J.P., Michel J.M. Attached cavitation and the boundary layer: experimental investigation and numerical treatment // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1985. – Т. 154. – С. 63–90.
2. Le Q., Franc J.P., Michel J.M. Partial cavities: global behavior and mean pressure distribution // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 1993. – Т. 115. – № 2. – С. 243–248.
3. De Lange D.F., De Bruin G.J. Sheet cavitation and cloud cavitation, re-entrant jet and three-dimensionality // *Applied Scientific Research*. – 1998. – Т. 58. – С. 91–114.
4. Pham T.M., Larrarte F., Fruman D.H. Investigation of unsteady sheet cavitation and cloud cavitation mechanisms // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 1999. – Т. 121. – № 2. – С. 289–296.
5. Gu W., He Y., Hu T. Transcritical patterns of cavitating flow and trends of acoustic level // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 2001. – Т. 123. – № 4. – С. 850–856.
6. Coutier-Delgosha O., Devillers J.-F., Pichon T. Internal structure and dynamics of sheet cavitation // *Physics of Fluids*. – 2006. – Т. 18. – № 1. – С. (017103)–12.
7. Foeth E.-J., Terwisga van T., Doorne van C. On the collapse structure of an attached cavity on a three-dimensional hydrofoil // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 2008. – Т. 130. – № 7. – С. (071303)–9.
8. Experimental investigation of added mass effects on a hydrofoil under cavitation conditions / O. De La Torre, X. Escaler, E. Egusquiza, M. Farhat // *Journal of Fluids and Structures*. – 2013. – Т. 39. – С. 173–187.
9. Numerical simulation of three dimensional cavitation shedding dynamics with special emphasis on cavitation-vortex interaction / B. Ji, X. Luo, R.E.A. Arndt, Y. Wu // *Ocean Engineering*. – 2014. – Т. 87. – С. 64–77.
10. Large eddy simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil / B. Ji, X.W. Luo, R.E.A. Arndt, X. Peng, Y. Wu // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2015. – Т. 68. – С. 121–134.
11. Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling technique / A. Kubota, H. Kato, H. Yamaguchi, M. Maeda // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 1989. – Т. 111. – № 2. – С. 204–210.
12. Velocity field measurements of cavitating flows / A.L. Tassin, C.-Y. Li, S.L. Ceccio, L.P. Bernal // *Experiments in Fluids*. – 1995. – Т. 20. – С. 125–130.
13. An experimental investigation of cavitation inception and development on a two-dimensional Eppler hydrofoil / J.-A. Astolfi, P. Dorange, J.-Y. Billard, T.I. Cid // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 2000. – Т. 122. – № 1. – С. 164–173.
14. Laberteaux K.R., Ceccio S.L. Partial cavity flows. P. 1. Cavities forming on models without spanwise variation // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2001. – Т. 431. – С. 1–41.
15. Combined experimental and computational investigation of unsteady structure of sheet/cloud cavitation / B. Huang, Y.L. Young, G. Wang, W. Shyy // *ASME Journal of Fluids Engineering*. – 2013. – Т. 135. – № 7. – С. (071301)–16.
16. Кавитация на пластине с закругленной носовой частью и гидрокрыле НАСА0015: визуализация и измерение скорости / А.Ю. Кравцова, Д.М. Маркович, К.С. Первунин, М.В. Тимошевский, К. Ханъялич // *Известия российской академии наук. Энергетика*. – 2014. – № 4. – С. 96–106.
17. Li C.-Y., Ceccio S.L. Interaction of single travelling bubbles with the boundary layer and attached cavitation // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1996. – Т. 322. – С. 329–353.
18. Franc J.-P., Michel J.-M. *Fundamentals of Cavitation*. – Dordrecht, the Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2004. – 322 с.
19. The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet / M. Callenaere, J.-P. Franc, J.-M. Michel, M. Riondet // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2001. – Т. 444. – С. 223–256.
20. High-speed imaging of cavitation regimes on a round-leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil / A.Yu. Kravtsova, D.M. Markovich, K.S. Pervunin, M.V. Timoshevskiy, K. Hanjalić // *Journal of Visualization*. – 2013. – Т. 16. – № 3. – С. 181–184.

Поступила 10.03.2015 г.

UDC 532.528:532.574.7:532.582.32

FEATURES OF CAVITATION FLOW AROUND A SCALED-DOWN MODEL OF GUIDE VANES OF A FRANCIS TURBINE

Mikhail V. Timoshevskiy,

Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Lavrentyev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia; Novosibirsk State University, 2, Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia. E-mail: timoshevskiy.mv@gmail.com

Sergey A. Churkin,

Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Lavrentyev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia; Novosibirsk State University, 2, Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia. E-mail: c.a.churkin@gmail.com

Aleksandra Yu. Kravtsova,

Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Lavrentyev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia; Novosibirsk State University, 2, Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia. E-mail: Kravtsova.Alya@gmail.com

Konstantin S. Pervunin,

Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Lavrentyev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia; Novosibirsk State University, 2, Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia. E-mail: pervunin@itp.nsc.ru

Georgii A. Semenov,

OJSC «Silovye mashiny», 3A, Vatutin Str., Saint-Petersburg, 195009, Russia. E-mail: Semenov_GA@lmz.power-m.ru

Dmitriy M. Markovich,

Kutateladze Institute of Thermophysics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 1, Lavrentyev Ave., Novosibirsk, 630090, Russia; Novosibirsk State University, 2, Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia; Tomsk Polytechnic University, 30, Lenin Ave., Tomsk, 634050, Russia. E-mail: dmark@itp.nsc.ru

Kemal Hanjalić,

Novosibirsk State University, 2, Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russia; Delft University of Technology, 136, Julianalaan, Delft, 2628 BL, the Netherlands. E-mail: khanjalic@gmail.com

Processes accompanying gas-vapor cavitation and nonstationarities of various origins are widely acknowledged to be the major causes of impairment of hydrotechnical equipment performance.

The main aim of the research is to study cavitation regimes and nonstationarities of gas-vapor cavities arising on the suction side of two symmetric generic bodies: a NACA0015 hydrofoil and a scaled-down model of guide vanes of a Francis turbine.

The methods used in the study. High-speed visualization was applied to investigate spatial structure and dynamics of gas-vapor cavities as well as to estimate the integral parameters of the attached and cloud cavities. Velocity fields and turbulent characteristics of single- and two-phase flows around the hydrofoils were measured by means of Particle Image Velocimetry (PIV).

The results. For small angles of incidence ($\alpha=3^\circ$), the maximum diameter of traveling bubbles reaches 12 mm on the guide vane model and 13 mm on the NACA0015 hydrofoil just prior to the bubble collapse. This difference is probably caused by various local pressure distributions on the suction sides of both foils. When the cavitation number decreases, the transient bubble size shrinks. The mean convection velocity of the traveling bubbles is somewhat higher over the guide vane section for the same cavitation numbers compared to that over the NACA foil. Increasing the attack angle up to $\alpha=9^\circ$ leads to modification of the attached cavity pattern on the guide vane model from traveling bubbles to streak cavitation like on the NACA0015 foil. When the cavitation number is reduced, the cloud cavitation caused by the development of an intrinsic instability – a re-entrant jet underneath the attached cavity due to an adverse pressure gradient – takes place. On the guide vane section, transition to unsteady regimes occurs faster (for lower change of the cavitation number) than for the NACA foil. A new kind of cloud-type instability, that is also characterized by quasi-periodic detachment of a sheet

cavity and subsequent shedding of a large cloud cavity, was discovered for the guide vane model. The main feature of this kind of cloud-type instability is that the process of cloud cavity shedding takes place within a half of the model between the guide vane centerline and the test channel sidewall but then it occurs on the other side of the test channel. Afterwards, this cycle wholly repeats. This process occurs at the doubled frequency of the conventional cloud cavitation and, thus, it is regarded as a higher harmonic of the cloud-type instability in the current research. In case of single-phase flow at $\alpha=9^\circ$ the transverse dimension of the turbulent wake past the guide vane section is about two times wider than that behind the NACA0015 hydrofoil. This is the result of the flow separation from the guide vane surface at the distance of approximately 71 % of the foil chord length from its leading edge. Moreover, the flow separation on the guide vane model leads to the growth of turbulent fluctuations in the wake and appearance of the second maximum in fluctuating velocity distributions over the guide vane section in comparison with the case of small angle of attack.

Key words:

Cavitation, attached/cloud cavities, system/intrinsic instabilities, guide vane, NACA0015 hydrofoil, high-speed imaging, Particle Image Velocimetry.

The research was supported by the Russian Scientific Foundation (grant no. 14–29–00203) in Novosibirsk State University.

REFERENCES

1. Franc J.P., Michel J.M. Attached cavitation and the boundary layer: experimental investigation and numerical treatment. *Journal of Fluid Mechanics*, 1985, vol. 154, pp. 63–90.
2. Le Q., Franc J.P., Michel J.M. Partial cavities: global behavior and mean pressure distribution. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 1993, vol. 115, no. 2, pp. 243–248.
3. De Lange D.F., De Bruin G.J. Sheet cavitation and cloud cavitation, re-entrant jet and three-dimensionality. *Applied Scientific Research*, 1998, vol. 58, pp. 91–114.
4. Pham T.M., Larrarte F., Fruman D.H. Investigation of unsteady sheet cavitation and cloud cavitation mechanisms. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 1999, vol. 121, no. 2, pp. 289–296.
5. Gu W., He Y., Hu T. Transcritical patterns of cavitating flow and trends of acoustic level. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 2001, vol. 123, no. 4, pp. 850–856.
6. Coutier-Delgosha O., Devillers J.-F., Pichon T. Internal structure and dynamics of sheet cavitation. *Physics of Fluids*, 2006, vol. 18, no. 1, pp. (017103)–12.
7. Foeth E.-J., Terwisga van T., Doorne van C. On the collapse structure of an attached cavity on a three-dimensional hydrofoil. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 2008, vol. 130, no. 7, pp. (071303)–9.
8. De La Torre O., Escaler X., Egusquiza E., Farhat M. Experimental investigation of added mass effects on a hydrofoil under cavitation conditions. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, vol. 39, pp. 173–187.
9. Ji B., Luo X., Arndt R.E.A., Wu Y. Numerical simulation of three dimensional cavitation shedding dynamics with special emphasis on cavitation-vortex interaction. *Ocean Engineering*, 2014, vol. 87, pp. 64–77.
10. Ji B., Luo X.W., Arndt R.E.A., Peng X., Wu Y. Large eddy simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow*, 2015, vol. 68, pp. 121–134.
11. Kubota A., Kato H., Yamaguchi H., Maeda M. Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling technique. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 1989, vol. 111, no. 2, pp. 204–210.
12. Tassin A.L., Li C.-Y., Ceccio S.L., Bernal L.P. Velocity field measurements of cavitating flows. *Experiments in Fluids*, 1995, vol. 20, pp. 125–130.
13. Astolfi J.-A., Dorange P., Billard J.-Y., Cid Tomas I. An experimental investigation of cavitation inception and development on a two-dimensional Eppler hydrofoil. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 2000, vol. 122, no. 1, pp. 164–173.
14. Laberteaux K.R., Ceccio S.L. Partial cavity flows. Part 1. Cavities forming on models without spanwise variation. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, vol. 431, pp. 1–41.
15. Huang B., Young Y.L., Wang G., Shyy W. Combined experimental and computational investigation of unsteady structure of sheet/cloud cavitation. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 2013, vol. 135, no. 7, pp. (071301)–16.
16. Kravtsova A.Yu., Markovich D.M., Pervunin K.S., Timoshevskiy M.V., Hanjalić K. Cavitation on a semicircular leading-edge plate and NACA0015 hydrofoil: visualization and velocity measurement. *Thermal Engineering*, 2014, vol. 61, no. 14, pp. 1003–1010.
17. Li C.-Y., Ceccio S.L. Interaction of single travelling bubbles with the boundary layer and attached cavitation. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, vol. 322, pp. 329–353.
18. Franc J.-P., Michel J.-M. *Fundamentals of Cavitation*. Dordrecht, the Netherlands, Kluwer Academic Publishers, 2004. 322 p.
19. Callenaere M., Franc J.-P., Michel J.-M., Riondet M. The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, vol. 444, pp. 223–256.
20. Kravtsova A.Yu., Markovich D.M., Pervunin K.S., Timoshevskiy M.V., Hanjalić K. High-speed imaging of cavitation regimes on a round-leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil. *Journal of Visualization*, 2013, vol. 16, no. 3, pp. 181–184.

Received: 10 March 2015.