

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Скрипкин Сергей Геннадьевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ ОДНО- И
ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЯХ В ЭЛЕМЕНТАХ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ
ГИДРОТУРБИНЫ**

Специальность 01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Куйбин Павел Анатольевич

Новосибирск, 2020

Содержание

Введение	4
Глава 1. Современное состояние исследований	9
1.1 Гидротурбины	9
1.2 Экспериментальное моделирование гидротурбин	12
1.3 Методы исследования потока.....	17
1.4 Режимы течения.....	19
1.5 Управление ПВЯ.....	25
1.6 Закрученный поток, аналитические модели	28
1.7 Заключение по главе.....	37
Глава 2. Экспериментальный стенд и методики.....	38
2.1 Горизонтальный гидродинамический стенд с отсасывающей трубой геометрии Turbine-99	38
2.2 Вертикальный кавитационный стенд	40
2.3 Лазерно-доплеровская анемометрия (ЛДА).....	44
2.4 Измерение пульсационных характеристик	50
2.5 Цифровая визуализация потока.....	53
2.6 Заключение по главе.....	54
Глава 3 Режимы течения в модельной гидротурбине	55
3.1 Режимные параметры.....	55
3.2 Визуализация режимов течения	64
3.3 Распределения скоростей.....	71
3.4 Пульсационные характеристики. Режимные карты.....	77
3.5 Заключение по главе.....	81
Глава 4. Аперiodические пульсации давления	82
4.1 Визуализация процесса отрыва вихревых колец.....	83

4.2	ЛДА измерения скорости в граничных режимах	88
4.3	Визуализация, синхронизованная с регистрацией пульсаций давления	89
4.4	Сопоставление с аналитической моделью	95
4.5	Заключение по главе.....	97
Глава 5. Влияние газовой фазы на характеристики закрученного потока в отсасывающей трубе		99
5.1	Пульсационные характеристики закрученного однофазного потока	100
5.2	Характеристики закрученного газожидкостного потока.....	103
5.3	Сопоставление полученных результатов с данными по закрученным газожидкостным потокам в различных технических устройствах.....	107
5.4	Заключение по главе.....	110
Заключение		112
Благодарности		114
Список обозначений		115
Список использованной литературы.....		116

Введение

Актуальность работы

При использовании тепловых и атомных электростанций с низкой скоростью изменения мощности, а также внедрении в электрическую сеть ветряных, солнечных электростанций, на гидроэлектростанции ложится регулирующая роль для поддержания стабильной работы электрической сети. При работе гидротурбин в неоптимальных режимах, необходимых для регулирования сети или при запуске гидроагрегатов поток за рабочим колесом гидротурбины на входе в отсасывающую трубу имеет высокую остаточную закрутку что приводит к формированию в потоке концентрированной вихревой структуры в форме спирального прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ). ПВЯ, взаимодействуя с проточным трактом, влияет на эффективность работы гидроагрегата, а также на стабильность его работы. Совпадение частоты прецессии с собственными частотами проточного тракта приводит к негативным последствиям, вплоть до выхода оборудования из строя. Наличие кавитации в области пониженного давления в ПВЯ также негативно сказывается на эксплуатационных характеристиках. Возникающие в результате кавитации полости могут схлопываться и создавать дополнительные значительные возмущения, также вызывая кавитационную эрозию на стенках отсасывающей трубы.

Развитие методов контроля и управления подобными нестационарными явлениями с целью повышения эффективности и надежности работы гидроагрегатов невозможно без четкого представления структуры течения в различных режимах работы гидротурбины. Также получение количественной информации о структуре течения за рабочим колесом гидротурбины необходимо с точки зрения развития методов вычислительной гидродинамики (CFD) и для дальнейшего развития аналитических подходов при описании одно- и двухфазных закрученных потоков при наличии крупномасштабных вихревых структур. Ввиду невозможности получения экспериментальных данных на натурных гидротурбинах используют методы экспериментального моделирования, зачастую значительно упрощая гидродинамический тракт, воспроизводя только распределение скоростей в отдельных режимах с чем непосредственно связана данная работа.

Цель работы.

Целью работы является экспериментальное исследование влияния рабочих параметров на динамику прецессирующего вихревого жгута в одно и двухфазном потоке на модельных гидротурбинных установках для достижения более глубокого понимания физических механизмов и условий формирования ПВЯ и связанных с ним пульсаций давления.

Задачи, поставленные в соответствии с целью работы:

- Экспериментальное исследование полей скорости в коническом рабочем участке моделирующим течение в отсасывающей трубе гидротурбины, работающей в различных режимах.

- Получение комплексной информации о структуре закрученного течения в модельной гидротурбине в широком диапазоне чисел Рейнольдса и варьировании закрутки потока с использованием современных экспериментальных методик. Создание обширной базы данных для верификации численных расчётов.

- Изучение явления аperiодических пульсаций давления в проточном тракте гидротурбины – выявление и анализ источника пульсаций.

- Апробация методики инъекции газовой фазы в широком диапазоне газосодержаний при варьировании закрутки потока с целью подавления ПВЯ. Изучение воздействия инъекции воздуха на амплитуду и частоту пульсаций давления в зависимости от среднерасходного газосодержания.

Научная новизна.

Изучена зависимость параметра крутки потока от режимных параметров модельной гидротурбины, а также область его применимости при варьировании расхода жидкости и скорости вращения лопаточного закручивающего устройства. На экспериментальном стенде получены распределения скоростей существенно перекрывающие распределения в натуральных гидротурбинах. Для изучения закрученного течения, воспроизводящего течение за рабочим колесом гидротурбины в широком диапазоне определяющих параметров, была использована современная автоматизированная измерительная система ЛДА.

Адаптирована и верифицирована новая полуэмпирическая модель, позволяющая оценить закрутку потока в отсасывающей трубе гидротурбины, основываясь на знании

параметров режима с нулевой закруткой, текущего расхода и скорости вращения рабочего колеса.

Получены обширные массивы достоверных экспериментальных данных, включающие распределения скоростей, распределения пульсаций скорости, пульсации давления на стенке, высокоскоростную визуализацию в различных рабочих режимах, необходимые для верификации численных и аналитических расчётов.

Впервые обнаружено явление вихревого перезамыкания, приводящее к формированию вихревых колец в модельной гидротурбине в режиме с небольшим параметром крутки потока. Установлено, что вихревые кольца являются источником значительных аperiodических пульсаций давления в проточном тракте гидротурбины.

Реализована система инъекции газовой фазы в поток, с целью контроля и управления ПВЯ, что позволило систематически изучить зависимость безразмерного параметра - числа Струхалия от среднерасходного газосодержания β с шагом 0.1% в диапазоне 0 – 5%.

Теоретическая и практическая значимость.

Результаты по экспериментальному моделированию течения за рабочим колесом гидротурбины, а также отработка методики инъекции газовой фазы были получены при выполнении хоз. договоров с ПАО “Силовые машины - ЛМЗ” и активно используются группой исследователей из Красноярского филиала ИТ СО РАН для верификации численных расчётов. В работе предложен новый сценарий возникновения аperiodических пульсаций давления в гидротурбинах, что безусловно важно при рассмотрении вопросов безопасной эксплуатации гидроагрегатов.

Работа вносит вклад в развитие аналитических способов описания и прогнозирования нестационарных вихревых структур в закрученных потоках жидкости. Также экспериментальные данные, полученные в рамках данной работы, используются для построения модели кавитационной полости, основанной на законах сохранения потоков массы, импульса и момента импульсов в конусе отсасывающей трубы для различных режимов работы турбины. Экспериментальные данные по взаимодействию вихревого кольца со стенкой ОТ используются для верификации аналитической модели, описывающей воздействие вихревых колец на плоскую поверхность, движущихся относительно нее под разными углами и необходимы для её дальнейшего развития. Данные по инъекции газовой фазы полезны для совершенствования методики контроля

и управления ПВЯ в неоптимальных режимах работы гидроагрегатов, также могут быть востребованы при дальнейшем совершенствовании аналитических подходов, описывающих характеристики газожидкостных потоков при наличии крупномасштабных вихревых структур.

Положения, выносимые на защиту:

- результаты комплексного исследования закрученного потока в модельных гидротурбинах при варьировании определяющих параметров (число Рейнольдса и интенсивность закрутки потока S)
- результаты адаптации и верификации полуэмпирической модели, позволяющей количественно оценить интегральный параметр закрутки потока исходя из расхода и скорости вращения рабочего колеса
- результаты исследования отрыва вихревых колец от прецессирующего вихревого жгута и их взаимодействия со стенкой отсасывающей трубы, а также интерпретация этого явления в качестве источника аperiодических пульсаций давления в гидротурбинах, работающих вблизи оптимального режима нагрузки
- результаты исследования влияния объемного газосодержания на частоту и амплитуду пульсаций ПВЯ в закрученном потоке в коническом участке отсасывающей трубы при малых расходах газа

Достоверность результатов.

Достоверность результатов обеспечивалась использованием современных хорошо зарекомендованных измерительных методик (ЛДА, прецизионные датчики давления), предварительной настройкой и калибровкой оборудования, проведением тестовых измерений, а также воспроизводимостью результатов с учетом рассчитанных погрешностей и сопоставлением с результатами других исследователей.

Личный вклад.

Вклад автора заключается в участии в модернизации экспериментальных стендов и проведении пусконаладочных работ, адаптации измерительного оборудования к условиям экспериментов, написании компьютерных программ обработки экспериментальных данных, проведении экспериментальных исследований закрученного потока на различных модельных установках, обработке, анализе и интерпретации

экспериментальных данных, а также подготовке научных докладов и публикаций в рецензируемых журналах.

Апробация результатов.

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на ведущих российских и международных конференциях: 7th European Postgraduate Fluid Dynamics Conference (Ильменау, Германия, 2014), 5th International Youth Conference on Energy (Пиза, Италия, 2015), 8th European Postgraduate Fluid Dynamics Conference (Варшава, Польша, 2016), Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики (Новосибирск, 2016), 28th IAHR symposium on Hydraulic Machinery and Systems (Гренобль, Франция, 2016), Euromech Colloquium 581 “Dynamics of Concentrated Vortices” (Новосибирск, 2016), Гидроэнергетика. Новые разработки и технологии (Санкт-Петербург 2016), Нелинейные волны: теория и новые приложения (Новосибирск, 2016), IV Всероссийская научно-практическая конференция «Гидроэлектростанции в XXI веке» (Саяногорск, 2017), XXXIII Сибирский теплофизический семинар (Новосибирск, 2017), II Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" (Ялта, 2017), IUTAM symposium on Dynamics and Topology of Vorticity and Vortices (Марсель, Франция, 2017), The 7th IAHR Meeting of the Working Group on Cavitation and Dynamic Problems 2017, Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках (Новосибирск, 2017), 4th International Retreat on Vortical Flow and Aerodynamics (Новосибирск, 2018), XIX Международная конференция по методам аэрофизических исследований (Новосибирск, 2018), The 5th International Conference on Experimental Fluid Mechanics (Мюнхен, Германия, 2018), 15ая Международная научно-техническая конференция “Оптические методы исследования потоков” (Москва, 2019), 9th European Postgraduate Fluid Dynamics Conference (Ильменау, Германия, 2019).

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 14 статей в печатных изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов, рекомендованных ВАК.

Объём и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка обозначений и списка литературных источников. Работа изложена на 134 страницах машинописного текста, включая 68 рисунков и библиографический список из 217 наименований работ.

Глава 1. Современное состояние исследований

1.1 Гидротурбины

Гидроэнергетика, согласно отчету международного агентства возобновляемой энергетики, IRENA, 2019 [1], составляет около 68% мощности всей возобновляемой электроэнергии в мире, и является одним из наиболее экологически чистых видов её производства. Около 24% мирового потребления электроэнергии приходится на возобновляемые источники, причем наибольшую долю из них занимает гидроэнергетика (Рис. 1). Второе место среди возобновляемых занимает ветроэнергетика ~ 16%, солнечная, геотермальная и др. занимают оставшиеся 16%.

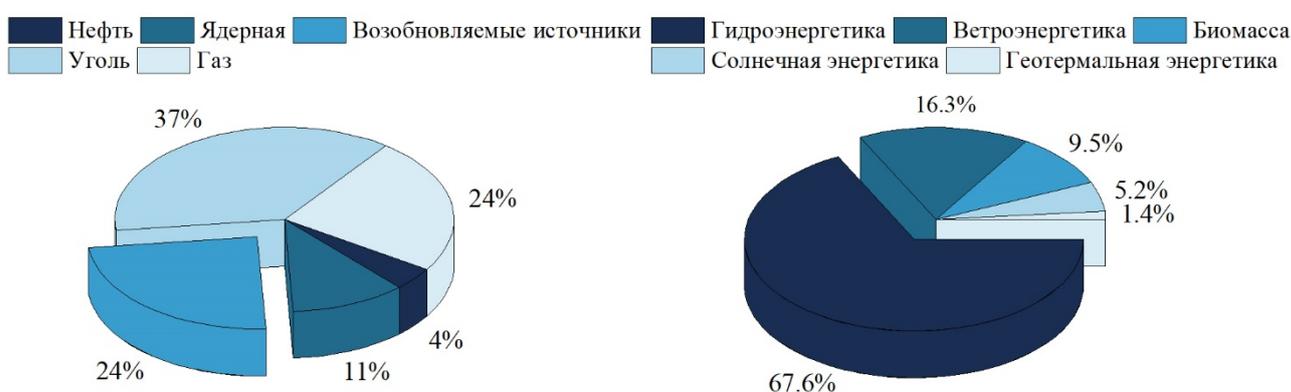


Рис. 1 Распределение источников производства электроэнергии в мире.

Технический потенциал для использования гидроэнергетики оценивается [1] 16000 ТВт·ч в год, а в настоящее время потребление только 4000 ТВт·ч, что составляет всего четверть от возможного производства экологически чистой электроэнергии. Прогнозы предполагают рост мощности 1.5-2% в год в ближайшие 30 лет причем не только больших гидроэлектростанций (ГЭС), но и небольших. Из возобновляемых источников энергии темпы роста гидроэнергетики уступают только развитию ветряных станций. Также возрастает потребность в гидроаккумулирующих станциях, в которых гидротурбины могут работать в режиме насоса, перекачивая воду обратно в верхний бьеф. В больших энергосистемах гидроаккумулирующие станции успешно дополняют мощности тепловых и атомных электростанций.

Конструкциям ГЭС, а также техническим расчётам гидротурбин, геометрии отсасывающих труб и рабочих колес, режимам работы гидротурбин и их регулированию,

области применения, а также эксплуатационным характеристикам посвящено значительное количество книг, среди которых можно привести работы отечественных авторов: Смирнов И. Н [2], Губин М. Ф. [3], Кривченко Г.И. [4], Щавелев Д. С. [5], Топаж Г. И. [6], Шапов Н. М. [7] а также большой зарубежный опыт Dixon и Hall [8], Hussain и др. [9], Lysne и др. [10], Gulliver и др. [11], Warnick и др. [12].

По типу работы различают несколько классов гидротурбин применимость которых в основном определяется необходимой мощностью, быстроходностью и доступным напором. Так турбины Каплана (поворотно-лопастные) используется преимущественно при небольших напорах воды, до 30 метров. Регулировка мощности в такой турбине осуществляется за счет направляющего аппарата и поворота лопастей рабочего колеса вокруг своих осей. При больших напорах, от 30 до 150 м, используют турбины Френсиса (радиально-осевые) в которых поток изначально закручивается в спиральной камере, а затем через направляющий аппарат подается на рабочее колесо, мощность и расход через турбину регулируется углом открытия направляющего аппарата. Турбины Френсиса наиболее распространены в мире, а также имеют наибольшее значение КПД. Также при средних и высоких напорах, значительно реже по сравнению с турбиной Френсиса, используют диагональные турбины поворотно-лопастного типа. Расположение лопастей под острым углом относительно оси вращения позволяет применять подобные турбины при более высоких напорах вплоть до 200 метров. Наиболее перспективным представляется использование турбин подобного класса на ГЭС со значительными колебаниями напора.

Последний крупный класс гидротурбин, используемый при больших напорах выше 200м, в основном в диапазоне 300 - 1000 м, – турбины Пелтона (ковшовые). Поток воды в таких турбинах подается через сопла, в которых формируются мощные струи с большими скоростями, непосредственно на лопатку турбины. Лопатки турбины Пелтона имеют выгнутую форму, напоминающую ковш, со специальным разделителем потока посередине [4,8]. Для наглядности на Рис. 2 приведены фотографии рабочих колес гидротурбин основных типов.



Рис. 2 (а) – рабочее колесо турбины Пелтона, (б) – рабочее колесо турбины Френсиса, (в) – рабочее колесо турбины Каплана.

Примитивную схему ГЭС можно увидеть на Рис. 3, вода по водоводу из верхнего бьефа попадает в спиральную камеру (для турбин Френсиса) и далее на рабочее колесо, приводя его во вращение. Присоединенный к валу генератор вырабатывает электроэнергию, а вода после рабочего колеса по отсасывающей трубе (ОТ) попадает в нижний бьеф.

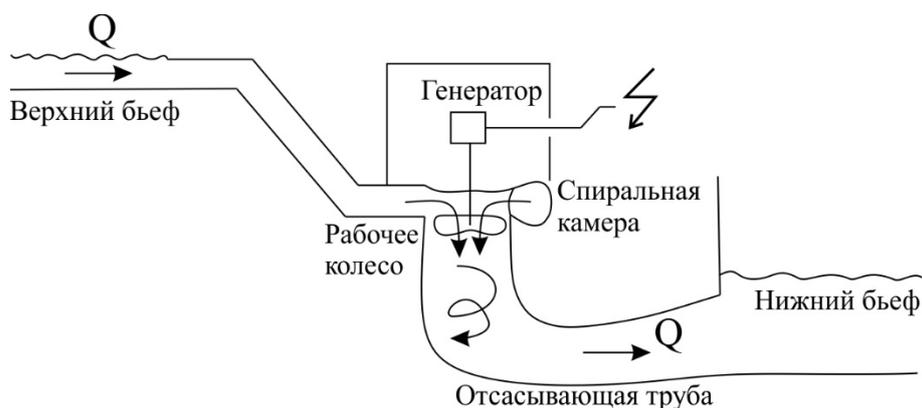


Рис. 3 Схематичное изображение типичной конструкции ГЭС.

Несмотря на большой энергетический потенциал и важную производящую роль ГЭС, использование тепловых и атомных электростанций с низкой скоростью изменения мощности, а также внедрение в электрическую сеть таких нестабильных технологий как ветряные, солнечные электростанции, приводит к тому, что на гидроэлектростанции также ложится важная регулирующая роль для поддержания стабильной работы электрической сети. Это обеспечивается работой гидротурбин в широком диапазоне режимов, зачастую далеких от оптимального, на который они изначально были спроектированы. В неоптимальном режиме работы поток за рабочим колесом на входе в отсасывающую трубу имеет избыточную закрутку (значительную составляющую

тангенциального вектора скорости). В совокупности с расширяющейся частью отсасывающей трубы гидротурбины это приводит к формированию в потоке прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ). ПВЯ представляет собой вихревую структуру, вращающуюся вокруг собственной оси, а также осуществляющее прецессионное движение отклоняясь от центральной оси симметрии, генерирующую периодические пульсации давления в проточном тракте, которые являются чрезвычайно опасными из-за возможности резонанса с собственными частотами конструкции ГЭС.

Также, взаимодействуя с поворотным коленом отсасывающей трубы вихревой жгут создает значительные колебания всего столба воды в напорном водоводе, напрямую воздействуя на рабочее колесо, создавая периодические колебания мощности.

Ситуация значительно осложняется с возникновением в потоке кавитации – формирование парогазовых каверн, образованных из-за локального понижения давления (в ядре ПВЯ, в межлопаточных вихрях и т.д.). Перемещаясь с потоком и схлопываясь в области повышенного давления кавитационная полость генерирует ударную волну, что в конечном итоге приводит к кавитационной эрозии обтекаемых поверхностей. Также кавитация является причиной дополнительных вибраций и приводит к снижению эффективности работы турбины.

Одним из первых на проблему нестационарных явлений в проточных системах при наличии закрутки потока обратил внимание Rheingans [13]. Он связал колебания мощности гидроэлектростанции с нестационарными явлениями, возникающими в проточном тракте, а также сделал попытки классифицировать и описать их. Более подробное систематическое описание пульсаций мощности в неоптимальных режимах работы гидроагрегата было изложено несколькими десятилетиями позже [14,15] и активно дополняется в настоящее время [16–18].

1.2 Экспериментальное моделирование гидротурбин

Проведение качественных экспериментов, по изучению нестационарных процессов в проточном тракте гидротурбин на функционирующих ГЭС практически невозможно, в результате чего используют методы физического моделирования с применением теории подобия [19–21]. Проведение экспериментов на уменьшенных копиях или упрощённых частях большой и сложной системы гораздо дешевле и проще с точки зрения оптического доступа и варьирования рабочих параметров. Значительный экспериментальный опыт

приводит к тому, что моделирование физических процессов является одним из наиболее успешных методов проверки основных физических принципов, закладываемых при проектировании больших гидротехнических сооружений.

Ряд возможностей при моделировании процессов в гидротурбинах открывает использование в качестве рабочей среды воздуха [22,23]. Cassidy [22] не только заменил рабочую среду воздухом, но также для простоты вместо использования рабочего колеса проводил эксперименты, изменяя только угол открытия направляющего аппарата. В качестве отсасывающей трубы использовалась отсасывающая труба Фонтанелли, прямой цилиндр и конический диффузор. Визуализация течения осуществлялась посредством генератора дыма. Одним из основных результатов стало установление экспериментальной зависимости между безразмерной частотой пульсаций давления (числом Струхала)

$$Sh = \frac{f * l}{V}$$

и числом Рейнольдса

$$Re = \frac{v * d}{\nu}$$

в цилиндрической трубе. Для различных углов открытия направляющего аппарата показано, что при больших числах Рейнольдса безразмерная частота пульсаций перестает зависеть от Re . Такой же результат был получен для конической отсасывающей трубы и трубы Фонтанелли. В конечном итоге его исследование позволило сделать вывод, что частота пульсаций и безразмерные пульсации давления в отсасывающей трубе не зависят от вязкости при $Re > 80000$. Также показано, что частота и амплитуда пульсаций коррелируют с безразмерным параметром момента количества движения. Немного позднее Nishi и др. [15] провели схожий эксперимент, также используя набор лопаток установленных под различным углом вместо рабочего колеса и отсасывающей трубы турбины Френсиса с входным диаметром 125 мм, однако вместо воздуха уже была вода и значительное внимание было уделено влиянию числа кавитации.

С использованием современного измерительного оборудования и технологии быстрого 3-D прототипирования в работе Литвинов и др. [23] был проведен эксперимент на воздушной модели отсасывающей трубы Francis-99. В работе при варьировании расхода воздуха и скорости вращения закручивающего лопаточного устройства проанализированы критические значения параметра крутки, при которых возникают

пульсации давления, связанные с формированием ПВЯ в потоке, а также измерены пульсации давления более чем в 800 рабочих режимах. Естественно все данные, полученные на воздухе, имеют ограниченную область применимости, особенно это касается вопросов перенесения полученных результатов на натурные гидроагрегаты, также использование воздушной среды не позволяет рассмотреть гидроакустические явления в водоводе и явление кавитации.

В работах [24,25] успешно продемонстрирована возможность моделирования распределения скорости, характерного для режимов частичной нагрузки гидротурбины, без воспроизведения геометрии всего тракта гидротурбины (спиральной камеры, статорных колонн, направляющего аппарата), что значительным образом упрощает подход к исследованиям. Это достигается комбинацией стационарного и свободновращающегося завихрителей, режим так называемого «free runner». При этом воспроизводится только один режим работы гидротурбины, соответствующий, в зависимости от угла наклона стационарного завихрителя, тому или иному режиму частичной нагрузки генератора. Данная методика по проектированию завихрителей, обеспечивающих заданное распределение скорости с хорошей точностью, была успешно апробирована в работах [23,26]. Значительное количество экспериментальных данных накоплено при моделировании течения за рабочим колесом гидротурбины при использовании генератора закрутки вместо спиральной камеры и направляющего аппарата с целью изучить особенности сложного закрученного потока в упрощенной постановке [27–33]. Несмотря на то, что перенести полученные результаты на натурные турбины при таких экспериментах затруднительно, они позволяют установить общие закономерности, а также обобщить информацию по структуре ПВЯ в различных режимах, а также предлагают обширную базу экспериментальных данных для верификации CFD расчётов.

При рассмотрении модельных гидротурбин очень важным является вопрос перенесения экспериментальных результатов с модельной установки на натуру [34–36]. Если соблюдено полное геометрическое подобие, то можно использовать приведенный расход

$$Q_{ED} = \frac{Q}{D^2 \sqrt{E}}$$

и приведенную частоту вращения

$$n_{ED} = \frac{nD}{\sqrt{E}}$$

где D – диаметр горловины отсасывающей трубы, E – удельная гидравлическая энергия.

Приравнивая эти величины для натурной турбины и модели, можно пересчитать неизвестные Q и n .

Ещё более значимым является вопрос перенесения частоты пульсаций давления, воспроизведенных на уменьшенных моделях:

$$f = f_m \frac{D_m}{D} \sqrt{\frac{E}{E_m}}$$

где индекс “м” обозначает параметры, относящиеся к модели.

Однако, как правило данная формула работает крайне приближенно ввиду того, что поток в неоптимальных режимах работы зачастую двухфазный, и наличие кавитации делает подобный подход неприемлемым.

Что касается кавитирующего двухфазного течения определяющим параметром является число кавитации:

$$\chi = \frac{2(P - P_n)}{\rho V^2}$$

где P – давление набегающего потока, P_n – давление насыщенных паров воды при данной температуре, ρ – плотность, V – скорость потока.

Режим течения при $\chi > 1$ считается однофазным, $\chi \approx 1$ кавитационный поток, $\chi < 1$ с устойчивым отделением кавитационных каверн, $\chi \ll 1$ режим суперкавитации. В закрученном потоке возникает значительный радиальный градиент давления и использование средней скорости V в формуле для χ теряет смысл. Поэтому для описания кавитации непосредственно в гидротурбинах вводят число Тома:

$$\sigma = \frac{NPSH}{H}$$

где

$$NPSH = \frac{P}{\rho g} - \frac{P_n}{\rho g} + \frac{V^2}{2g}$$

Помимо σ при модельных кавитационных испытаниях необходимо выдерживать подобие по числу Фруда (Fr). Число Фруда влияет на распределение кавитации в

жидкости, так как определяет градиент давления относительно размера гидроагрегата. Его можно выразить следующим образом:

$$Fr = \sqrt{\frac{E}{gD}}$$

Выполнение подобия по числу Fr требует, чтобы расход на модели был очень низким, настолько, что перестает выполняться подобие по числу Re , которое перестает попадать даже в начало зоны автомодельного режима течения. Таким образом число Fr на прототипе, как правило меньше, чем на модели уменьшенного масштаба.

Для отсасывающих труб определяющим параметром является коэффициент восстановления давления, характеризующий их эффективность:

$$Cp = \frac{P_{out} - P_{in}}{\frac{\rho V^2}{2}}$$

где P_{in} – среднее давление в сечении на входе в отсасывающую трубу, P_{out} - на выходе из отсасывающей трубы, V – среднерасходная скорость за рабочим колесом турбины. Кинетическая энергия потока за рабочим колесом считается потраченной, и только благодаря установке отсасывающих труб диффузорной формы возможно преобразовать часть этой кинетической энергии в дополнительное разрежение по рабочим колесом, тем самым увеличивая полный КПД гидроагрегата [3].

Также стоит упомянуть основное энергетическое уравнение гидротурбины [37–39], определяющее взаимосвязь между кинематическими характеристиками потока, протекающего через рабочее колесо и предполагаемым гидродинамическим напором.

Момент на рабочем колесе можно записать как:

$$M = \rho \int r w_1 u dS_1 - \rho \int r w_2 u dS_2$$

где 1 обозначает вход рабочего колеса, 2 – выход.

Если ввести осредненную по расходу окружную скорость $(rw)^*$

$$(rw)^* = \frac{1}{Q} \int r w u dS$$

то крутящий момент можно переписать как:

$$M = \rho Q [(rw_1)^* - (rw_2)^*]$$

Тогда механическую мощность легко найти, умножив момент на угловую скорость

$$P = \omega * M$$

Максимально возможная доступная исходя из значения напора мощность:

$$P_{\text{макс}} = \rho Q g H$$

Полагая что, окружная скорость, с которой жидкость вращается совместно с рабочим колесом $w = \omega r$ и приравнивая значения мощности с учетом КПД (η), получаем уравнение:

$$\eta g H / \omega = [(r w_1)^* - (r w_2)^*],$$

которое и называется основным уравнением Эйлера для гидротурбин и позволяет установить взаимосвязь между энергетическими, рабочими и кинематическими параметрами гидроагрегата.

Вводя безразмерные параметры расхода (φ), энергии (ψ) и потока момента количества движения в осевом направлении (m), получаем:

$$\varphi = \frac{Q}{(\omega R) * \pi R^2}$$
$$\psi = \frac{g H}{(\omega R)^2 / 2}$$
$$m = \frac{M}{(\omega R)^3 * \pi R^2}$$

Тогда уравнение Эйлера выглядит как:

$$\eta \varphi \frac{\psi}{2} = m_1 - m_2$$

Таким образом рабочий режим гидротурбины можно охарактеризовать двумя параметрами (φ ; ψ) что в дальнейшем позволяет сопоставлять рабочие характеристики различных турбин в координатах (m , φ), не углубляясь в структуру течения за рабочим колесом [38].

1.3 Методы исследования потока

Развитие современных систем диагностики потока таких как: цифровая трассерная визуализация (PIV) [40–43], лазерно-доплеровская анемометрия (ЛДА) [17,23,42,44,45], высокоскоростная визуализация способствовало значительному прорыву в вопросах изучения сложной структуры турбулентного многофазного закрученного потока, знания о котором необходимы для создания адекватных методик контроля и управления нестационарными явлениями, возникающими в проточном тракте гидротурбин. Стоит отдельно отметить работы [44,45] в которых по заказу Ленинградского металлического

завода был разработан и апробирован измерительный комплекс ЛАД05-ЛМЗ для измерений на крупномасштабном гидродинамическом стенде – модели турбины Френсиса с диаметром рабочего колеса 0.46 м. Сложность экспериментов заключалась в значительной двухфазности потока, использовании технической воды, а также в отсутствии качественного оптического доступа. В ходе работ удалось получить распределения осевой и тангенциальной скоростей в конусе отсасывающей трубы для четырёх рабочих режимов с погрешностью, не превышающей 6%. В дальнейшем это начинание в значительной мере поспособствовало созданию малых экспериментальных стендов с качественным оптическим доступом на базе Института теплофизики для изучения динамики течения в гидротурбинах в широком диапазоне рабочих режимов. А первые результаты, полученные на гидродинамическом стенде, сразу были использованы для верификации численных расчётов [46].

Использование системы PIV вместе с фазовым усреднением позволило определить положение центра ПВЯ и изучить его динамику за один оборот прецессии в различных сечениях для разных $Q/Q_{\text{ВЕР}}$ [41]. Было установлено, что амплитуда синхронных пульсаций давления сильно зависит от траектории и радиуса прецессии вихревого жгута, играющего ключевую роль во взаимодействиях потока в поворотном колене отсасывающей трубы. Gridon и др. [40] уделили особое внимание измерению радиальной компоненты скорости, анализ которой практически никогда не проводится ввиду сложности проведения измерений из-за значительной кривизны конуса отсасывающей трубы. Тем не менее, использование прецизионной калибровки и системы PIV позволило измерить эту компоненту. Показана значительная асимметрия профиля относительно оси, которая как правило, не учитывается в аналитических моделях. Nicolet и др. [47] в своей работе исследовали поведение ПВЯ в области, называемой “upper part load”, вблизи оптимального режима работы гидротурбины. Обычно частота прецессии, отнесенная к скорости вращения рабочего колеса, лежит в диапазоне 0.2-0.4, однако в ходе экспериментов была зарегистрирована частота пульсаций, на порядок превышающая ожидаемые значения, которую авторы связывают со скачкообразным изменением формы вихря. В ряде работ с использованием техники высокоскоростной визуализации, Wahl [48], Skripkin и др. [49], рассматривается расщепление одиночного вихревого жгута на два спиральных левовинтовых вихря, вращающихся в противоположных фазах, что приводит к изменению частоты прецессии и амплитуды, которое практически невозможно учесть

на стадии проектирования. Также с использованием техники высокоскоростной визуализации в работах [50–52] обнаружено явление перезамыкания вихревого жгута в результате, которого в потоке формируются кавитирующие вихревые кольца. Установлено, что данное явление является источником значительных аperiodических пульсаций давления в проточном тракте, ранее аperiodические пульсации упоминались как “pressure shock phenomenon” [53].

Активно, наряду с методами экспериментального моделирования, особенно при современных темпах роста вычислительных мощностей, развиваются методы компьютерного моделирования, описывающие вихревую динамику численными решениями уравнения Навье-Стокса при заданных граничных условиях и различных допущениях. В зависимости от поставленной задачи используют разные модели турбулентности (RANS, LES, DES и т.д.). Главным преимуществом использования численного моделирования является получение информации о структуре течения в областях, недоступных для оптических методов диагностики потоков [54–58].

Также использование вычислительных моделей упрощает ряд задач, связанных с оптимизацией геометрии, позволяя менять форму рабочего колеса и отсасывающей трубы значительно быстрее и дешевле чем в эксперименте [55,56,59–61]. Тем не менее, сложная, зачастую многофазная структура течения в гидротурбинах, а также проблема выбора модели турбулентности в численных расчётах требуют постоянной верификации экспериментальными данными. Их получение является важной и востребованной задачей, что в частности подтверждают успешные совместные работы, выполненные в Лаборатории экологических проблем теплоэнергетики с коллегами из Красноярского филиала ИТ СО РАН [46,59].

Отдельно стоит отметить три больших международных проекта, в рамках которых было произведено значительное количество экспериментов и проведены масштабные численные расчёты FLINDT [62,63], Turbine-99 [64–66], Francis-99 [67–72]. Именно большой объём экспериментальных данных, полученный на различных геометриях турбин, позволил значительным образом усовершенствовать численные подходы.

1.4 Режимы течения

В нормальном режиме гидротурбина работает при постоянной частоте вращения рабочего колеса n и оптимальном расходе $Q_{\text{ВЕР}}$ (“best efficiency point” – режим

максимального КПД) на который изначально была спроектирована. При регулировке гидротурбины путем изменения угла открытия направляющего аппарата происходит вынужденное изменение расхода воды, протекающего через рабочее колесо. Это приводит к тому, что в потоке на входе в отсасывающую трубу возникает избыточная тангенциальная скорость. Как правило, для радиально-осевых турбин весь диапазон открытия направляющего аппарата можно разделить на 4 зоны. Первая соответствует малым открытиям НА, из-за низкого КПД эта зона не представляет особого интереса. Во второй зоне увеличивается уровень вибрации, а также возрастают пульсации потока. Вследствие чего постоянная работа гидроагрегата в ней не рекомендована. В третьей зоне КПД достигает максимальных значений, кавитационный шум и вибрации гидроагрегата значительно снижаются. И в последней, четвертой зоне, не смотря на высокую производящую мощность гидроагрегата, работа гидротурбины запрещена, ввиду недопустимых вибраций гидроагрегата [73].

Более наглядно различные рабочие режимы можно представить, обратившись к треугольникам скоростей, имеющим место непосредственно за рабочим колесом гидротурбины типа Френсиса (Рис. 4). При уменьшении или увеличении расхода воды относительно оптимального в потоке возникает тангенциальная компонента скорости w направленная по или против часовой стрелки. Осевая компонента скорости u изменяется пропорционально расходу жидкости. Если предположить, что гидротурбина будет работать в режиме постоянного расхода, а варьироваться будет скорость вращения, то по аналогии с (Рис. 4) мы получим схожее семейство треугольников скоростей, в котором изменяться будет длина ωr , определяя режим течения.

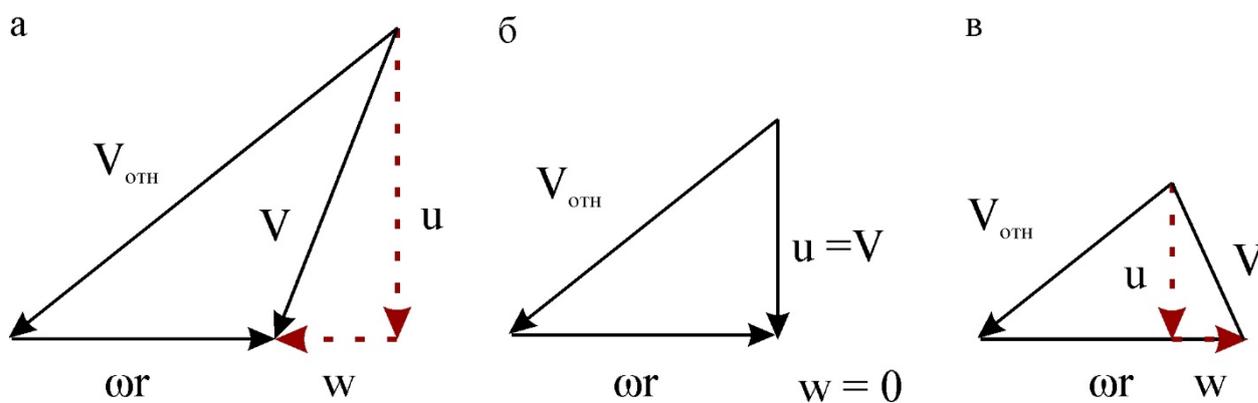


Рис. 4 а – режим частичной нагрузки, б – оптимальный режим, в – режим высокой нагрузки.

Когда расход в проточной части меньше оптимального $Q_{\text{ВЕР}}$, режим характеризуется как частичная нагрузка, в зарубежной литературе “part load”, этому режиму соответствует диапазон расходов $Q = 0.5-0.8Q_{\text{ВЕР}}$. Остаточная скорость w характеризует интенсивность закрученного течения. При дальнейшем уменьшении расхода до $Q = 0.3-0.5Q_{\text{ВЕР}}$ возникает так называемый режим слабой частичной нагрузки (“deep part load”) а при увеличении до $0.8-0.95 Q_{\text{ВЕР}}$ режим частичной нагрузки близкий к оптимальному (“upper part load”). Режим работы гидротурбины при расходе больше $Q_{\text{ВЕР}}$ классифицируют как режим форсированной или повышенной нагрузки (“full load”).

В теории, спроектированное на оптимальный режим рабочее колесо предполагает безотрывное обтекание передних кромок лопаток (безударный вход), а также что весь вращательный момент снимается рабочим колесом и вектор скорости с него будет без тангенциальной компоненты (нормальный выход). Однако на практике небольшая закрутка потока за рабочим колесом в оптимальном режиме, хоть и считается потерянной с энергетической точки зрения, улучшает характеристики отсасывающей трубы. В работе Фох и др. [74] показано, что коэффициент восстановления давления (C_p) в коническом диффузоре с небольшой закруткой выше, чем без нее. Данный результат также находит подтверждение в книге Смирнова [21], который ссылаясь на эксперименты ЛМЗ и ВИГМ подтверждает, что небольшая закрутка потока положительно влияет на кавитационные характеристики турбины и на КПД в целом, связывая это с лучшим обтеканием диффузорной части отсасывающей трубы, что приводит к меньшим потерям энергии.

В режимах частичной нагрузки, именно из-за остаточной закрутки потока в расширяющемся конусе отсасывающей трубы, формируется крупномасштабная зона рециркуляции, возникающая из-за осевого градиента давления, связанного с затуханием тангенциальной скорости. При достижении критических значений крутки на границе зоны возвратного течения наблюдается формирование ПВЯ. Зачастую ПВЯ имеет форму спирального вихря, визуализирующегося в потоке за счёт кавитации или естественными мелкими пузырьками воздуха. И именно ПВЯ признается одним из основных источников нежелательных пульсаций давления в проточном тракте. Различают два основных типа пульсаций давления связанных с его наличием, это асинхронные и синхронные пульсации [53,75–77]. Асинхронная составляющая — это локальные пульсации давления в отсасывающей трубе, связанные с вращательным движением вихревого ядра вокруг центральной оси. Синхронная составляющая имеет одинаковую амплитуду и фазу в

поперечном сечении, такие пульсации возникают из-за взаимодействия вихревого жгута с поворотным коленом отсасывающей трубы и распространяются по всему проточному тракту. Создавая колебания столба жидкости, они напрямую воздействуют на рабочее колесо и признаются наиболее опасными. Было установлено, что в отсасывающих трубах без поворотного колена данный тип пульсаций не наблюдается [78,79]. Механизм возникновения синхронных пульсаций с аналитической точки зрения хорошо описан в работе Fanelli [80].

Визуализацию течения в конусе отсасывающей трубы за рабочим колесом для различных режимов нагрузки турбины можно увидеть на (Рис. 5) [81].

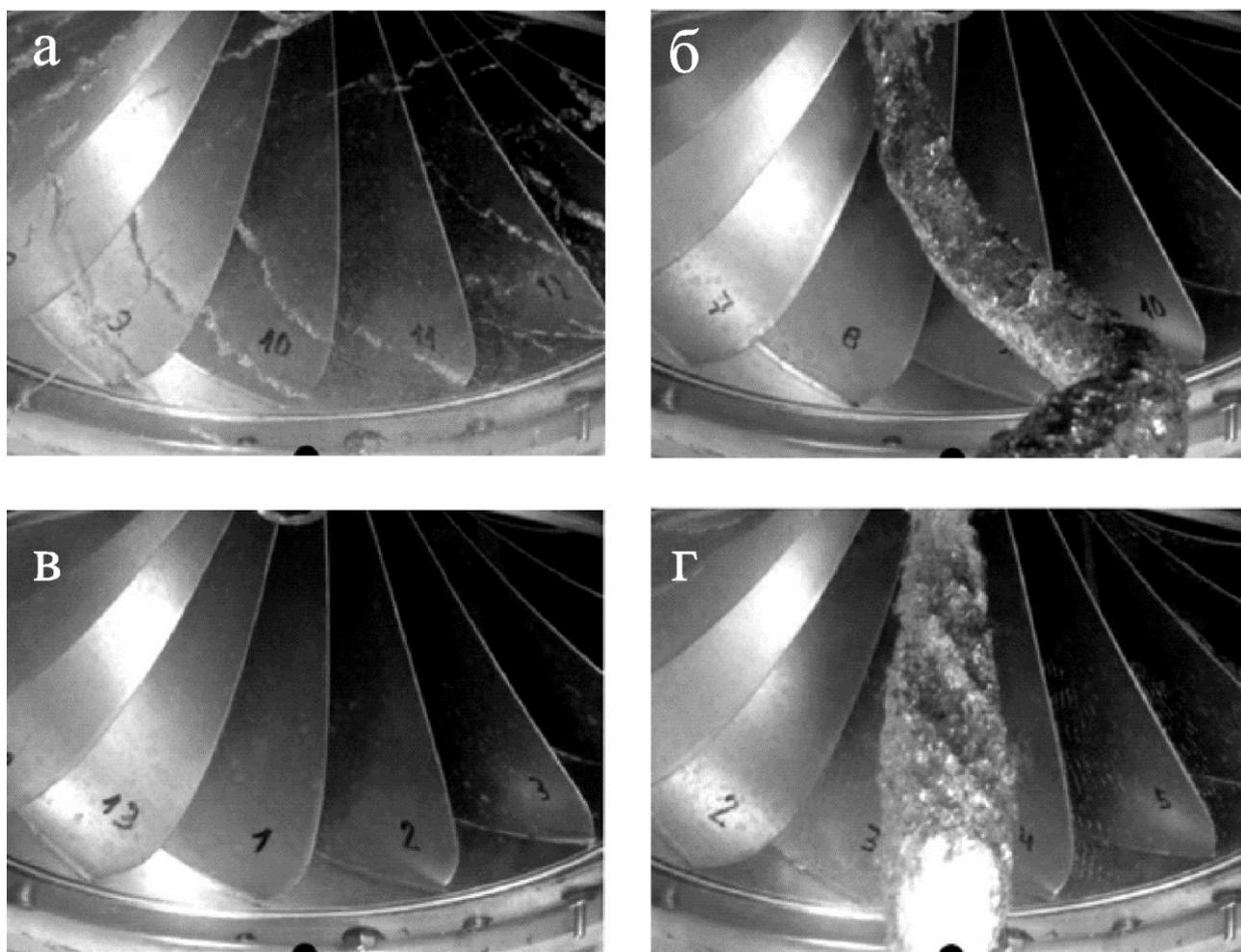


Рис. 5 Визуализация режимов течения при различной нагрузке (а) очень низкая нагрузка (б) – частичная нагрузка, (в) – оптимальный режим, безвихревая область, (г) – режим форсированной нагрузки.

В режиме частичной нагрузки в диапазоне $Q = 0.5-0.8Q_{\text{ВЕР}}$ ПВЯ имеет явно выраженную форму спирального левовинтового вихря, частота прецессии лежит в диапазоне $0.2-0.4n$ (n - скорость вращения рабочего колеса), а пульсации давления на

стенке имеют периодическую форму с острыми пиками давления, направленными вниз. В ряде турбин в очень узком диапазоне, не более 5% от оптимального расхода, наблюдается явление перестроения одиночной вихревой спирали в двойную [48,49,79]. Такой переход сопровождается значительным изменением топологии вихря – при формировании двойной вихревой структуры радиус прецессии увеличивается, а пространственный шаг уменьшается. Интересным является тот факт, что частота пульсаций давления, регистрируемых в отсасывающей трубе, увеличивается более чем в два раза, от 2.2 до 2.7 раз, что не учитывается при использовании простых аналитических моделей. Несмотря на это, двойная вихревая структура не оказывает значительного влияния на проточный тракт, а амплитуда пульсаций давления, по сравнению с одиночным вихрем, незначительна. Для режима с очень низким расходом 0.2-0.4 $Q_{\text{ВЕР}}$ характерно формирование межлопастных кавитирующих вихрей, которые вызывают нежелательную вибрацию лопастей рабочего колеса и изучены недостаточно широко ввиду отсутствия полноценного оптического доступа на модельных турбинах, что делает использование методов численного моделирования наиболее востребованными. Следует отметить, что ПВЯ в этом режиме не имеет явно выраженную спиральную форму, а представляет собой переплетение мелких неорганизованных вихрей, а пульсации давления теряют свою периодическую форму [53,82–85].

В режиме частичной нагрузки близкой к оптимальной вихревой жгут всё ещё имеет спиральную форму, однако радиус вихревого ядра заметно уменьшается при приближении к $Q_{\text{ВЕР}}$ [47,79,86–88]. Помимо пульсаций давления связанных с вращательным движением вихревой спирали, были обнаружены пульсации более высокой частоты [47], лежащие в диапазоне 2-4 оборотной частоты вращения рабочего колеса. Проведенная визуализация потока с одновременным измерением давления показала, что ПВЯ в данном режиме имеет эллиптическое сечение, вращающееся с частотой, регистрируемой в спектре пульсаций давления. Данная структура вихря приводит к модуляции колебаний давления, связанных с прецессией, вращательным движением. В другой работе [89] показано, что форма ПВЯ в режиме с небольшой остаточной закруткой, соответствующем 0.8-0.9 $Q_{\text{ВЕР}}$, скачкообразно изменяется – уменьшается пространственный период и радиус прецессии, что приводит к резкому в 3-5 раз увеличению частоты прецессии.

Следует обратить внимание на интересное и всё ещё не изученное явление, называемое “pressure shock”, которое представляет отдельный интерес. Данное явление упоминается в литературе в контексте частичного схлопывания кавитационной каверны вихревого жгута, при котором генерируется мощная волна давления, превышающая пульсации давления от ПВЯ. Dörfler и др. [53] упоминает, что “shock phenomenon” регистрируется на прототипах гидротурбин различного типа вблизи $0.85-0.9 Q_{\text{ВЕР}}$ в очень узком диапазоне расходов. Предположительно это связано с переходом между различными формами ПВЯ из-за его неустойчивости в результате небольшого параметра крутки потока. Относительно недавно на упрощенной модели гидротурбины [90,91] а позднее на уменьшенной копии турбины Френсиса [52] было обнаружено явление перезамыкания вихревой спирали [92]. В результате неустойчивости вихревой системы при небольшом параметре крутки, соседние витки вихря из-за индуцированного движения начинают сближаться друг с другом, формируются вихревые мостики и часть вихревой спирали в форме вихревого кольца с большой скоростью отрывается. Высокоскоростная визуализация, синхронизованная с измерением давления на стенке отсасывающей трубы позволила установить, что именно вихревые кольца ударяющиеся о стенку отсасывающей трубы являются источником значительных аperiodических пульсаций давлений [90]. В этом связи перспективной представляется аналитическая модель разработанная Куйбиным [93], позволяющая описать импульс давления на стенке отсасывающей трубы при различных углах подлета вихревого кольца.

В случае отрицательной закрутки при высокой нагрузке $Q = 1.1Q_{\text{ВЕР}}$ спиральная форма ПВЯ наблюдается крайне редко. Обычно в таком режиме вихревой жгут имеет форму осесимметричной парогазовой полости. Несмотря на отсутствие прецессионного движения в таком режиме регистрируют периодические синхронные осцилляции давления, а также колебания мощности гидроагрегата [17,18,94–99].

Последние работы [16,17] показали, что в режиме высокой нагрузки формируется осесимметричная кавитационная полость, при этом регистрируются самовозбуждающиеся колебания давления, которые приводят к взаимодействию столба жидкости с подвижными элементами турбины, вызывая значительные колебания мощности гидротурбины, и которые передаются в электрическую сеть и являются угрозой для стабильности сети и безопасной работы всего гидроагрегата. Посредством техники высокоскоростной визуализации и ЛДА измерений, сопоставленных с

измерением давления, показано, что поток через рабочее колесо и соответственно вращательный момент на валу, критически изменяются за счет циклического роста и полного схлопывания кавитационной полости на тыльной стороне лопастей рабочего колеса. Это сопровождается значительным изменением закрутки потока в конусе отсасывающей трубы, в свою очередь, приводящее к дыхательному движению (“breathing motion”) кавитационной каверны (Рис. 6). Также увеличение гидравлического сопротивления проточной части из-за роста диаметра полости может приводить к уменьшению расхода (уменьшению крутки), что в свою очередь снова приводит к уменьшению объёма полости и циклическому повторению процесса.

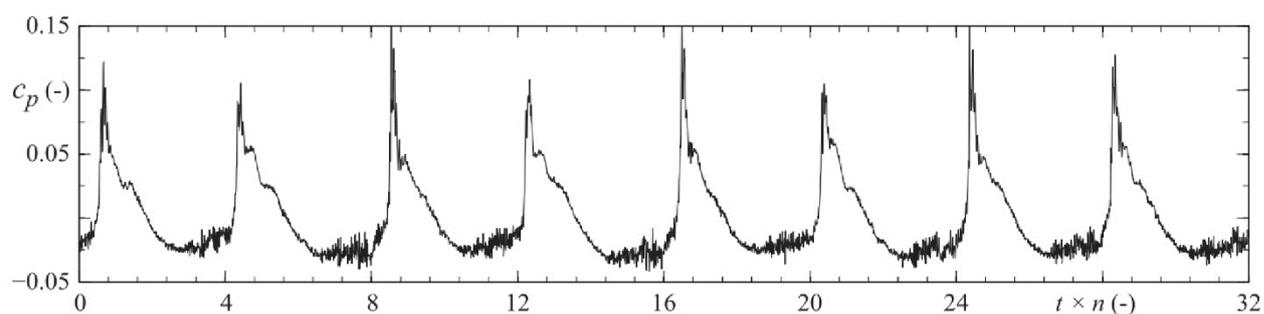
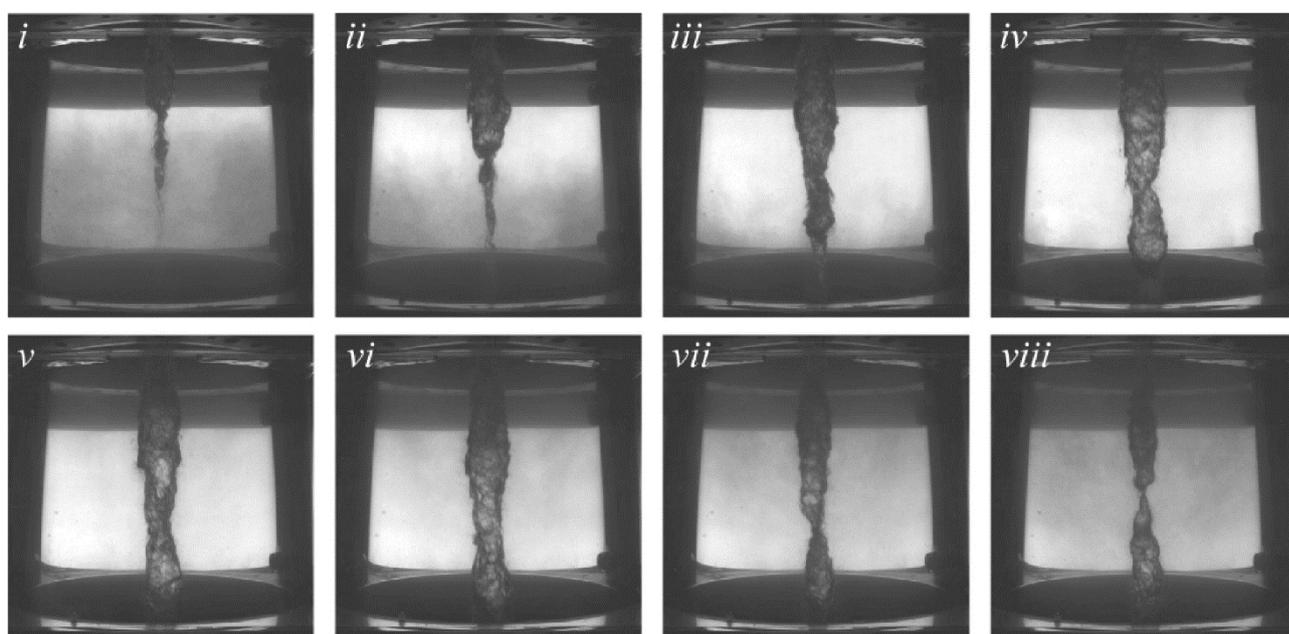


Рис. 6 Визуализация изменения объёма кавитационной полости в режиме высокой нагрузки и реализация сигнала давления, демонстрирующая периодические осцилляции давления, связанные с циклическим изменением объёма полости [17].

1.5 Управление ПВЯ

Так как ПВЯ является одним из основных источников нежелательных пульсаций давления, приводящих к снижению эффективности и надежности гидроагрегатов, помимо его фундаментального исследования важной задачей становится управление и контроль данного явления. Значительный экспериментальный опыт накопленный в ходе проведения исследований на модельных стендах и промышленных установках предъявляет ряд требований к разработке методики управления нестационарными процессами в гидротурбинах: устранение причин возникновения ПВЯ, а не последствий, связанных с его наличием, увеличение, а не снижение общего КПД гидротурбины, возможность гибкого управления в зависимости от режима работы гидротурбины.

Многочисленные экспериментальные подходы для управления закрученным потоком можно классифицировать в две категории: пассивные методы и активные. К пассивным методам относятся установка ребер [100–102] и крестовин различного типа [103,104] в конусе отсасывающей трубы, перфорация лопаток и конуса обтекателя [105,106], к активным: инъекция воздуха [107–115] или подача струи воды с периферии или через кончик обтекателя [116–118].

Путем установки “J –groove” (вертикальных ребер с различным соотношением ширины ребер и глубины) в конусе отсасывающей трубы интенсивность крутки в коническом диффузоре модельной турбине значительно снижается, вплоть до 60% от максимальной интенсивности. С увеличением начальной закрутки потока, эффект становится сильнее. Полного подавления ПВЯ не наблюдалось, однако датчики давления на стенке отсасывающей трубы показали снижение пульсаций в диапазоне 20-40% в зависимости от рабочего режима [101]. Более детальный анализ влияния “J-grooves” проведен в численной работе КС и др. [102]. Показано, что увеличение высоты ребер более 10 мм приводит к снижению эффективности турбины на 0.7%, а при уменьшении высоты, установка ребер перестает оказывать значительное влияние на закрученный поток. Тангенциальная компонента скорости при сравнении геометрии с ребрами и без таковых значительно снижается, также уменьшается ширина области возвратного течения. В режимах высокой нагрузки установка ребер не оказывает должного эффекта, а сами ребра испытывают значительные динамические нагрузки и являются дополнительным источником концевых кавитирующих вихрей.

Перфорация рабочего колеса [105] замедляет возникновение кавитации на внутренней стороне лопаток. Место для перфорирования лопатки определялось

посредством CFD расчёта как точка с наибольшим локальным перепадом давления. После перфорирования давление выравнивается. Продemonстрировано значительное уменьшение площади кавитационной каверны, а также изменение формы ПВЯ в конусе ОТ. По сравнению с неперфорированным корпусом амплитуда вибрации и кавитационный шум перфорированного рабочего колеса были значительно сокращены. Также перфорирование уменьшило амплитуду флуктуаций давления на входе в отсасывающую трубу.

Подача воздуха при небольшом объёмном газосодержании позволяет не только снизить амплитуду пульсаций давления на стенке ОТ [107,111,119–122], но также управлять частотой прецессии вихря [108,114], смещая её в сторону от условий резонанса. Причем место подачи воздуха: через центр обтекателя рабочего колеса или с периферии на входе в отсасывающую трубу имеет важное значение с точки зрения увеличения КПД турбины. Увеличение эффективности гидротурбины при инъекции воздуха с периферии практически не зависит от среднерасходного газосодержания, в свою очередь КПД при подаче воздуха через обтекатель имеет максимум при $\beta = 0.3\%$, а начиная с $\beta = 1\%$ воздействие воздуха становится негативным. Схожее воздействие на подавление ПВЯ оказывает подача струи воды через центр обтекателя [123,124]. Однако если при инъекции воздуха эффект достигается уже при 0.5% расходного газосодержания, то при подаче струи воды необходимо обеспечить не менее 10% от среднего расхода через турбины для воздействия на ПВЯ, что приводит к снижению общего КПД гидротурбины.

Альтернативным подходом для минимизации эффекта возникновения ПВЯ является оптимизация геометрии рабочего колеса при сохранении КПД гидротурбины. Очень важно, чтобы данная геометрия была оптимизирована (с точки зрения возникновения ПВЯ) в широком диапазоне режимов, в свою очередь, для того чтобы просчитать каждую такую геометрию, необходим нестационарный численный расчёт (CFD), требующий высоких вычислительных мощностей, а также занимающий долгое время, что значительным образом затрудняет задачу оптимизации [125,126] и требует постоянной верификации натурным экспериментом.

Более совершенный подход к оптимизации геометрии рабочего колеса и проточного тракта представлен в работах [127,128]. Авторы решали оптимизационную задачу с использованием многоцелевого генетического алгоритма (MOGA), рассматривая большое количество различных геометрий. Так в одной серии экспериментов геометрия

рабочего колеса была параметризована двадцатью восьмью независимыми параметрами, а геометрия отсасывающей трубы - девятью. Циклический процесс алгоритма позволяет отбирать наилучшие варианты, варьируя параметры, а затем на их основе строить следующие геометрии. Одним из основных результатов стало уменьшение массы рабочего колеса на 15% без снижения прочностных характеристик, а также увеличение КПД гидротурбины на 0.8%, причем было показано единообразное повышение эффективности начиная от частичной и заканчивая форсированной нагрузкой.

Однако для наиболее эффективного управления ПВЯ и предсказания условий его формирования необходимо развитие аналитических подходов, позволяющих описывать закрученный одно- и двухфазный поток при наличии крупномасштабных вихревых структур.

1.6 Закрученный поток, аналитические модели

При изучении закрученного потока в цилиндрических и конических трубах было установлено, что из-за наличия тангенциальной составляющей компоненты скорости в потоке существует радиальный градиент давления. В диффузоре расширение канала и, как следствие, замедление тангенциальной компоненты является источником отрицательного осевого градиента давления, что приводит к формированию на оси симметрии точки полной остановки потока и зоны рециркуляции за ней. Такое явление называют распадом вихря (“vortex breakdown”) [129,130], визуализация нескольких типов которого приведена на Рис. 7.

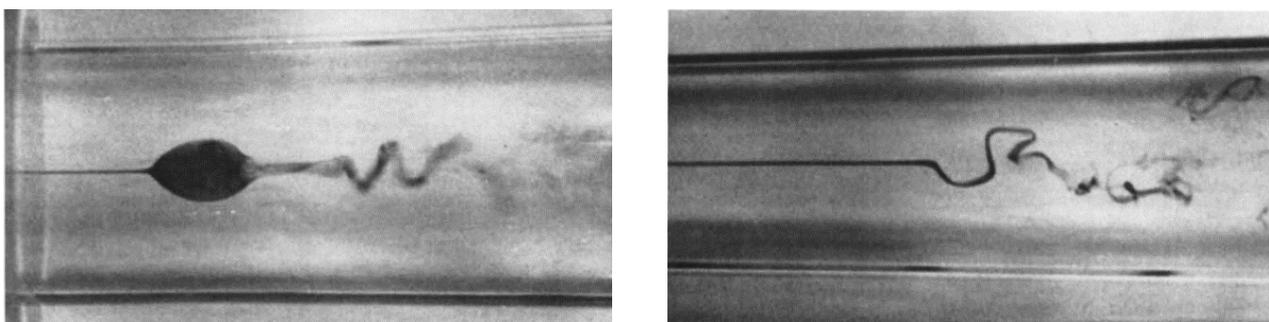


Рис. 7 Визуализация чернилами пузырькового (слева) и спирального (справа) распада вихря [131].

Существует многочисленное описание типов распада, классификация которых до сих пор не является общепринятой, однако рассматривая закрученный поток в гидротурбинах, уместно будет упомянуть спиральный тип распада вихря, в форме

прецессирующего вихревого ядра. Согласно работе Lucca-Negro и Doherty [132] одной из первых работ в которой предположительно наблюдалось явление спирального распада является работа Vonnegut [133] по вихревому свистку. Vonnegut установил, что частота акустических колебаний пропорциональна расходу воздуха через него а также линейно зависит от длины трубы. Десятилетием позднее Chanaud [134] используя схожую геометрию свистка провел серию экспериментов используя воду в качестве рабочей среды, визуализируя вихревой поток добавлением маленьких пузырьков воздуха. Пузырьки концентрировались в приосевой зоне визуализируя прецессионное вихревое движение вблизи оси. Это же подтвердили данные с микрофона, расположенного вблизи поверхности воды, который регистрировал периодические осцилляции. Помимо спиральной формы распада вихря [129], генерирующей пульсации давления, в ряде работ [135,136] предлагается новая форма прецессии вихревого ядра, когда ось вихря на выходе из сопла отклоняет от оси симметрии и начинает вращение как единое целое. Более подробную информацию об изучении распада вихря, его классификации и формах можно найти в классических работах Hall [137], Leibovich, [131], Benjamin [138], Сарпкая [129], Алексеенко и др. [139] а также в обзорной работе Lucca-Negro и Doherty [132].

Закрученный турбулентный поток при высоких числах Рейнольдса в широком диапазоне инженерных приложений помимо числа Re принято описывать одним безразмерным параметром – параметром крутки или закрутки [140]. Введению подобного интегрального параметра послужила работа Лойцанского [141], являющейся одной из первых работ в которой рассматриваются законы сохранения в закрученном потоке. Лойцанский в первом приближении решает задачу о распространении закрученной струи в пространстве, затопленной той же жидкостью. Опуская математические расчёты, запишем равенство, показывающие неизменность количества движения вдоль струи

$$G_x = \int_0^{\infty} 2\pi(p + \rho u^2) dr = const \quad (1.1)$$

Также была установлена формула, показывающая сохранение момента количества движения вдоль струи:

$$G_{\theta} = \int_0^{\infty} 2\pi r^2 u w dr = const \quad (1.2)$$

где u – осевая скорость, w – окружная скорость, p – локальное давление, r – радиальная координата.

Опираясь на работу Лойцанского, десятилетием позже Chigier и др. [142–144] в своих экспериментальных работах ввели безразмерное соотношение характеризующее интенсивность закрутки потока $S = G_\theta/G_x \cdot r$. В первом приближении именно этот безразмерный критерий при достижении критического значения ~ 0.6 позволяет предсказать наличие нестационарной вихревой структуры в форме ПВЯ, а также устанавливает взаимосвязь между амплитудно-частотными характеристиками и интенсивностью закрученного течения.

В ходе экспериментов по изучению закрученной струи были получены распределения осевой и окружной компонент скоростей, а также распределение давления при различной интенсивности закрутки. Установлено, что с увеличением закрутки возникают значительные радиальные и осевые градиенты давления, приводящие к формированию крупномасштабной зоны рециркуляции потока. Радиальный градиент давления связан со значительной окружной скоростью на периферии, приближенно его можно записать как

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho w^2}{r}, \quad (1.3)$$

пренебрегая вкладом турбулентных пульсаций. При высокой закрутке потока было получено хорошее соответствие между экспериментальными данными и рассчитанным значением давления. В свою очередь, осевой градиент давления возникает в результате затухания окружной скорости вниз по потоку: данное условие может быть достигнуто за счёт расширения закрученной струи в свободном пространстве или искусственно в диффузорном канале. Возникновение возвратного течения в закрученном потоке подробно описано в работе Gore и Ranz [145]. Более полный обзор по эффектам закрутки и их техническим приложениям, а также многообразию закрученных потоков в целом можно найти в книге Гупта и др. [140]

Возвращаясь к параметру крутки, стоит отметить, что наиболее полное его определение, с учетом вклада турбулентных пульсаций

$$S = \frac{\int_0^\infty (\rho u w + \rho \overline{u'w'}) r^2 dr}{R \int_0^R [\rho u^2 + \rho \overline{u'^2} + (p - p_\infty)] r dr} \quad (1.4)$$

на практике практически не используется. Это связано с тем, что распределение давления в технических устройствах и модельных стендах зачастую неизвестно, ввиду сложности его измерения при условии минимального возмущения потока.

Следуя работам [23,77,146,147], рассмотрим различные упрощения, применяемые к уравнению (1.4). Наиболее простым представляется возможным отбросить вклад давления и турбулентную составляющую потока:

$$S = \frac{\int_0^{\infty} \rho u w r^2 dr}{R \int_0^R \rho u^2 r dr} \quad (1.5)$$

Однако при больших значениях параметра крутки пренебрежение вкладом от давления становится недопустимым. Если предположить, что распределение тангенциальной скорости имеет модельное распределение твердотельного вращения $w = w_{\max}*(r/R)$ то перепад давления $p - p_{\infty}$ можно заменить на $(w^2 - w_{\max}^2)/2$, однако как показывают эксперименты такое приближение имеет место при умеренной закрутке потока [142] а при большой закрутке распределение давления лучше получить из (1.3). Тогда для параметра крутки имеем:

$$S = \frac{\int_0^{\infty} \rho u w r^2 dr}{R \int_0^R \left[\rho u^2 - \int_r^R \rho (w^2/r) dr \right] r dr} \quad (1.6)$$

Если помимо твердотельного вращения использовать предположение о равномерном распределении осевой скорости $u = V$, уравнение (1.4) можно представить, как

$$S = \frac{G/2}{1 - (G/2)^2}, \quad (1.7)$$

где $G = |w_{\max}|/V$.

Несмотря на столь грубое приближение, показано [144] удовлетворительное соответствие в области малой крутки, (Рис. 8.) между интегральным и рассчитанным параметром S .

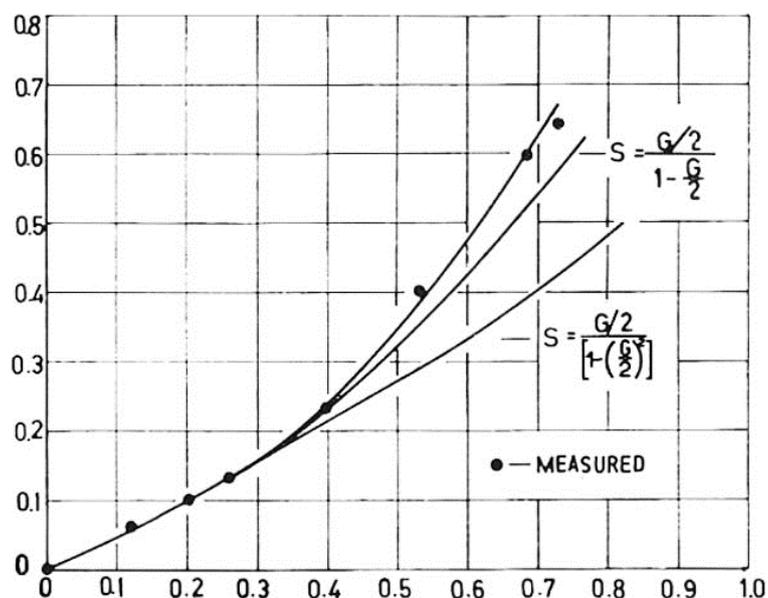


Рис. 8 Сравнение зависимости интегрального параметра крутки измеренного в потоке и аналитических выражений [144]

При $S < 0.25$ выражение (1.7) обеспечивает лучшее согласие с экспериментальными данными.

Несмотря на то, что зачастую в качестве наиболее простого эмпирического критерия формирования ПВЯ в потоке используют интегральный параметр крутки, интегрирование скорости, большое количество допущений при расчете, а также различные геометрические особенности не позволяют однозначно связать структуру закрученного течения с одним численным параметром, а введенное критическое значение $S = 0.6$ [148] крайне условно и зависит от большого количества граничных условий [149]. Более того, в работе [147] показано, что при одном и том же интегральном параметре крутки при использовании для создания закрутки потока устройств тангенциального и лопаточного типа, течение значительным образом отличается, что в конечном счете значительно осложняет применимость интегрального параметра для предсказания возникновения ПВЯ и тем более его частоты прецессии. Тем не менее, в рамках класса устройств, моделирующих течение в гидротурбинах в диапазоне малых и умеренных значений параметра крутки потока ($S = 0-0.8$), выделяют область, где частота прецессии вихревого жгута линейным образом зависит от параметра крутки, а критическое значение S , начиная с которого появляются периодические пульсации давления, лежит в диапазоне $0.5-0.6$ [23,77].

Что касается прогнозирования частоты пульсаций в гидротурбинах, связанных с формированием ПВЯ, самой простой оценкой, предложенной Rheingans [13], можно считать:

$$f = \frac{n/60}{3.6}$$

где n – частота вращения рабочего колеса [об/мин]. Данная оценка основывалась на наблюдениях, проводимых на реальных ГЭС, и описывала частоту пульсаций с наибольшей амплитудой. Более аккуратную оценку основываясь на результатах серии экспериментов по закрученному потоку в отсасывающих трубах различной геометрии, сделали Falvey и Cassidy [150]

$$f = \frac{Q}{D^3} \left(0.54 \frac{\Omega D}{\rho Q^2} + 0.31 \right)$$

где Ω – поток момента количества движения после лопаточного закручивающего устройства.

Однако, так как данное соотношение было установлено экспериментально для конкретных геометрий, хорошего обобщения с другими гидроагрегатами ожидать не следует.

Более продвинутые подходы, учитывающие структуру закрученного потока и форму ПВЯ, появились позднее. В работе Fanelli [80] рассматривалась задача об индуцированном спиральном вихре поле скорости. Были введены такие параметры как шаг винтовой структуры l , радиус прецессии r , радиус ядра $2\mu R$. Важно, что данная задача рассматривалась непосредственно применительно к режимам течения в отсасывающих трубах гидротурбин. Главным допущением модели являлось то, что самоиндуцированная скорость вихря не рассматривалась.

Wang и Nishi [151,152], опираясь на работу Ricca [153], в которой проведен анализ влияния кручения на динамику спиральных вихревых нитей, предложили квазитрехмерную математическую модель, описывающую закрученный поток со спиральным вихревым ядром в отсасывающей трубе. В модели поток в трубе рассматривается как суперпозиция осесимметричного основного потока и потока, индуцированного бесконечной спиральной вихревой нитью в трубе, в предположении, что тангенциальная скорость основного потока имеет распределение, характерное для модели вихря Рэнкина.

Для вращательной частоты вихревого ядра было получено:

$$f = \frac{\Gamma R_w}{2\pi r_a^2 Q} \left[\frac{r_a^2}{1 - r_a^2} \frac{\Gamma}{\Gamma_a} + 0.6321 \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_a} \right) \right]$$

где r_a безразмерное расстояние от центра оси до центра вихревого ядра, Γ , Γ_a циркуляции основного закрученного потока и вихревого жгута, R_w радиус трубы, Q – расход.

Куйбин и Окулов разработали наиболее полную модель вихревого течения, позволяющую определить частоту прецессии вихря с учетом геометрических особенностей спирали, принимая во внимание винтовую симметрию поля скорости $V(r, \varphi, z) = V(r, \varphi - z/l, 0)$ [154,155]. При шаге винтовой структуры много больше радиуса частота прецессии выражается как

$$f = \frac{\Gamma}{4\pi^2 a^2} \left[\frac{a^2}{R^2 - a^2} - \frac{a^2}{2l^2} \left(2\beta - 2 + \ln \frac{R^2 - a^2}{R^2} + \frac{R^2 - a^2}{R^2} + \ln \frac{2l}{\varepsilon} \right) + O \left(\frac{a^4}{l^4} \ln \frac{l}{a} \right) \right]$$

Конечную формулу [149] для частоты прецессии вихревого жгута можно представить, как суперпозицию четырёх составляющих, учитывающих вклад от кривизны и кручения вихря, внешних стенок трубы, скорости на оси:

$$f = f_k + f_\tau + f_R + f_\beta$$

где:

$$f_k = -\frac{1}{4\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{1}{\tau(1 + \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \log \left[\frac{a}{\varepsilon} (1 + \tau^2) \right]$$

$$f_\tau = -\frac{1}{4\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{1}{\tau(1 + \tau^2)^{\frac{1}{2}}} \times$$

$$\left[\log \left[\frac{\tau}{1 + \tau^2} \right] + \frac{1 + 1.455\tau + 1.723\tau^2 + 0.711\tau^3 + 0.616\tau^4}{\tau + 0.486\tau^2 + 1.176\tau^3 + \tau^4} - \frac{1}{4} - 2 \frac{(1 + \tau^2)^{1/2}}{\tau} \right]$$

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{1 + \tau^2}{\tau^2} \left(\frac{a^2}{R^2 - a^2} - k \log \frac{R^2 - a^2}{R^2} \right)$$

$$f_\beta = -\frac{1}{2\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{\beta}{\tau^2}$$

Позднее, данная модель, позволяющая предсказать распределения скоростей в закрученном потоке с учетом винтовой симметрии потока была верифицирована экспериментальными данными, полученными на модельной турбине Френсиса в режиме частичной нагрузки [156].

Экспериментальное подтверждение предположения о винтовой симметрии потока, а также дальнейшее развитие модели для различных закрученных потоков также

продемонстрировано в фундаментальной работе Алексеенко и др. [157]. Тем не менее, общепринятой мировым сообществом аналитической теории нестационарных вихревых структур пока нет.

Когда ПВЯ теряет свою спиральную форму и переходит в осесимметричную вихревую каверну, например, в режимах форсированной нагрузки гидротурбины, аналитические подходы, основанные на винтовой симметрии потока, перестают работать. В работе Chen и др. [94] было установлено, что диффузорный эффект дестабилизирует вихревую систему а частота осцилляций кавитационной полости определялась через кавитационную податливость и эффективную длину отсасывающей трубы. В общем случае при длинном водоводе амплитуда колебаний расхода за рабочим колесом выше, чем перед ним. Используя значения кавитационной податливости, а также значения коэффициента чувствительности по расходу из CFD расчётов, Flemming и др. [158] предсказали нестабильность в режиме форсированной нагрузки основываясь на анализе собственных функций. Позже, основываясь на экспериментальных данных, полученных на уменьшенной модели турбины Френсиса и данных численного моделирования, Alligné и др. [18] предложили новую гидроакустическую модель для вихревого жгута в режиме форсированной нагрузки, которая в отличие от предыдущих учитывает дополнительную диссипацию, связанную с термодинамическим обменом между парами воды и окружающей его жидкостью. В конечном итоге необходимо учитывать три ключевых параметра: это кавитационная податливость, коэффициент чувствительности по расходу и вязкоупругое затухание. Было установлено, что нелинейность этих параметров необходима для достижения цикла роста кавитационной каверны.

Другие подходы к описанию нестационарных процессов в гидротурбинах, связанных с наличием ПВЯ, можно найти в работах [159,160]. Alligne и др. разработали одномерную модель отсасывающей трубы для прогнозирования кавитационных пульсаций давления в условиях частичной и форсированной нагрузки [159]. Модель получена из уравнений движения потока и непрерывности, включая конвективные члены, не учтенные в ранних моделях. Susan-Resiga и др. [160] получили аналитическое представление закрученного потока, в котором безразмерный расход был выбран в качестве независимой переменной. Было обнаружено, что средние распределения скоростей могут быть представлены как суперпозиция трех элементарных вихрей. Pasche и др. на основе линейного глобального анализа устойчивости интерпретировали вихревой

жгут как глобальную нестабильную собственную моду [161]. Вблизи точки распада вихря спиральное возмущение развивается вокруг осредненного по времени поля потока и растет во времени, формируя прецессирующий вихрь, причем частота и структура этого неустойчивого возмущения хорошо согласуется с численными расчетами.

Вышеупомянутые модели и подходы подчеркивают актуальность получения количественных экспериментальных данных, необходимых для дальнейшего развития аналитических моделей и вычислительных методик, а также для более глубокого понимания отдельных эффектов, связанных с ПВЯ, с целью повышения эффективности и надежности работы гидроагрегатов.

Также в заключении обзора хотелось бы выделить основные мировые центры по изучению вопросов гидроэнергетики: Laboratory for Hydraulic Machines, Lausanne, Switzerland [17,41,84,162], ПАО “Силовые машины” [26,44,163,164] , Department of Hydraulic Machinery University Politehnica Timisoara, Romania [32,117,125,165], Norwegian Hydropower Center, Norwegian University of Science and Technology [166–169], Andritz Hydro AG, Switzerland [170], China Institute of Water Resources and Hydropower Research, Beijing, State Key Laboratory of Hydro Science and Engineering, Department of Thermal Engineering, Tsinghua University, Beijing, State Key Laboratory of Hydro-power Equipment, Harbin, China [171–176], Department of Fluid Engineering, Technická Brno, Czech [29,177,178], Hydraulic Machines Laboratory LAMH, Laval University, Quebec, Canada [179–181] . Именно эти научные центры и их коллективы задают вектор современного развития гидроэнергетики.

Приведенный обзор литературы не претендует на полноту списка исследований, посвященных закрученному потоку, распаду вихревого ядра и изучению сложной структуры течения за рабочим колесом гидротурбины, тем не менее в достаточной мере отражает современное состояние исследований, а также способствует постановке новых актуальных научных задач.

1.7 Заключение по главе

Изучение закрученного потока привлекает большое количество исследователей, использующих как теоретические, так и экспериментальные подходы, о чем говорит большое количество научных работ, уровень которых с развитием методик исследований постоянно растет. Мировым сообществом признается, что формирование прецессирующего вихревого ядра в потоке является одним из основных источников нежелательных вибраций гидроагрегатов. Переход от натуральных условий к экспериментальному моделированию, большое количество режимов течения, а также разнообразные граничные геометрические условия делают задачу изучения нестационарных явлений трудоемкой. Возникновение кавитации также приводит к усложнению как с точки зрения экспериментальных подходов, так и при аналитическом представлении.

Аналитические подходы при представлении вихревого течения достигли определенных результатов, однако совершенной и удобной модели, позволяющей предсказать формирование ПВЯ и его амплитудно-частотных характеристик пока нет. Для дальнейшего совершенствования аналитических подходов и методов численного моделирования необходимо получение достоверных экспериментальных данных, включающих распределения скоростей и давления, в широком классе закрученных течений. Также более детального изучения требуют экзотические режимы течения, наблюдающиеся в узких диапазонах режимов работы гидроагрегатов, например, расщепление вихревого жгута на два спиральных вихря, вращающихся как единое целое в противоположных фазах или явление вихревого пере замыкания наблюдающееся при неустойчивом поведении ПВЯ при небольшой закрутке потока.

Методики управления ПВЯ развиваются достаточно медленно, несмотря на различные подходы: подача струи воды в область рециркуляции, инжекция газовой фазы, установка вертикальных ребер, однако исследованиям не хватает систематизации и обобщения.

Глава 2. Экспериментальный стенд и методики

Экспериментальные исследования проводились на двух гидродинамических стендах ИТ СО РАН в лаборатории экологических проблем теплоэнергетики. Как уже было упомянуто в первой главе, ввиду невозможности проведения исследований на реальных гидроагрегатах используются уменьшенные модели, зачастую упрощенные и воспроизводящие лишь отдельные режимы течения за рабочим колесом гидротурбины. Тем не менее, результаты, получаемые на подобных установках, являются важным промежуточным звеном в цепочке перенесения экспериментальных данных на большие масштабы.

2.1 Горизонтальный гидродинамический стенд с отсасывающей трубой геометрии Turbine-99

Стенд представляет собой замкнутый гидродинамический контур в горизонтальной компоновке. Основными элементами являются стационарный лопаточный завихритель, прозрачная отсасывающая труба геометрии Turbine-99, резервуар с водой, и подающий насос, расход которого управляется частотным преобразователем (Рис. 9). Геометрия отсасывающей трубы Turbine-99 является тестовой геометрией [55,64,182], изначально разработанной для отработки численных кодов. Плоские стенки ОТ и использование прозрачного акрила, позволило получить полный оптический доступ, необходимый для цифровой визуализации и бесконтактных измерений скорости с использованием системы лазерной доплеровской анемометрии.

Вместо рабочего колеса гидротурбины используется стационарный лопаточный завихритель, угол наклона лопаток которого отвечает за закрутку потока, а профилированные лопатки создают распределения скоростей, близкое к натурным. Так как режим течения при такой реализации не зависит от расхода воды, на выходе с лопаток будет соблюдаться полное подобие соотношения осевой и тангенциальной компонент скоростей, можно ввести конструктивный параметр закрутки потока [148]:

$$Sg = \frac{2}{3} \left[\frac{1 - \left(\frac{d_{in}}{d_{out}}\right)^3}{1 - \left(\frac{d_{in}}{d_{out}}\right)^2} \right] tg(\varphi) \quad (2.1)$$

где $d_{in} = 136$ мм и $d_{out} = 210$ мм внутренний и внешний диаметр, φ – угол наклона лопаток относительно вертикальной оси.

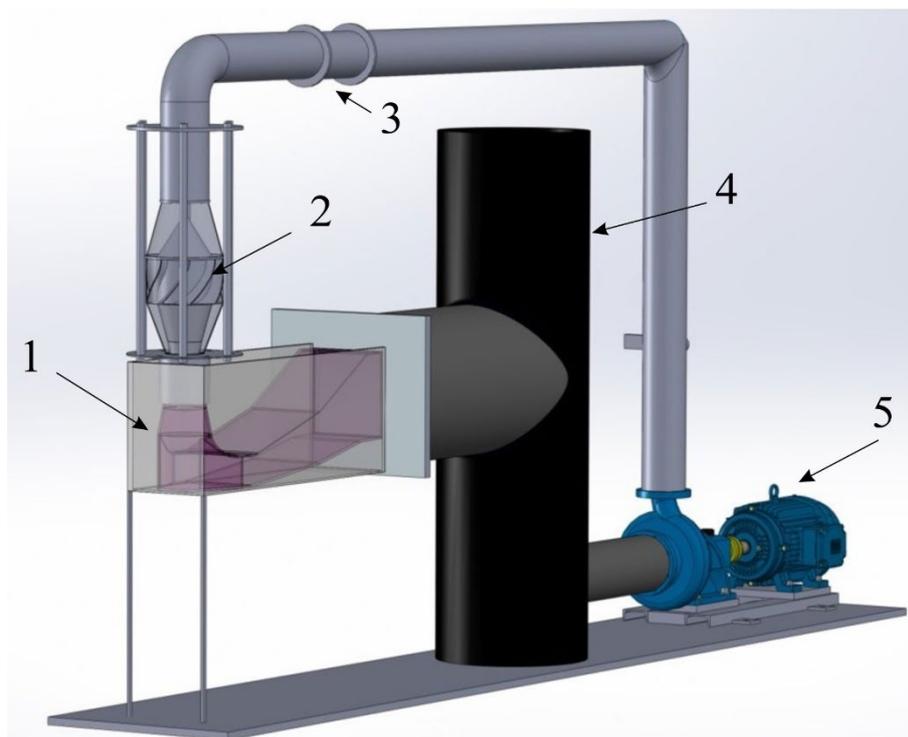


Рис. 9 Горизонтальный гидродинамический стенд со стационарным закручивающим устройством. 1 – отсасывающая труба геометрии Turbine-99, 2 – стационарное лопаточное закручивающее устройство, 3 – ультразвуковой расходомер, 4 – резервуар с водой, 5 – подающий насос.

Данное соотношение получается из (1.5) в приближении, что жидкость в кольцевом канале завихрителя движется как целое, а лопатки достаточно тонкие. Стоит отметить, что при увеличении угла входа, реальный угол выхода уменьшается и данная формула удовлетворительно описывает только слабую и умеренную закрутку потока [140]. Всего было исследовано три стационарных завихрителя, создающих слабую ($Sg = 0.38$), умеренную ($Sg = 0.65$) и сильную ($Sg = 1.05$) закрутку потока с углами наклона лопаток 25, 37 и 53 градусов соответственно. Данные значения рассчитаны по формуле (2.1) и предполагают 100% эффективность закручивающего устройства, в свою очередь показано [140], что с ростом угла наклона лопаток эффективность закручивающего устройства уменьшается, т.е. реальный угол на выходе завихрителя оказывается меньше, чем угол наклона лопаток. Таким образом были введены соответствующие поправки к параметру крутки и пересчитанные значения для умеренной закрутки потока составили

$Sg = 0.62$, для сильной $Sg = 0.95$. Поток с нулевой или близкой к нулю закруткой обычно сопоставляют с оптимальным режимом работы гидротурбины $Q=Q_{\text{вер}}$. Соответственно, течению с закруткой соответствует неоптимальным режимам работы.

Контроль расхода воды в гидродинамическом контуре осуществлялся ультразвуковым расходомером US800, погрешность измерений которого не превышает 1%. Среди недостатков следует отметить большую постоянную времени усреднения, а также, что при увеличении газосодержания в потоке ошибка определения расхода значительно возрастает. Регуляция расхода осуществлялась частотным преобразователем E2-8300-030H фирмы “Веспер”, с помощью которого устанавливалась частота вращения электродвигателя насоса. Во всех экспериментах использовалась специально подготовленная очищенная системой двойного обратного осмоса водопроводная вода.

За измерительным блоком расходомера был установлен специальный штуцер, через который осуществлялась инъекция газовой фазы в экспериментах по подавлению ПВЯ. Именно при такой компоновке гидродинамического стенда удалось достичь условий, при которых пузырьки воздуха успевали всплывать в баке, не попадая снова в контур. Во-первых, это не нарушало работу ультразвукового расходомера, на расходомер приходил практически однофазный поток, во-вторых, позволило с высокой точностью фиксировать среднерасходное газосодержание. Неизменность режима течения от расхода позволило провести эксперимент в широком диапазоне чисел Рейнольдса при постоянном параметре закрутки потока, варьируя расход воздуха от 0 до 3 м³/ч, точность которого обеспечивалась прецизионным расходомером фирмы Bronkhorst, E-7500-RAA.

2.2 Вертикальный кавитационный стенд

Вертикальный кавитационный стенд представляет собой замкнутый гидродинамический контур вертикальной компоновки (Рис. 10). Основным элементом данной установки является коническая отсасывающая труба и система из двух лопаточных завихрителей, установленная на ее входе. В отличие от предыдущего стенда один из завихрителей (рабочее колесо) может осуществлять вращение вокруг своей оси, что добавляет ещё один важный параметр помимо объёмного расхода. Оснащение системой контроля вращения рабочего колеса позволило посредством магнитной муфты через ременную передачу бесконтактно передавать вращательный момент от внешнего двигателя внутрь герметичного контура на рабочее колесо. Такая система позволяет

управлять частотой вращения рабочего колеса в диапазоне от 0 до 2000 оборотов в минуту с погрешностью менее 0.5%. В свою очередь подающий насос 3LMH 80-160/18.5 фирмы Ebara, мощностью 18 кВт обеспечивает максимальный расход в замкнутом контуре до 200 м³/ч. Контроль расхода обеспечивается работой электромагнитного расходомера “Взлет ЭРСВ 440” с относительной погрешностью измерения 1%. В верхней части замкнутого контура находится резервуар с подключенным вакуумным насосом, для создания дополнительного разрежения в контуре и управления числом кавитации χ , являющимся дополнительным контролируемым параметром в проводимых экспериментах:

$$\chi = \frac{P - P_n}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (2.2)$$

где P — гидростатическое давление набегающего потока, P_n — давление насыщенных паров жидкости (при комнатной температуре ~ 2.3 кПа), ρ — плотность среды, V — скорость потока.

Минимальное число кавитации, достигаемое в установке при максимальном расходе жидкости и максимальном дополнительном разрежении, находится в диапазоне 0.3-0.4, что соответствует развитому кавитационному течению. Система термостабилизации позволяет контролировать и управлять температурой потока в диапазоне 16-40°C, тем самым фиксируя значение давления насыщенных паров воды. Стоит учесть, что число кавитации при таком рассмотрении носит интегральный характер, локальная кавитация в области вихревого жгута наблюдается раньше, чем это могло быть оценено, исходя из параметра χ для среднерасходной скорости. Также, термостабилизация позволила более аккуратно определить безразмерный параметр Re , в который входит кинематическая вязкость, чувствительная к изменению температуры среды. Так, в тестовых экспериментах, когда при непрерывной работе вода нагревалась от 20 до 40 градусов, вязкость изменялась более чем на 30%.

Система обратной связи расходомера и частотного преобразователя, управляющего работой насоса, позволяет работать в режиме постоянного расхода, несмотря на изменение внешних параметров: уменьшение или увеличение вязкости из-за изменения температуры, изменение гидравлического сопротивления из-за формирования ПВЯ и т.д.

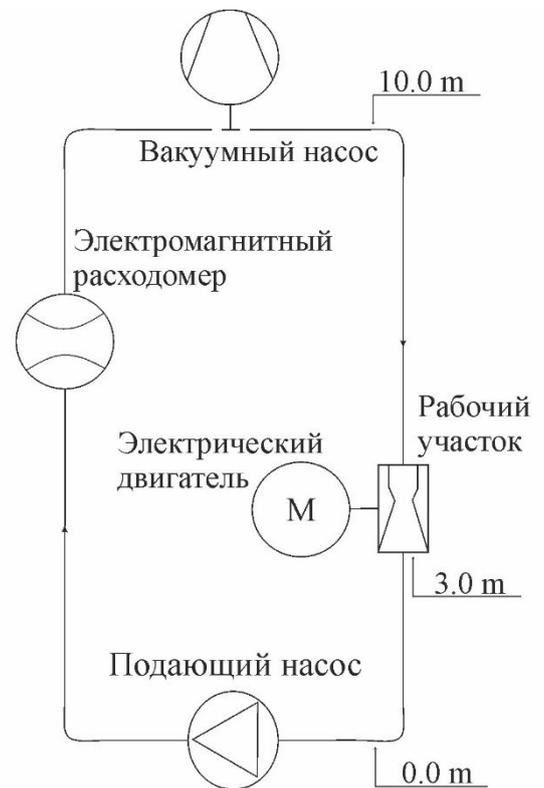


Рис. 10 Фотографии вертикального кавитационного стенда (общий вид и рабочий участок) и упрощенная схема.

Равномерность профиля осевой компоненты скорости на входе в закручивающее устройство обеспечивалась прямым участком трубопровода длиной более 30 калибров. Распределение скорости, близкое распределению за рабочим колесом реальной турбины, достигается использованием комбинации стационарного и вращающегося с наперед заданной скоростью завихрителя. Визуализация базового течения и геометрия

закручивающего устройства приведены на Рис. 11. Регулирование скорости вращения и расхода позволило покрыть более 110 рабочих режимов, что является основным отличием от работ Muntean и др. [28,183,184], Tanasa и др. [124], в которых в схожей конфигурации исследовался преимущественно режим свободного вращения (“free runner”) когда рабочее колесо вращается без нагрузки только за счет напора воды. В этой связи стоит отметить работы Литвинова и др. [23,185], в которых также использовалась схожая комбинация стационарного завихрителя и подвижного рабочего колеса, скорость которого регулировалась сервоприводом, однако серьёзным отличием является замена водяной среды на воздушную.

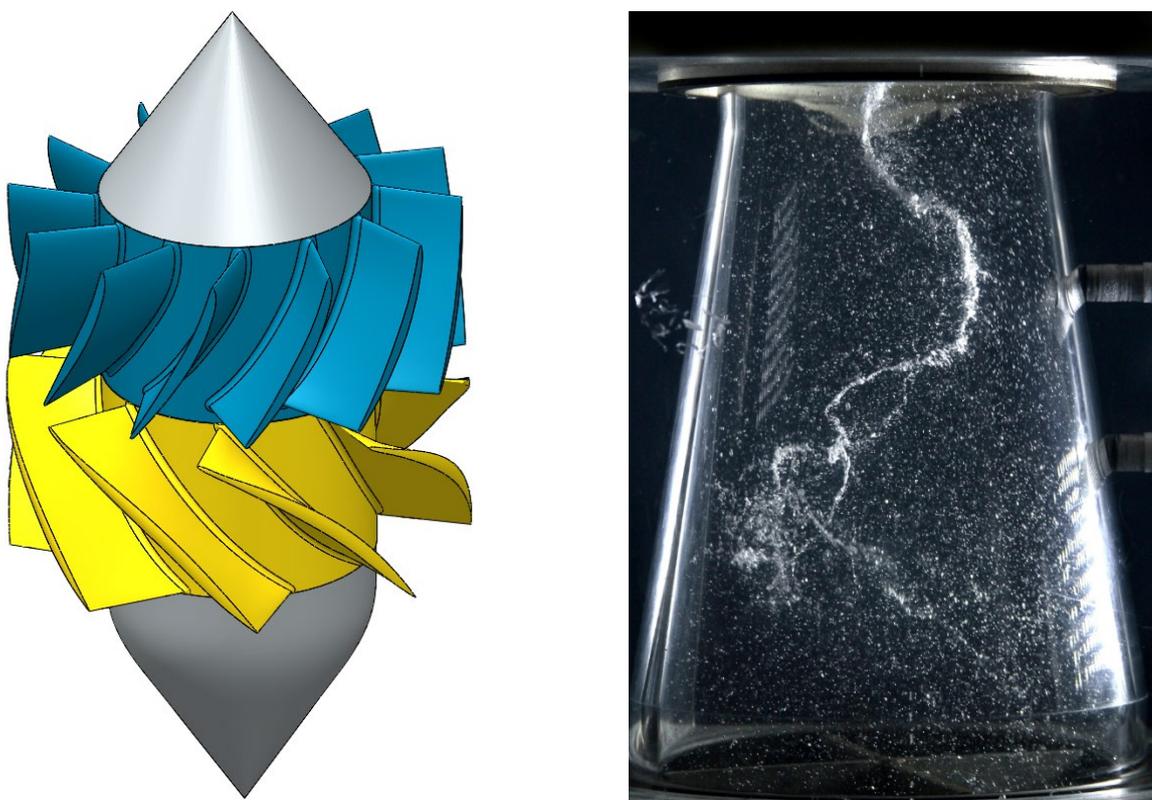


Рис. 11 Модель закручивающего устройства, установленного перед конической частью ОТ (слева), визуализация вихревого течения в рабочем участке, моделирующим конус отсасывающей трубы гидротурбины (справа), $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$ $N = 500 \text{ об/мин}$.

При фиксированном расходе жидкости увеличение скорости вращения с 0 приводит вначале к уменьшению закрутки потока, затем происходит переход через точку нулевой закрутки – разворот потока и монотонное увеличение закрутки с ростом скорости вращения. Если мы, наоборот, фиксируем скорость вращения, то параметр закрутки будет увеличиваться с уменьшением расхода через рабочее колесо. Более наглядно изменение

тангенциальной компоненты продемонстрировано на Рис. 4 при рассмотрении треугольников скоростей.

В отличие от режимных параметров в реальных гидротурбинах (расход, напор, скорость вращения рабочего колеса, угол открытия направляющего аппарата) соответствующих оптимальному режиму (с максимальным КПД) в данной работе используются скорость вращения и расход относительно режима с нулевой закруткой потока. Показано [2], что оптимальный режим работы гидротурбины и режим с нулевой закруткой лежат приемлемо близко.

2.3 Лазерно-доплеровская анемометрия (ЛДА)

Оптические измерения проводились с использованием современной измерительной системы лазерно-доплеровской анемометрии (ЛДА). Это широко распространенная техника точечного измерения скорости в жидкости или газе. Первый прототип современной ЛДА системы в однолучевом режиме был представлен в США ещё в 1964 году [186] и позднее в двух лучевом режиме [187]. Отечественные разработки в этой области также велись на высоком мировом уровне [188]. В области пересечения двух когерентных лазерных лучей формируется так называемый измерительный объём – область с интерференционными полосами. Трассерные частицы пересекая измерительный объём переизлучают модулированный свет в соответствии с темными и светлыми полосами интерференционной картины, что позволяет, зная расстояния между полосами рассчитать нормальную составляющую скорости трассера. Детальное описание ЛДА систем, принципа работы, используемых оптических схем, обработки сигнала и пр. можно найти в книге под редакцией Тропеа, Yarin, Foss [189].

В проводимых исследованиях использовалась двухкомпонентная система ЛДА – “ЛАД 06-и” на базе полупроводникового лазера Mitsubishi ML1013R с длиной волны 684 нм и мощностью 70 мВт, разработанная в ИТ СО РАН и хорошо зарекомендовавшая себя при исследовании закрученных потоков жидкости [44,45]. Сам анемометр был установлен на автоматическое координатно-перемещающее устройство, минимальный шаг позиционирования которого 0.1 мм, на Рис. 12 приведена фотография измерительного комплекса. В ЛАД 06-и реализована двухчастотная дифференциальная оптическая схема, основанная на ячейке Брэгга с 80 МГц частотным сдвигом, фокусное

расстояние объектива 500 мм, а размер измерительного объёма в воздухе $0.1 \times 0.1 \times 0.5$ мм.



Рис. 12 Фотографии измерительного комплекса ЛАД-06И.

В качестве трассеров в экспериментах использовались полиамидные частицы нейтральной плавучести размерами 20-40 мкм. ЛАД 06-и позволяет измерять поочередно две проекции вектора скорости (тангенциальную и осевую) при перемещении позиционирующего устройства вдоль радиуса от ближней стенки до центральной оси. Так как измерения проводились внутри конического участка при заглублении лазерных лучей за ось камеры, статистика значительно ухудшалась, и в предположении осевой симметрии закрученного потока измерения проводились только в первой половине конуса, Рис. 13. Большинство профилей скорости измерялись только в одном сечении, 50 мм ниже по течению от кончика обтекателя. В некоторых режимах, для более глубокого понимания структуры течения скорость измерялась в вертикальной полуплоскости по высоте от 0 (конец обтекателя) до 75 мм вниз по течению.

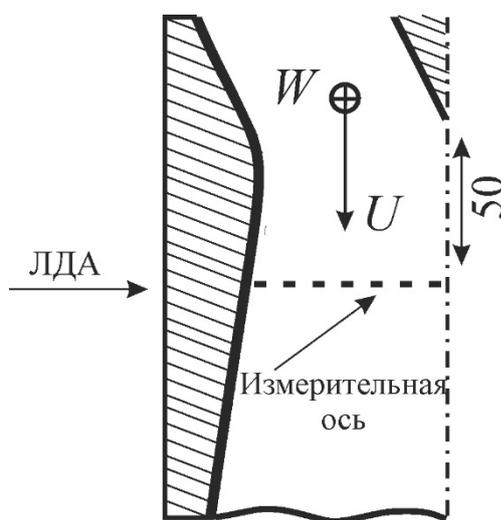


Рис. 13 Схема ЛДА измерений в конусе отсасывающей трубы.

Согласно техническому паспорту ЛАД 06-и точность измерения средней скорости составляет 0.5%, что хорошо согласуется с результатами тестовых экспериментов, в которых при фиксированном расходе жидкости в контуре на основе измеренного профиля скорости путем интегрирования рассчитывался расход жидкости. В результате серии из 8 сопоставлений для расходов в диапазоне 40-110 м³/ч установлено, что в худших случаях максимальная разница между измеренным и рассчитанным расходом не превышает 2%, а в среднем находится в пределах 1%. Все ЛДА эксперименты проводились преимущественно в однофазном потоке, в режимах с развитым вихревым жгутом кавитация искусственно подавлялась.

Исходя из предположения, что в турбулентном потоке в локальной точке скорости имеют нормальное распределения, Yanta и Smith [190] в своей работе вводят статистику, необходимую для измерения средней скорости в турбулентном потоке с заданной достоверностью:

$$N = 1600 \left(\frac{\sqrt{V'^2}}{\bar{V}} \right)^2 \quad (2.3)$$

для 95% достоверности и

$$N = 2100 \left(\frac{\sqrt{V'^2}}{\bar{V}} \right)^2 \quad (2.4)$$

для 99% достоверности.

После проведения первых измерений было установлено, что отношение пульсаций скорости к средним значениям находятся в пределах 2-2.5, исключая пристеночные, приосевые области и области граничные с зоной возвратного течения, где данный подход имеет ряд ограничений ввиду значительных пульсаций скорости при близких к нулю значениях скорости. Таким образом, в среднем требуется статистика от 1000 до 10000 вспышек для каждой компоненты. На Рис. 14 приведено сопоставление средней осевой скорости и её пульсаций (СКО) для трёх режимов в одной точке в зависимости от набранной статистики. Значения отнормированы на скорость, измеренную при максимальной статистике в 15000 вспышек.

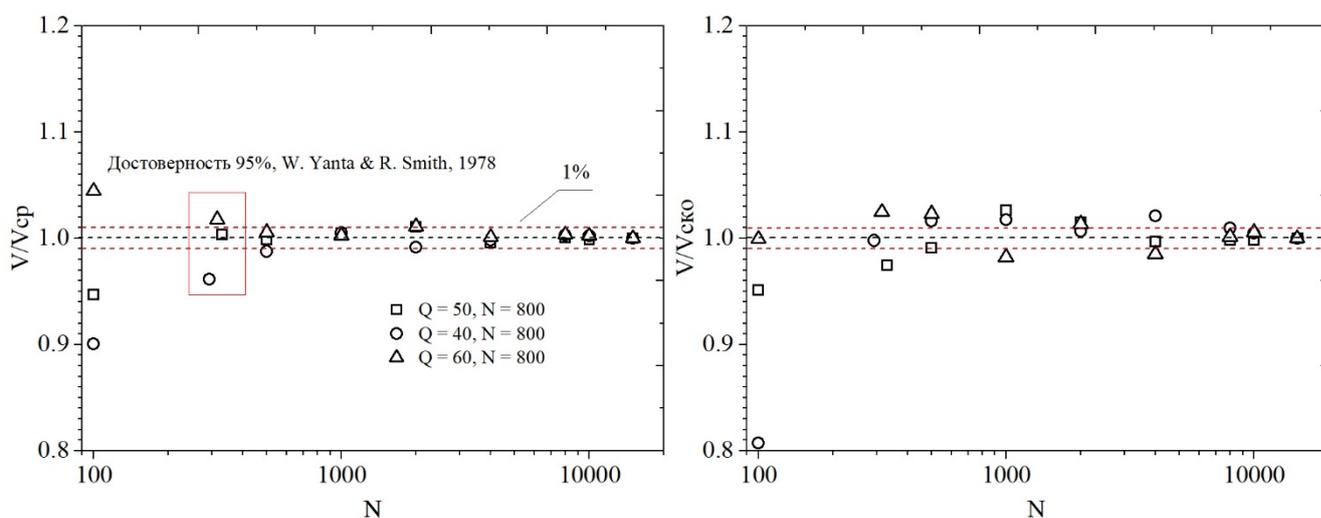


Рис. 14 Зависимости средней скорости и пульсаций скорости от числа вспышек в измерительной точке, отнормированные на значение осредненное по всему ансамблю частиц ($r = 0.7R$).

Из рисунка видно, что, начиная со статистики в 1000 вспышек, изменение среднего значения скорости не превышают 1%, для среднеквадратического отклонения (СКО) скорости, характеризующего пульсации, ситуация немного другая. Разброс более 1% наблюдается вплоть до статистики 8000 вспышек. В “плохих” точках, при высоких значениях пульсаций скорости $V'/V > 3$ картина в целом схожая, однако рассматривая зависимость от числа регистрируемых вспышек с шагом по 1, видно, что разброс значительно выше, чем при $V'/V < 1$, Рис. 15.

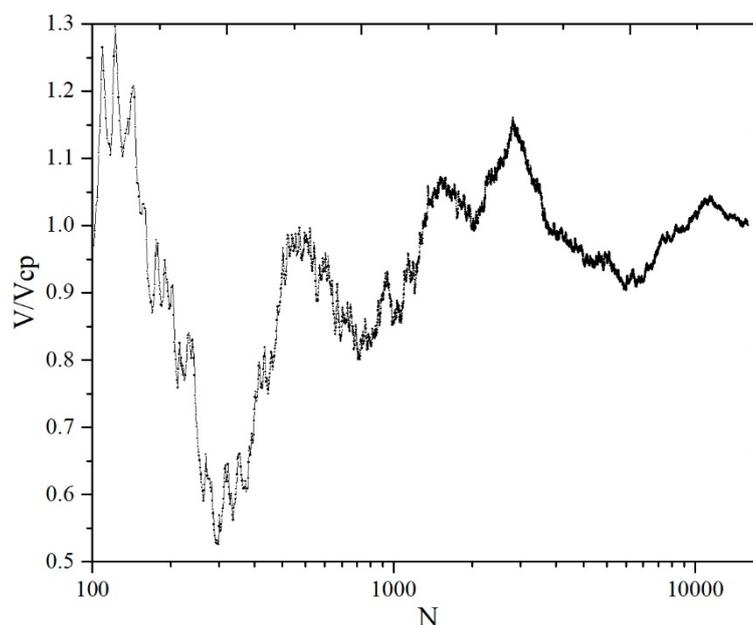


Рис. 15 Зависимость средней скорости от числа вспышек в измерительной точке нормированные на значение осредненное по всему ансамблю частиц ($r=0.2R$).

На основании этих предварительных результатах, было принято решение накапливать статистику в 10000 вспышек в каждой измерительной точке для каждой компоненты скорости, что обеспечило необходимую достоверность измерений и минимальную погрешность. При наличии в потоке нестационарной прецессирующей структуры помимо общей статистики также необходимо, чтобы время измерений было достаточным для корректного осреднения по временным периодам вращения вихря. Время для каждой точки составляло от 20 до 120 секунд в зависимости от пространственной координаты, при средней частоте прецессии 15 Гц это дает осреднение от 300 до 1800 периодов на точку.

Отдельное внимание необходимо уделять измерению тангенциальной компоненты скорости. В цилиндрическом канале необходимо учитывать оптическую деформацию измерительного объёма, сформированного пересекающимися лазерными лучами, угол между которыми изменяется из-за преломления на внутренней поверхности. Подробно вопрос оптических aberrаций лазерных лучей в цилиндрическом канале рассмотрен в работе Zhang [191].

Расстояние между максимумами на интерференционной картине можно определить, как:

$$\Delta x = \frac{\lambda_2}{2 \sin(\alpha_2)} \quad (2.5)$$

при прохождении света из оптически менее плотной в более плотную имеем:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (2.6)$$

тогда уравнение 2.5 можно переписать как:

$$\Delta x = \frac{n_1 \sin(\alpha_1)}{n_2 \sin(\alpha_2)} \Delta x_0 \quad (2.7)$$

где Δx_0 - изначальное расстояние между максимумами в интерференционной картине.

Вводя поправку k для тангенциальной компоненты скорости как множитель перед Δx_0 , её зависимость от расстояния от внутренней стенки до центральной оси можно представить как:

$$k = 1 + \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \cdot \left(\frac{r}{R} \right), \quad (2.8)$$

где n_1, n_2 – коэффициенты преломления органического стекла и воды соответственно, r – радиальная координата, R – радиус в измерительном сечении.

Расстояния между максимумами в интерференционной картине при пересечении лазерных лучей увеличивается за счёт оптического преломления и скорость, измеренная LDA, немного меньше реальной, следовательно, ее необходимо умножить на соответствующий коэффициент k . Максимальная поправка при $r = R$ достигает 14% и линейно убывает при приближении к внутренней стенке. Хотя точность измерения скорости вблизи оси конуса не вносит существенного вклада при расчете параметра крутки S или расхода жидкости, для более точной интерпретации полученных экспериментальных данных данную поправку стоит учитывать.

Для измерений радиальной компоненты скорости внутренняя цилиндрическая граница отказывается критичной, внося нелинейные преобразования коэффициента для скорости, а также значительным образом смещая координату при движении измерительного объёма вдоль радиуса перпендикулярно лазерным лучам.

2.4 Измерение пульсационных характеристик

Для измерений пульсаций давления на внутренней стенке в конусе отсасывающей трубы использовались пьезорезистивные датчики давления Keller PA-4LC с частотой дискретизации 2 кГц, что при средней частоте пульсаций 15 Гц составляло более 100 временных точек на период прецессии. Время опроса датчика в экспериментах было выбрано 30 секунд. Выходной сигнал с датчика давления регистрировался аналого-цифровым преобразователем L-Card E440. После сохранения сигнала его дальнейшая обработка происходила в программном комплексе OriginPro, исходный вольтовый сигнал пересчитывался в реальное давление в паскалях и фильтровался с помощью фильтра низких частот до 100 Гц. После чего вычислялись пиковые пульсации, СКО пульсаций давления, посредством быстрого преобразования Фурье проводился спектральный анализ, позволяющий выделить основную частоту, связанную с прецессионным движением вихревого жгута. На Рис. 16 в качестве характерного примера приведен график спектральной плотности мощности и сигнал давления.

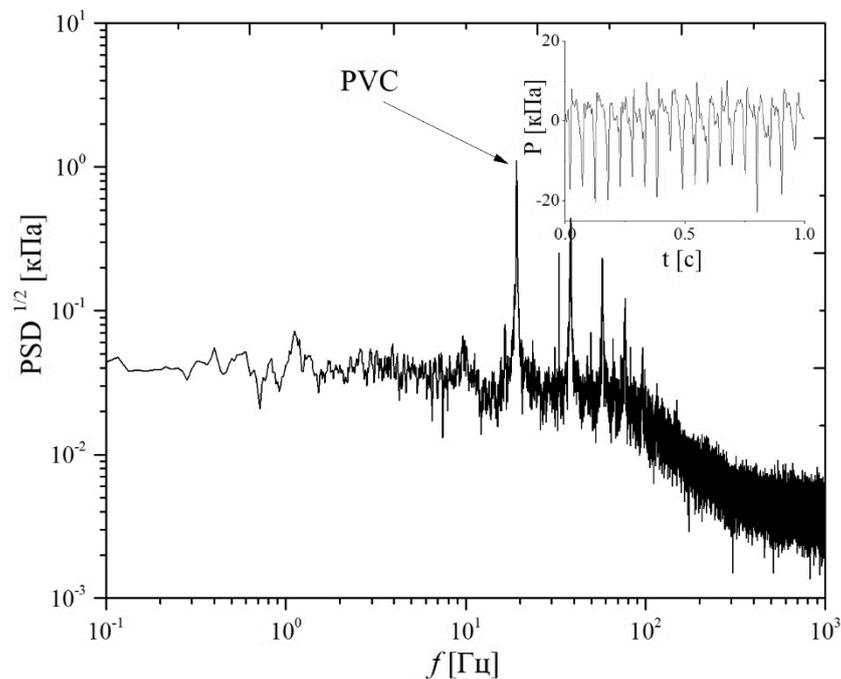


Рис. 16 Спектральная плотность мощности пульсаций давления и типичный сигнал с датчика на стенке отсасывающей трубы, подтверждающий наличие в потоке прецессирующей периодической вихревой структуры.

Сигнал давления имеет явно выраженную периодическую форму с острыми пиками вниз, соответствующими моменту прохождения ПВЯ вблизи датчика давления.

Максимум с наибольшей амплитудой соответствует частоте ПВЯ, остальные пики являются вторыми и третьими гармониками, возможно возникающими из-за ангармоничности сигнала давления. Помимо алгоритма быстрого преобразования Фурье в работе использовался алгоритм Ломба-Скаргла [192] – метод спектрального анализа, основанный на методе наименьших квадратов. Одним из преимуществ данного подхода является то, что спектрограмму можно получить для нерегулярного во времени сигнала, также метод дает хорошие результаты для сигналов с маленьким соотношением сигнал/шум.

Кроме сигнала с датчика давления, для определения частоты прецессии можно использовать ЛДА данные. В измерительных точках со статистикой регистрации достоверных частиц более 500 в секунду, в сигнале можно отчетливо выделить периодическую составляющую. Ввиду того, что реализация сигнала с ЛДА не равномерная во времени, необходимо дополнительно регуляризовать сигнал посредством интерполяции или использовать спектрограмму Ломба-Скаргла. На Рис. 17 приведено сопоставление измерения давления на стенке ОТ, а также пульсаций осевой компоненты скорости на расстоянии $0.6 r/R$ от оси рабочего участка. Для качественного сравнения данные были сдвинуты по фазе и приведены к одному масштабу путем вычитания среднего значения и нормировки на размах пульсаций.

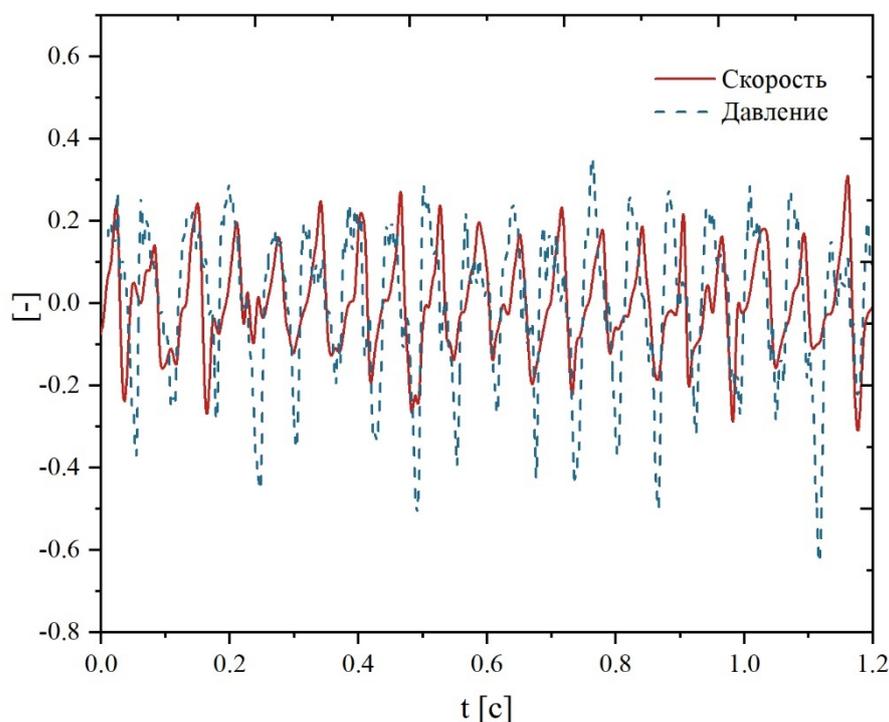


Рис. 17 Сигналы полученные с датчика давления и с ЛДА, приведенные к одному масштабу и подобранные по фазе, $N=800$ об/мин, $Q = 80$ м³/ч.

Видно, что реализация с датчика давления практически совпадает с пульсациями скорости. Так как ПВЯ является квазипериодической структурой, то учитывая, что давление и скорость регистрировались в разных экспериментах, незначительное отклонение по фазе отдельных пиков вполне допустимо.

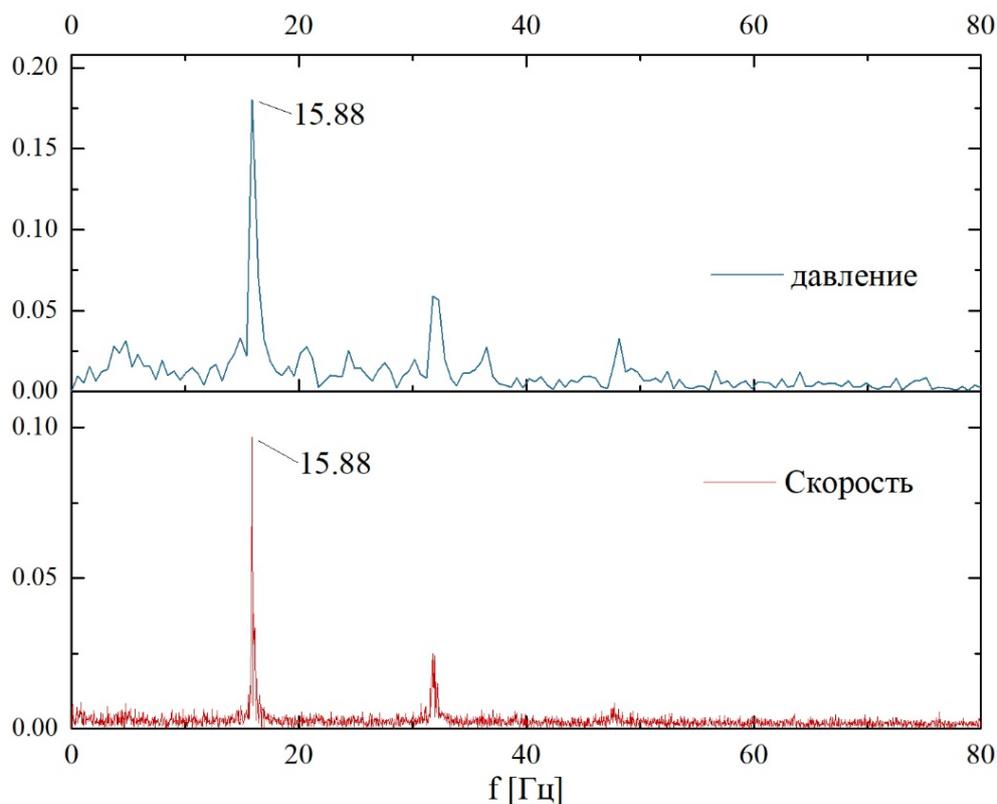


Рис. 18 Сопоставление спектральных характеристик пульсаций скорости и давления, $N=800$ об/мин, $Q = 80$ м³/ч.

Сопоставляя спектры сигналов пульсаций скорости и давления на Рис. 18, заметим, что значение частоты, связанной с прецессией вихря, полностью совпадает, что подтверждает достоверность экспериментальных данных. Преимущественно данные по пульсациям давления в работе представлены в безразмерном виде:

частота пульсаций:

$$Sh = \frac{fd}{V} \quad (2.9)$$

и безразмерная амплитуда, по аналогии с числом Эйлера:

$$\bar{P} = \frac{2\Delta P}{\rho V^2} \quad (2.10)$$

Введение безразмерных параметров удобно при изучении течения при фиксированной скорости вращения рабочего колеса и варьировании расхода, где

величина пульсаций не зависит от скорости вращения рабочего колеса. В некоторых случаях, учитывая линейную зависимость Sh от S при малой и умеренной закрутке потока, для обобщения ряда экспериментальных данных удобно использовать Sh/S [139].

2.5 Цифровая визуализация потока

Для цифровой визуализации потока использовались высокоскоростные камеры PCO 1200 hs. (500 к/с) и Photron (FASTCAM SA5, 8000-17000 к/с), позволяющие с высоким временным разрешением изучить отдельные моменты, связанные с прецессионным движением вихревого жгута, а также особенности его неустойчивости в режиме с небольшой закруткой потока. Подсветка потока осуществлялась светодиодными прожекторами мощностью 100 Вт (~8000 лм), вихревой жгут визуализировался паровой каверной и мелкими пузырьками растворенного воздуха, выделяемого из воды. Данные по визуализации использовались при анализе пульсаций давления, подтверждая, что первый низкочастотный максимум в спектре соответствует ПВЯ.

Наибольшую сложность представлял эксперимент по изучению отрыва вихревых колец. Камера PCO 1200 hs. посредством модуля аналогово-цифрового преобразователя L-card (E14-440) была синхронизована с датчиками давления Keller PA-4LC, установленными в конусе отсасывающей трубы (Рис. 11 Модель закручивающего устройства, установленного перед конической частью ОТ (слева), визуализация вихревого течения в рабочем участке, моделирующим конус отсасывающей трубы гидротурбины (справа), $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$ $N = 500 \text{ об/мин}$, После инициализации программного обеспечения Lgraph высокоскоростная камера, одновременно с датчиками давления подключёнными к АЦП, начинала синхронизованный сбор данных. Это обеспечивало однозначную связь между фазой движения вихревой структуры и сигналом давления. Время сбора ограничивалось буферной емкостью цифровой камеры и составляло около трех секунд реального времени с временным разрешением между соседними кадрами ~ 2 мс. Данного временного интервала вполне достаточно чтобы разрешить во времени процесс отделения от вихревого жгута вихревого кольца и динамику его подлета к датчику давления. Однако, как было установлено в ходе тестовых экспериментов, процесс отрыва вихревых колец случаен во времени и в пространственных координатах. Для реализации успешной серии необходимо было провести цикл, состоящий из 50 измерений, в результате которого были выбраны несколько успешных реализаций в

которых удалось зафиксировать вихревое кольцо, подлетающее к стенке отсасывающей трубы в то место, где был вмонтирован датчик, регистрирующий значительный, относительно пульсаций ПВЯ, скачок давления.

2.6 Заключение по главе

Экспериментальные исследования формирования ПВЯ, а также изучение структуры закрученного потока проводились на стендах, моделирующих течения за рабочим колесом реальных гидротурбин в различных режимах. Модернизация вертикального гидродинамического стенда позволила значительным образом расширить режимы течения, используя не только расход жидкости, но и скорость вращения рабочего колеса в качестве определяющих параметров.

Поставлена методика высокоскоростной визуализации потока, синхронизованная с измерением давления на стенке отсасывающей трубы, позволившая зарегистрировать аperiodические пульсации давления, связанные с отрывом вихревых колец. Использование автоматизированной системы ЛДА позволило накопить обширную экспериментальную базу, дальнейшая обработка которой была реализована в программных пакетах OriginPro и Matlab.

Воспроизводимость экспериментальных результатов с учетом оцененных погрешностей, сопоставление сигналов давления и скорости, большая статистика вспышек в ЛДА экспериментах, сопоставление измеренного и рассчитанного на основе распределения скорости расхода, учет кривизны при измерении тангенциальной компоненты скорости позволяют говорить о достоверности полученных результатов.

Подытоживая вопросы достоверности и погрешности, можно заключить, что суммарная погрешность локального измерения скорости, расхода жидкости и числа Re не превышала 1%. Частота прецессии, определяемая по анализу пульсаций скорости и давления хорошо согласуется друг с другом, и с точностью до 2% совпадает с частотой, определенной из анализа данных визуализации высокоскоростной съёмки, где для нескольких выбранных режимов, используя временной интервал между двумя кадрами, также пересчитывалась частота прецессии.

Глава 3 Режимы течения в модельной гидротурбине

3.1 Режимные параметры

Изучая структуру закрученного потока в модельной гидротурбине, необходимо выбрать и определить основные определяющие режим течения параметры для последующего обобщения данных, а также сопоставления с режимами работы реальных гидроагрегатов. Закрученный турбулентный поток при высоких числах Рейнольдса в широком ряде инженерных приложений обычно характеризуется безразмерным параметром крутки S . Это может быть параметр, введенный исходя из геометрических особенностей устройства или рассчитанный на основе распределения скоростей. При достижении критической закрутки, обычно в районе 0.5-0.6, в потоке наблюдается явление спиралевидного распада вихря [132,140]. Это проявляется как формирование вихревого ядра, осуществляющего прецессионное движение, динамика и частота которого связаны с интенсивностью закрутки. Вопрос критических значений считается до сих пор открытым, так как для разного рода технических устройств это значение варьируется. Тем не менее, его зачастую используют применительно к закрученному потоку в гидротурбинах для обобщения экспериментальных данных и выявления ряда важных закономерностей. Критическое значение параметра крутки с приемлемой точностью для широкого класса гидротурбин позволяет предсказать начало возникновения нестационарного режима течения и дает представление об интенсивности вихревой структуры.

Рассмотрим различные определения параметра крутки и область их применимости при различных соотношения Q/Q_0 и N/N_0 для течения в модельной гидротурбине, взяв за основу экспериментальную базу данных, накопленных в ходе ЛДА измерений. Для удобства выпишем уравнения, рассмотренные в разделе 1.6.

Самым простым определением, позволяющим быстро и грубо оценить параметр крутки, является

$$S = \frac{G/2}{1 - (G/2)^2} \quad (3.1)$$

где G значение отношения максимальной тангенциальной скорости к максимальной осевой. Главным недостатком применения данного определения является то, что для поиска максимального значения необходимо измерить весь профиль скорости, и область

его применимости ограничена моделью твердотельного вращения для тангенциальной скорости и равномерным профилем осевой, с учетом которых оно было выведено.

Гораздо чаще используют [23,24,146–148]

$$S = \frac{\int_0^\infty \rho u w r^2 dr}{R \int_0^R \rho u^2 r dr} \quad (3.2)$$

Это наиболее широко распространённое определение для интегрального параметра крутки, во-первых, оно не требует измерения пульсационных характеристик потока, а во-вторых, необязательно знать распределение давления в сечении. При больших градиентах давления его не стоит отбрасывать и можно учесть его как $(w^2 - w_{\max}^2)/2$

$$S = \frac{\int_0^\infty \rho u w r^2 dr}{R \int_0^R \left[\rho u^2 + \frac{w^2 - w_{\max}^2}{2} \right] r dr} \quad (3.3)$$

Для более корректного учета вклада давления необходимо проинтегрировать уравнение Эйлера

$$\frac{dP}{dr} = \frac{\rho w^2}{r}$$

получив:

$$S = \frac{\int_0^\infty \rho u w r^2 dr}{R \int_0^R \left[\rho u^2 - \int_r^R \rho (w^2/r) dr \right] r dr} \quad (3.4)$$

Наконец, добавив турбулентные пульсации запишем:

$$S = \frac{\int_0^\infty (\rho u w r^2 + \rho \overline{u'w'}) dr}{R \int_0^R \left[\rho u^2 + \rho \overline{u'^2} - \int_r^R \rho (w^2/r) dr \right] r dr} \quad (3.5)$$

Для анализа различных определений были выбраны режимные параметры $N = 400$ об/мин и $Q_0 = 100$ м³/ч, полученные зависимости представлены на Рис. 19.

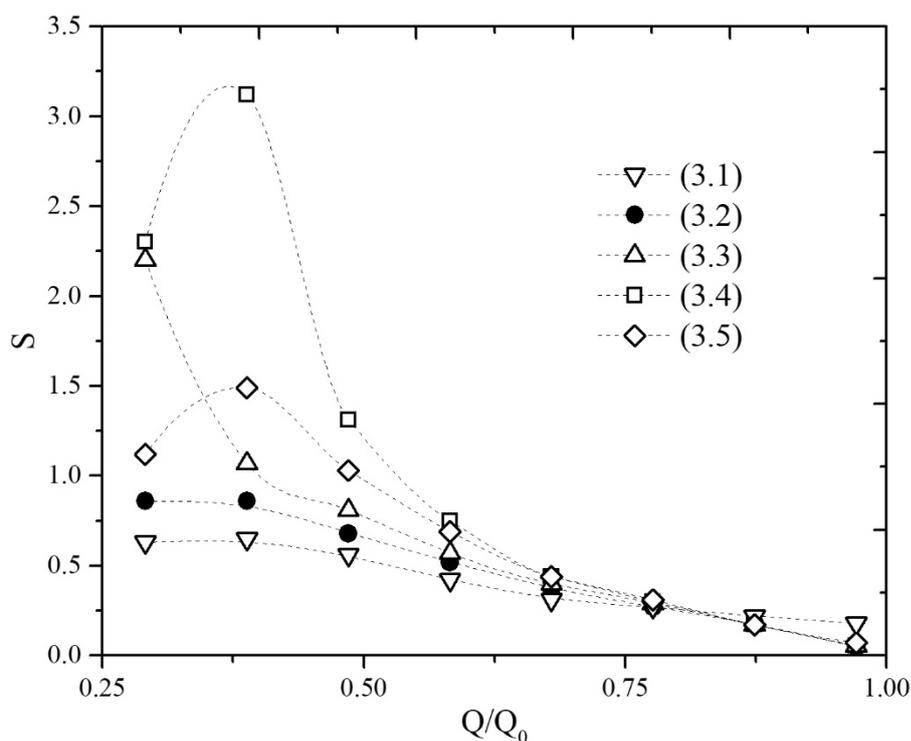


Рис. 19 Сопоставление различных определений параметра крутки для $N = 400$ об/мин, $Q_0 = 100 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Учет вклада давления в уравнении (3.4) дает завышенное по сравнению с (3.2) значения крутки. В свою очередь, учет пульсационного члена (3.5) несколько нивелирует вклад давления. Когда профили скоростей значительно отличаются от модели твердотельного вращения (Рис. 20) уравнение (3.3) перестаёт корректно работать. То же самое касается и других уравнений в которых помимо твердотельного вращения принималось допущение о равномерном осевом профиле скорости. На Рис. 20 представлены сравнения осевой и тангенциальной скорости для двух режимов. Видно, что при $Q/Q_0 = 0.38$ профили скоростей уже не удовлетворяют искомым предположениям. Интересно, что уравнение (3.1) дает достаточно близкие результаты и показывает схожий тренд с (3.2), хотя очевидно, что, начиная с $Q/Q_0 < 0.5$, все приближения, используемые в нем неверны.

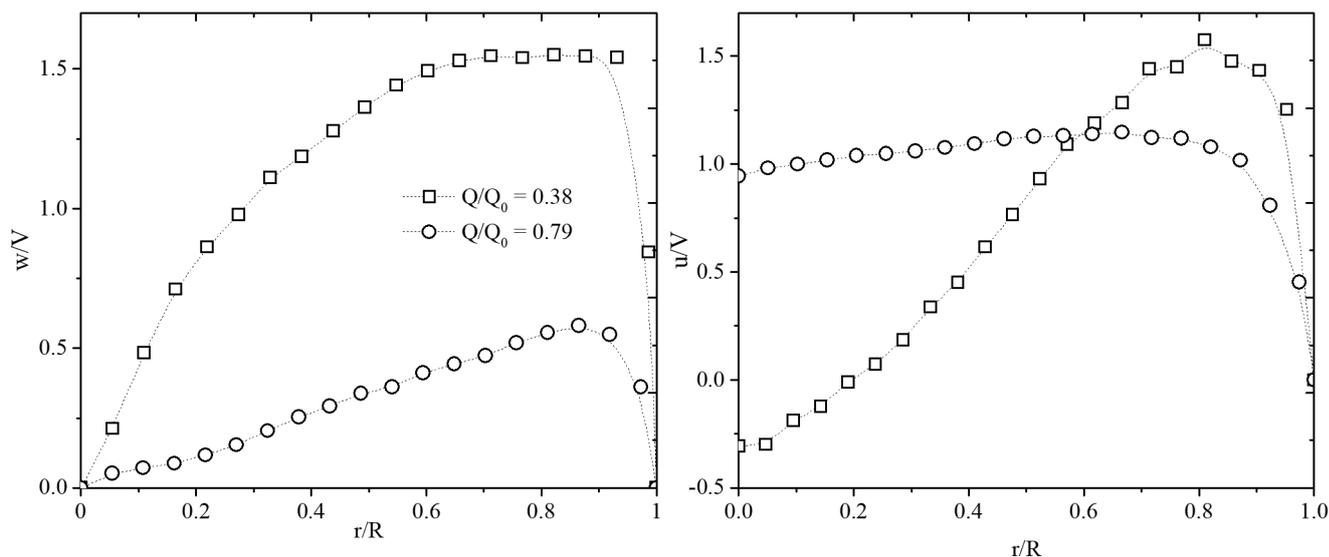


Рис. 20 Распределения тангенциальной (слева) и осевой (справа) компонент скорости для $N = 400$ об/мин, $Q_0 = 100$ м³/ч.

Стоит отметить, что качественно все зависимости параметра крутки, кроме (3.3), схожи, они описывают линейный рост, затем нелинейную переходную область и дальнейший спад. Неопределённость, возникающая при сильной закрутке потока, не позволяет использовать уравнения (3.5) и (3.6), чтобы однозначно связать его со структурой течения. Данные по параметру крутки хорошо качественно и количественно согласуются с данными за рабочим колесом турбины Френсиса [77], а также с результатами работы Литвинова и др. [23], полученными на аэродинамической модели гидротурбины.

В качестве основного мы выберем уравнение (3.2), принимая во внимание тот факт, что при сильно закрученном потоке его применимость также ограничена. К этому выводу можно прийти, перейдя от координат Q/Q_0 к N/N_0 , расширив диапазон режимов. На Рис. 21 Зависимость параметра крутки S , определенного в (3.2), от безразмерной частоты вращения рабочего колеса в широком диапазоне расходов. построены зависимости интегрального параметра S для 8 разных расходов жидкости. Для каждого расхода рассчитывался свой N_0 , после чего данные были построены на одном графике в одних координатах. Из Рис. 21 видно, что все данные хорошо обобщаются, ложась на одну кривую, состоящую из линейного участка при N/N_0 от 0 до 2, переходной нелинейной области от $N/N_0 = 2$ до 3, и области “плато” в которой параметр крутки перестает зависеть от режимных параметров и примерно равен 0.95.

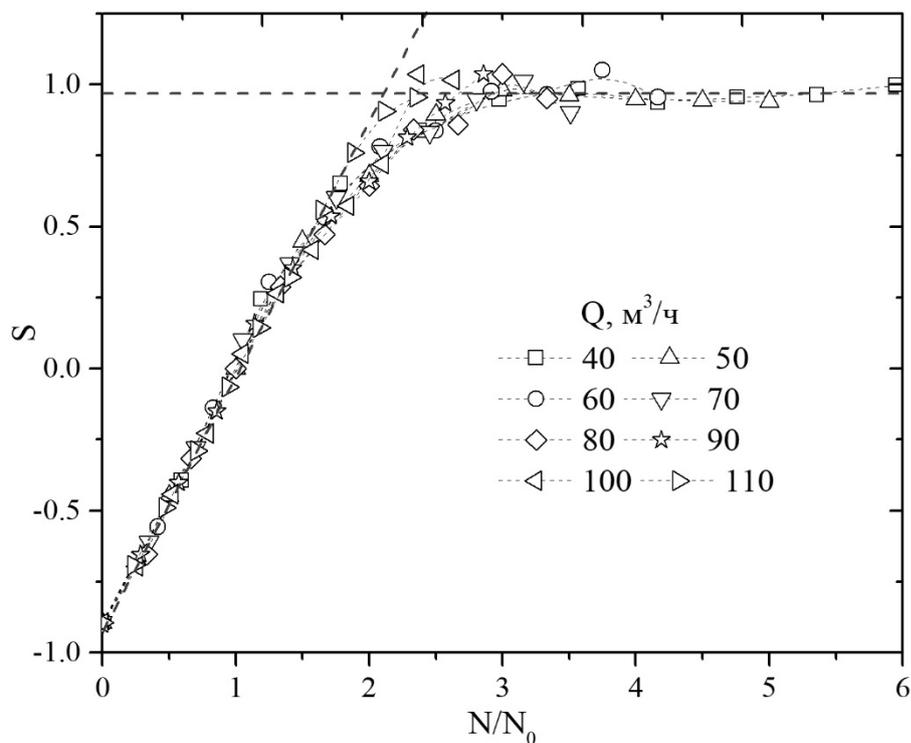


Рис. 21 Зависимость параметра крутки S , определенного в (3.2), от безразмерной частоты вращения рабочего колеса в широком диапазоне расходов.

Предположительно, при сильной закрутке необходимо учитывать вклад давления, который был отброшен в уравнении (3.3), хотя если обратиться к Рис. 19, видно, что при большой крутке даже при учете вклада давления, возникает неопределенность, когда одному параметру крутки соответствует два режима течения.

Говоря о несовершенстве интегрального параметра крутки, рассмотрим профили скоростей при $S = 0.42$ для нескольких режимов, и $S = -0.42$. Знак минус означает, что поток закручен против часовой стрелки согласно выбранному направлению тангенциальной скорости (Рис. 13). По идее, не важно в какую сторону вращается поток, а важно лишь абсолютное значение параметра S . Тем не менее, обратившись к Рис. 22, видим, что для $S = 0.42$ безразмерные профили осевой компоненты скорости подобны и хорошо ложатся друг на друга. В свою очередь профиль скорости по другую сторону от линии нулевой крутки значительным образом отличается: максимальное значение скорости в области возвратного течения меньше, а сам профиль скорости сильнее отжат к периферии, образуя вблизи стенки выраженный максимум, в свою очередь профили скоростей для $S = 0.42$ в диапазоне $0.3-0.9 R$ имеют равномерное распределение. Данные визуализации также подтверждают это различие, при близких абсолютных значения S структура вихревого течения отличается.

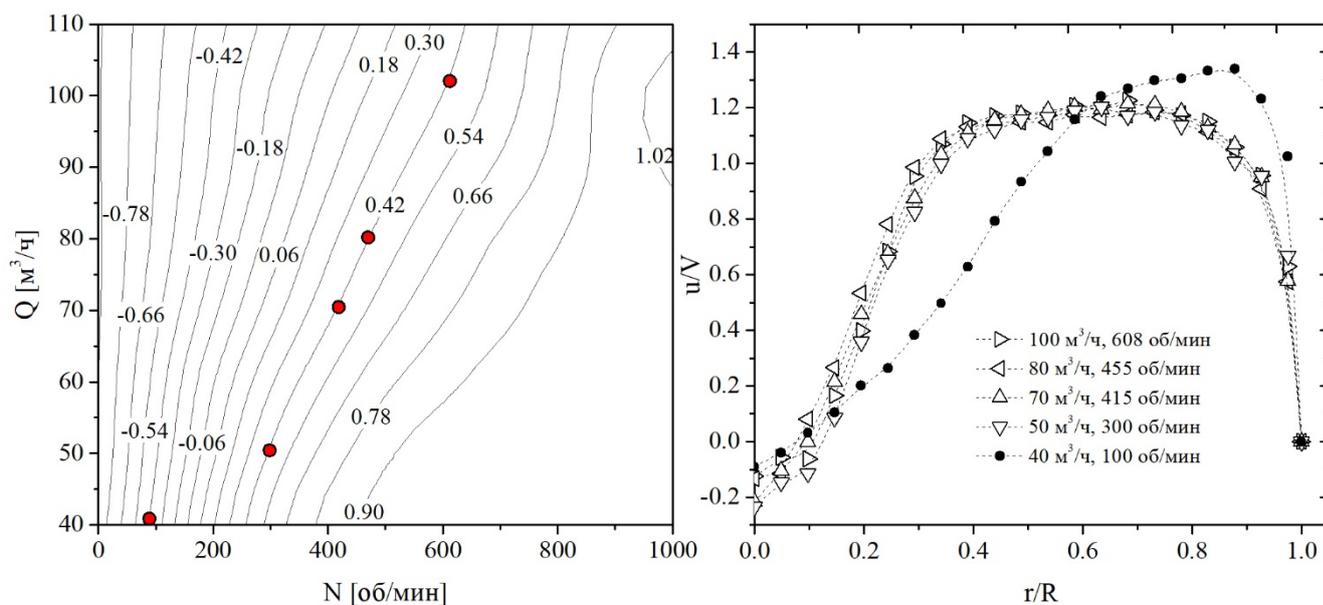


Рис. 22 Карта интегрального параметра крутки (слева), отрицательные значения соответствуют режимам течения, когда вращение жидкости происходит против часовой стрелки, если смотреть вниз по потоку; профили осевой компоненты скорости при $|S| = 0.42$ (справа).

Используя полученные значения интегрального параметра крутки в различных режимах, попробуем адаптировать подход, предложенный Favrel и др. [77], позволяющий количественно оценить характеристики закрученного течения, оперируя лишь параметрами Q и N , не измеряя распределение скорости. Суть подхода заключается в том, что угол между выходной кромкой рабочего колеса и относительной скоростью $V_{\text{отн}}$ (Рис. 4) считается постоянным. Тогда для любой частоты вращения рабочего колеса существует расход Q_0 , при котором поток теоретически полностью осевой и угол β можно выразить как

$$\operatorname{tg}(\beta) = \frac{V_0}{\omega r}$$

где $V_0 = Q_0/S$ среднерасходная скорость для расхода Q_0 , ω - угловая скорость рабочего колеса, связанная с частотой вращения соотношением $\omega = 2\pi N$. При уменьшении или увеличении расхода относительно Q_0 на выходе с рабочего колеса, возникает избыточная тангенциальная скорость w , которую можно получить в каждой точке радиуса

$$\operatorname{tg}(\beta) = \frac{V}{\omega r - w} = \operatorname{const} = \frac{V_0}{\omega r}$$

$$w = \omega r \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)$$

Предполагая также равномерное распределение осевой скорости ($u = V$), можно подставить данные выражения в уравнение (3.2) и использовать для расчёта параметра крутки. Учитывая наличие центрального тела обтекания $S = \pi(R_{out}^2 - R_{in}^2)$ и конструктивные особенности закручивающего устройства, используемого в работе в качестве модели рабочего колеса, конечное выражение для S :

$$S = \frac{\int_{R_{in}}^{R_{out}} \omega r \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right) \frac{Q}{S} r^2 dr}{R_{ex} \int_{R_{in}}^{R_{out}} \left(\frac{Q}{S}\right)^2 r dr}$$

$$\int_{R_{in}}^{R_{out}} \omega r \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right) \frac{Q}{S} r^2 dr = \frac{2\pi N \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right) Q}{\pi(R_{ex}^2 - R_{in}^2)} \left(\frac{R_{ex}^4 - R_{in}^4}{4}\right)$$

$$R_{out} \int_{R_{in}}^{R_{out}} \left(\frac{Q}{S}\right)^2 r dr = \frac{R_{out} Q}{\pi(R_{out}^2 - R_{in}^2)}$$

$$S = \frac{(R_{out}^2 + R_{in}^2)(R_{out}^2 - R_{in}^2)}{R_{out}} \cdot N \cdot \pi^2 \cdot 60 \cdot \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0}\right) \quad (3.6)$$

где R_{in} и R_{out} внутренний и внешний радиусы завихрителя, N – частота вращения рабочего колеса об/мин.

Сравнение интегрального параметра крутки (3.2) с рассчитанным по формуле (3.6) проводилось для двух скоростей вращения рабочего колеса 200 и 400 об/мин, позволяющих покрыть область малой и большой закрутки потока. Данные для обоих режимов представлены на одном графике на рисунке Рис. 23.

В области умеренной закрутки при $S < 0.7$ аналитическая кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Также она охватывает область, содержащую критическое значение параметра крутки $S = 0.53$, начиная с которого согласно данным визуализации и измерениям пульсаций давления в потоке формируется прецессирующий вихревой жгут.

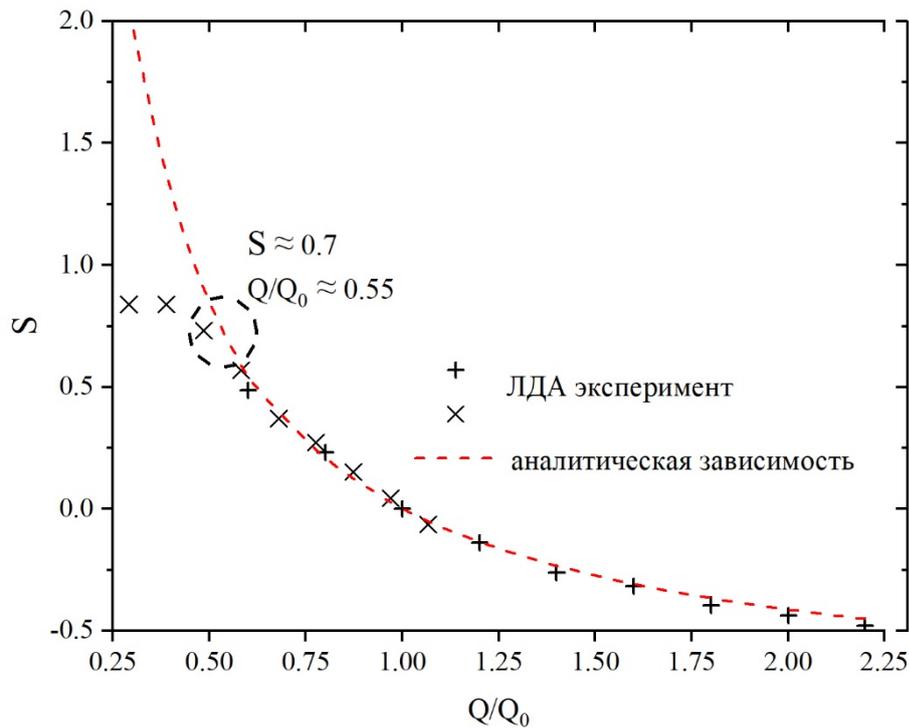


Рис. 23 Сопоставление аналитической кривой (3.6) и экспериментальных значений параметра крутки рассчитанными по (3.1) для $N = 200$ об/мин, $Q_0 = 50$ м³/ч (+); $N = 400$ об/мин, $Q_0 = 100$ м³/ч (×).

Начиная с $S = 0.7$ разница между аналитической кривой и экспериментальными данными становится значительной. При $Q/Q_0 \approx 0$ её значения устремляются в бесконечность, предположительно это связано с тем, что не учитывается неравномерность осевой скорости. При $Q/Q_0 \approx 0.4$ профиль осевой скорости имеет явно выраженный приосевой минимум вплоть до формирования зоны возвратного течения, а при меньших значениях и вовсе сильно оттеснен к стенке отсасывающей трубы и уже нельзя использовать предположение о её равномерном распределении. Тем не менее, данный подход весьма универсален, а его преимущество при оценке параметра крутки в реальных гидротурбинах или модельных установках, в которых отсутствует оптический доступ к потоку очевидно.

Альтернативный подход предложенный Vosioc и др. [30], предлагает вместо параметра крутки для определения режима течения а также сопоставления с другими экспериментальными данными использовать безразмерный следующим образом поток момента импульса

$$M^* = \frac{2\pi\omega \int_0^R uwr^2 dr}{(\omega R)^3 \pi R^2} \quad (3.7)$$

построенный в зависимости от безразмерного расхода

$$Q^* = \frac{Q}{\omega \pi R^3} \quad (3.8)$$

где ω - частота вращения рабочего колеса (рад/с), u , w – осевая и тангенциальная компоненты скорости, R – радиус рабочего колеса.

На Рис. 24 приведена зависимость безразмерного потока импульса для 5 разных расходов. Видно, что все полученные данные хорошо аппроксимируются одной параболической кривой. Согласно [30] точка перегиба $Q^* = 0.44$ соответствует условиям оптимальной работы турбины. Увеличение числа оборотов рабочего колеса - уменьшение безразмерного расхода относительного оптимального режима - соответствует условиям частичной нагрузки. В свою очередь смена знака безразмерного потока момента импульса говорит о том, что поток закручивается в противоположную сторону, т.е. имеют место условия форсированной нагрузки. Сравнивая регрессионные кривые на Рис. 24, можно заметить приемлемое качественное и количественное соответствие экспериментальных данных, полученных на вертикальном гидродинамическом стенде и за рабочим колесом турбины Френсиса в проекте Flindt [62]. Так, безразмерный расход турбины Френсиса для оптимального режима $Q^* = 0.44$, а для упрощенной модели $Q^* = 0.52$. Это разница объясняется отличием геометрий рабочего колеса турбины Френсиса и модельного закручивающего устройства. Тем не менее, качественно схожие зависимости предоставляют возможность говорить о корректном моделировании закрученного потока. Подобная интерпретация также вносит дополнительное понимание того, каким режимам работы реальной гидротурбины может соответствовать течение при упрощенной постановке задачи.

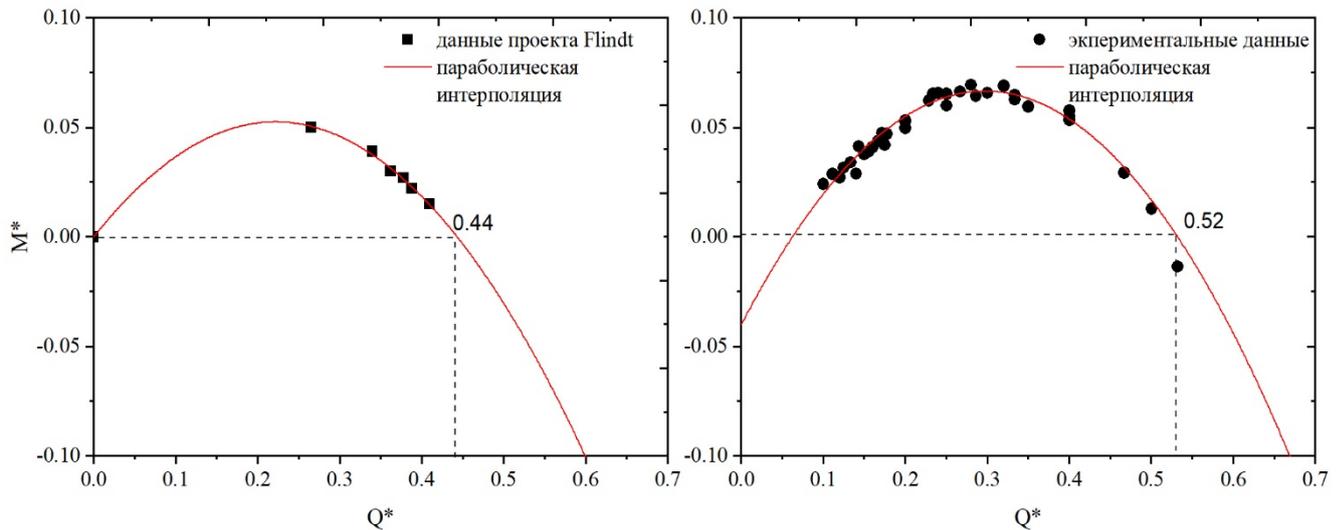


Рис. 24 Экспериментальные данные по безразмерному потоку момента импульса (3.7), полученные в проекте Flindt [30] (слева), в рамках данной работы (справа).

3.2 Визуализация режимов течения

После определения основных рабочих параметров на передний план выходит задача получения качественного представления о структуре течения в модельной гидротурбине при отклонении от условно-оптимального режима с нулевым параметром закрутки потока. Пузырьки воздуха, выделяемые из воды, а также кавитация в области ядра вихря позволяют визуализировать сложную трёхмерную вихревую структуру. Каждый характерный режим течения отмечен на карте параметра крутки в координатах Q-N, Рис. 25. Подобное разделение на зоны весьма условно и основано исключительно на данных цифровой визуализации.

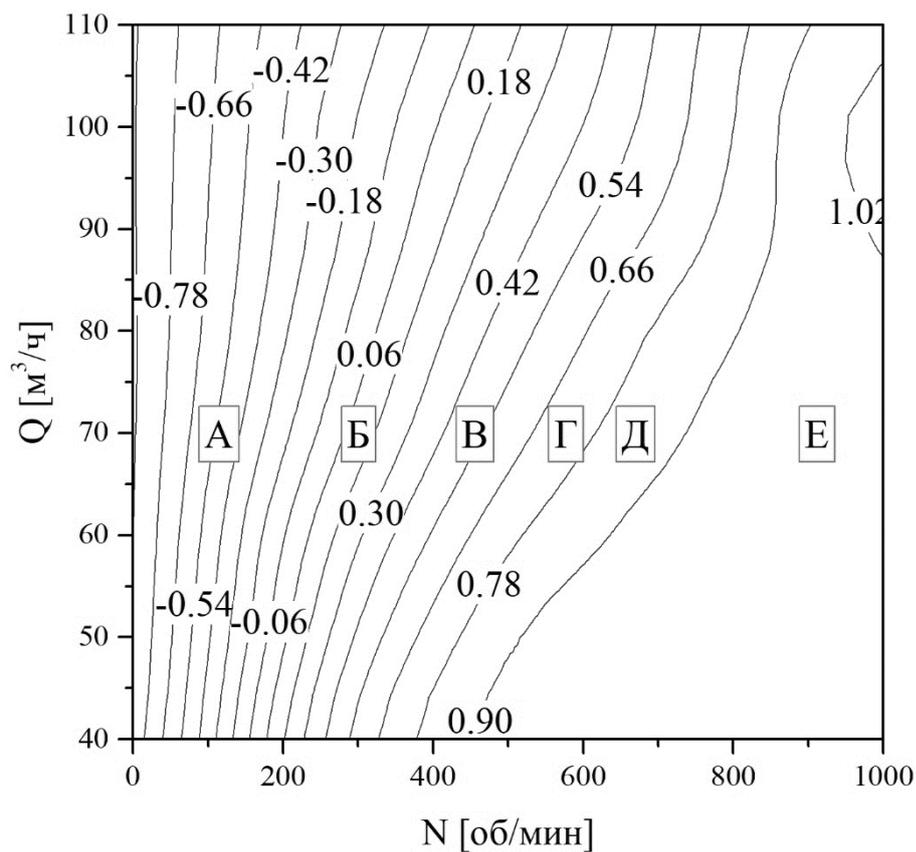


Рис. 25 Карта режимов течения, буквами обозначены области, для которых ниже представлена визуализация течения.

Ниже приведена серия рисунков, на которых изображена визуализация структуры течения посредством цифровой камеры Canon 7D при фиксированном расходе и варьировании скорости вращения рабочего колеса. Первый режим, Рис. 26, отмеченный на карте (Рис. 25) литерой “А” соответствует режиму работы гидротурбины при форсированной нагрузке (“full load”). Такой тип вихревого течения формируется при отрицательном параметре крутки, когда поток закручен в противоположную сторону. Если не обращать внимание на направление прецессии, то вихревая структура имеет вид правовинтовой спиральной линии, в отличие от Рис. 30, где изображена левовинтовая вихревая структура. В реальных гидротурбинах течение со спиральной формой ПВЯ в режиме высокой нагрузки практически не наблюдается, так как для того, чтобы достичь высокой отрицательной закрутки потока пришлось бы значительно увеличить расход воды через турбину относительно $Q_{\text{ВЕР}}$.



Рис. 26 Визуализация течения, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N/N_0 = 0.35$.

Следующий режим (Рис. 27) можно соотнести с работой гидротурбины вблизи оптимума, в точке максимального КПД. Закрутка потока в таком режиме близка 0, однако из-за того, что нулевая крутка обеспечивается “S” – образным профилем скорости, а не нормальным выходом с рабочего колеса, в приосевой зоне формируется колонообразный вихрь, который визуализируется осесимметричной кавитационной полостью, объем которой зависит от дополнительного разрежения. Кроме того, при достаточно высоком разрежении наличие податливого элемента приводит к возникновению самовозбуждающихся осцилляций его объема, что в свою очередь инициирует дополнительные пульсации расхода и давления в проточном тракте.

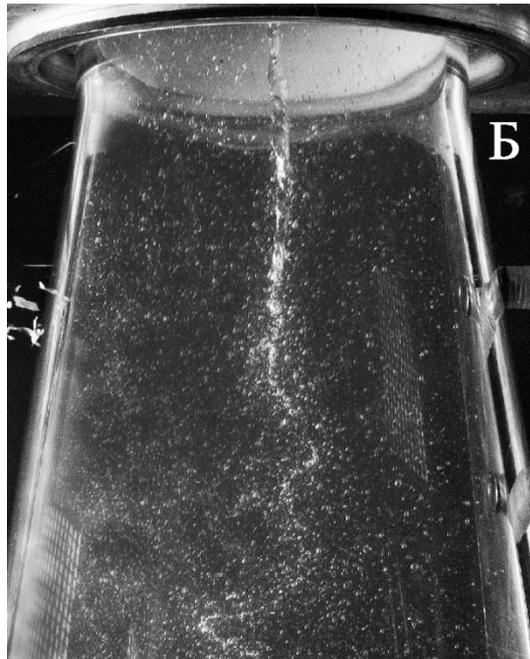


Рис. 27 Визуализация течения, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N/N_0 = 1.1$.

Режим при $N/N_0 = 1.6$ (Рис. 28) соответствует переходному режиму, при котором ПВЯ в форме вихревой спирали уже сформировался, однако вихревая спираль нестабильна во времени. Более подробно этот режим рассмотрен в главе 4.



Рис. 28 Визуализация течения, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N/N_0 = 1.6$.

Следующим режимом течения, на который стоит обратить внимание, является формирование двойной вихревой спирали – два левовинтовых вихря, вращающихся как единое целое, Рис. 29. Режим с двойной спиралью, наблюдается в очень узком диапазоне

параметра крутки. Стабильная двойная вихревая спираль существует недолго и обычно наблюдается циклический переход между одинарной и двойной модой, сопровождающийся резким изменением частоты и амплитуды пульсаций давления. Более подробно сценарий перехода между вихревыми модами изложен в работе Скрипкин и др. [49], где представлена детальная визуализация расщепления ПВЯ и обратного объединения двух спиральных вихрей, циклично повторяющееся во времени. Не останавливаясь подробно на данном явлении, стоит отметить, что оно является плохо прогнозируемым и может приводить к нерасчётным вибрациям гидроагрегатов.



Рис. 29 Визуализация течения, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N/N_0 = 1.9$.

Увеличивая скорость вращения рабочего колеса, получаем устойчивую одиночную вихревую структуру явно выраженной спиральной формы (Рис. 30), которую она сохраняет в достаточно широком диапазоне N/N_0 . Совершая поступательное и вращательное движение, ПВЯ генерирует на стенке ОТ периодические пульсации давления. Такой режим течения при сопоставлении с режимом работы гидроагрегата может соответствовать 0.5- 0.7 от $Q_{\text{вер}}$. КПД в таком режиме достаточно низкий, а вибрация оборудования повышенная, однако именно при запусках гидротурбин или регулировании электрической сети такие отклонения в рабочих режимах могут иметь место.



Рис. 30 Визуализация течения, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N/N_0 = 2.1$.

Продолжая увеличивать соотношение N/N_0 , мы наблюдаем, что вихревой жгут начинает терять свою спиральную форму. Более того, вместо единой парогазовой полости, визуализирующей вихрь, формируется сложное переплетение более мелких полостей, которые можно интерпретировать как совокупность отдельных вихрей, вращающиеся как единое целое (Рис. 31). Такой режим течения соответствует очень слабой нагрузке гидроагрегата (“deep part load”).

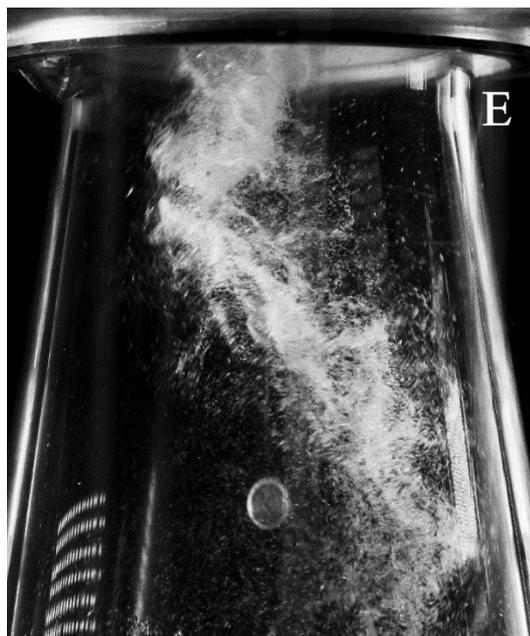


Рис. 31 Визуализация течения, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N/N_0 = 3$.

Дополнительную информацию о структуре вихревого течения можно получить, используя подсветку лазерным ножом в поперечном сечении и подбирая экспозицию камеры таким образом, чтобы она соответствовала примерно одному периоду вращения ПВЯ. Это позволило получить замкнутую траекторию перемещения центра вихревого ядра в поперечном сечении (Рис. 32).

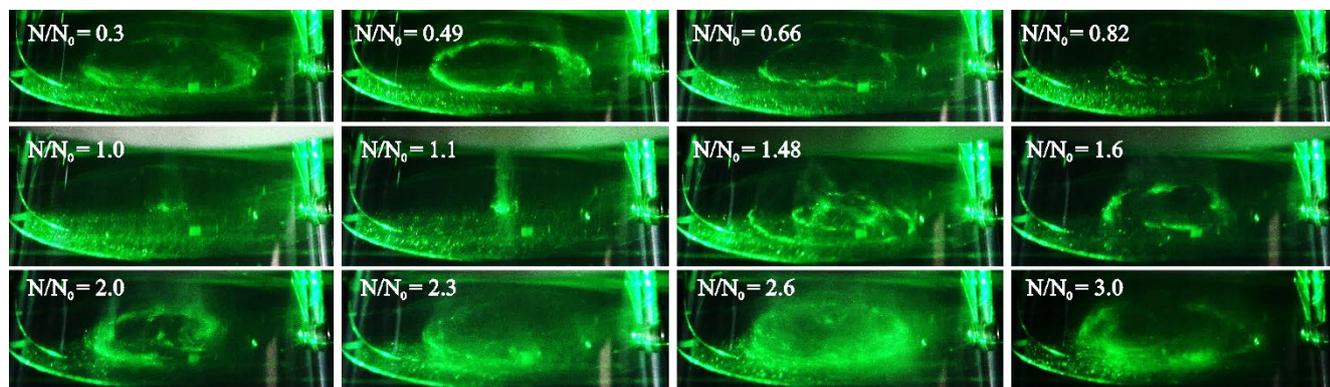


Рис. 32 Визуализация вихревого течения в поперечном сечении лазерным ножом,
 $Q = 80 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N_0 = 300 \text{ об/мин}$.

Из визуализации видно, что ПВЯ формируется по обе стороны от режима с нулевой закруткой потока, сохраняя свою спиральную форму. В окрестности $N/N_0 = 1$, (Рис. 32), формируется колонообразный вихрь, объём полости которого в зависимости от дополнительного разрежения может увеличиваться. Видно, что с ростом соотношения N/N_0 радиус прецессии вначале увеличивается, а затем, качественно остается неизменным, в свою очередь шаг винтового вихря с ростом N/N_0 уменьшается. Отдельное внимание стоит уделить режиму с $N/N_0 = 1.48$, траектория центра вихревого ядра описывает не ровную окружность, а две концентрические окружности разного радиуса. Это говорит о том, что пространственная геометрия вихревой структуры может практически мгновенно изменяться, т.е. быть нестабильной. Анализ данных высокоскоростной визуализации в вертикальном сечении также подтвердил значительное перестроение вихревого жгута в вышеупомянутом режиме. Качественно динамику ПВЯ можно описать следующим образом: в режиме, близком к $N/N_0 = 1$, формируется колонообразный осесимметричный вихревой жгут, с увеличением N/N_0 точка распада вихря отчетливо визуализируется и поднимается вверх по течению, пока не достигает обтекателя, так формируется ПВЯ, изображенный на Рис. 28. Вихревой жгут имеет относительно маленький размер парогазовой каверны, маленький шаг и радиус прецессии, эта область является переходной ввиду нестабильности вихревой системы.

Начиная с $N/N_0 > 1.8$ вихревой жгут растягивается по оси, увеличивается его радиус прецессии и шаг, такая динамика сохраняется до достижения высоких $N/N_0 \sim 3$, когда одиночный вихрь теряет свою спиральную форму и визуализируется многочисленным переплетением мелких парогазовых каверн.

3.3 Распределения скоростей

Соответствие профиля скорости тому или иному режиму вихревого течения является важным шагом в понимании общих закономерностей формирования ПВЯ в неоптимальных режимах работы гидротурбин. Было исследовано более 100 режимов течения, в каждом из которых производилось измерение профилей скорости. Шаг по частоте вращения составлял 100 об/мин, начиная с 0 (принудительно остановленное рабочее колесо) и заканчивая 1000 об/мин, расход варьировался с шагом по 10 м³/ч в диапазоне 40-110 м³/ч. В окрестностях отдельных режимов, представляющих наибольший интерес, проводились дополнительные измерения.

Распределения скоростей представлены в безразмерном виде через среднерасходную скорость на входе в ОТ (Рис. 33), это позволяет сравнить различные режимы течения при разных расходах в одном масштабе. Сечение, в котором проводились измерения скорости, показано на Рис. 13.

Ввиду симметрии конической секции ОТ и отсутствия поворотного колена осевая и тангенциальная компоненты скорости измерялись от центральной оси симметрии ($r = 0$) до стенки ($r = R$) с равномерным шагом 2мм.

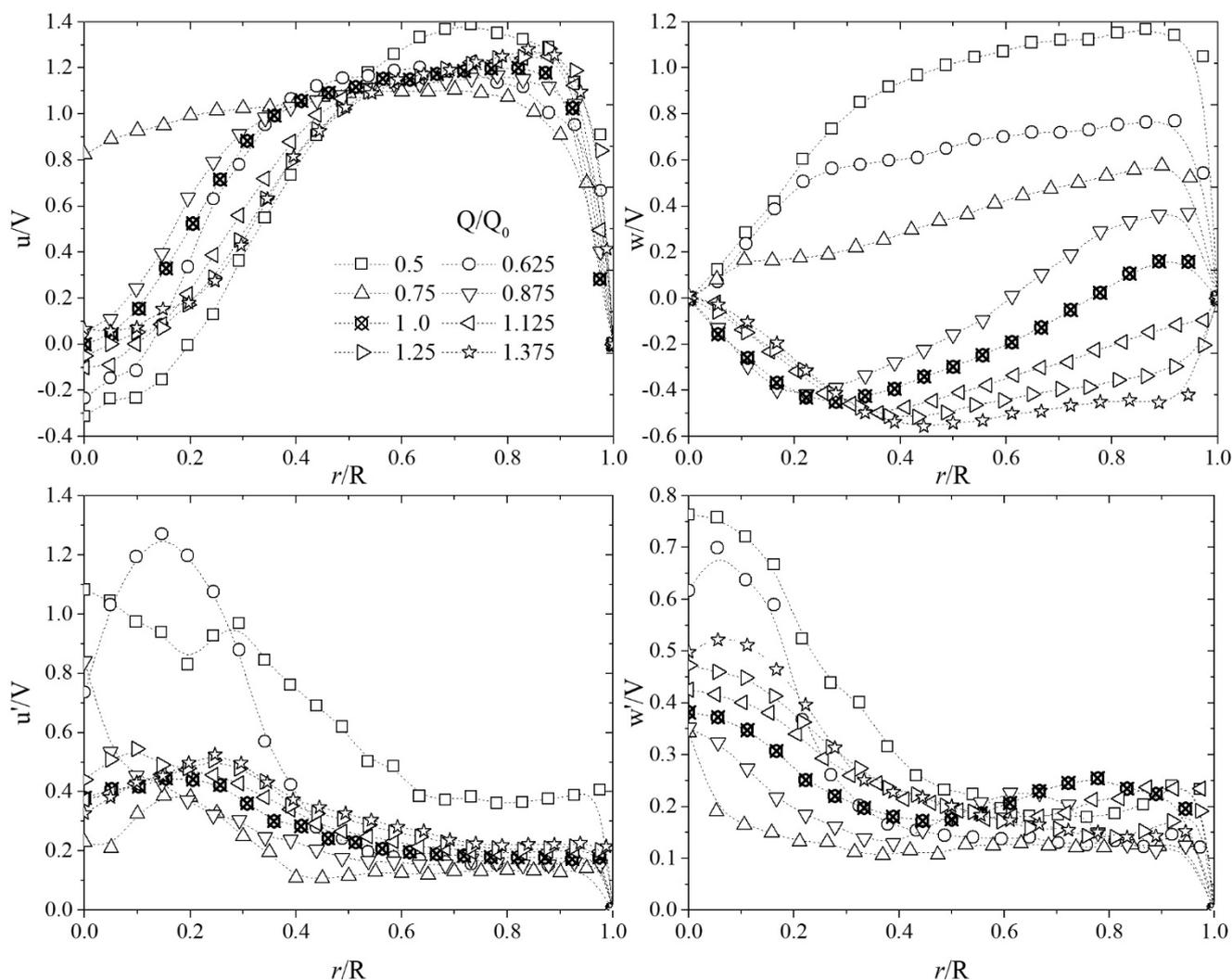


Рис. 33 Осредненные по времени осевая (u) и тангенциальная (w) компоненты скорости и их пульсации при варьировании расхода, величины нормированы на среднерасходную скорость $V = Q/S$, $N = 300$ об/мин, $Q_0 = 80$ м³/ч.

Профили скоростей, соответствующие нулевой закрутке потока, обозначены на Рис. 33 и Рис. 34 черными квадратами. Условия нормального выхода для данной пары завихрителей не соблюдаются, и как следствие, в режиме нулевой крутки профиль тангенциальной компоненты скорости имеет “S-образную” форму, помимо нулевой скорости на оси, существует ещё одна точка перегиба, значительно смещенная к стенке ОТ. В приосевой зоне поток всё ещё вращается против часовой, если смотреть по течению, а вблизи стенки в узкой области уже формируется закрутка по часовой стрелке. В свою очередь профиль осевой скорости в данном режиме имеет близкое к равномерному распределению, с небольшим приосевым дефицитом скорости, в области $0 - 0.3$ r/R . При отклонении от $Q/Q_0 = 1$ в сторону меньших расходов приосевая зона

замедления потока уменьшается при $Q/Q_0 = 0.87$ и практически исчезает при $Q/Q_0 = 0.75$. Точка перегиба у тангенциальной компоненты смещается в сторону оси и затем исчезает. Тангенциальная компонента скорости при $Q/Q_0 = 0.75$ хорошо описывается моделью твердотельного вращения $u = \omega r$. При $Q/Q_0 < 0.7$ вблизи оси снова возникает область замедления потока, вплоть до формирования крупномасштабной рециркуляционной зоны при $Q/Q_0 = 0.5$.

На Рис. 33 также изображены соответствующие СКО скоростей в том же сечении. На границе зоны рециркуляции наблюдается максимум пульсаций осевой скорости. Положение максимума в грубом приближении можно принять за положение центра вихревого ядра вдоль радиуса ОТ. При рассмотрении СКО тангенциальной компоненты скорости картина выглядит немного иначе, максимум СКО приходится на центральную ось симметрии. При наличии ПВЯ это объясняется тем, что, находясь в диаметрально противоположных фазах вихревой жгут создает на оси камеры пульсации скорости разного знака. Проходя в передней половине поперечного сечения ОТ, вихревое ядро индуцирует на оси отрицательную горизонтальную скорость (знак соответствует выбранной системе координат, Рис. 13), в свою очередь, находясь в другой половине конуса, вращаясь по прежнему в одном направлении вихревой жгут индуцирует положительную скорость. При значительном отклонении от $Q/Q_0 = 1$ абсолютное значение максимума пульсаций для обеих компонент увеличивается что говорит о формировании более интенсивного ПВЯ. Стоит отметить, что пульсации осевой скорости примерно в 1.5 раза больше тангенциальных для режима $Q/Q_0 = 0.5$.

Более наглядно динамику влияния закрутки на профили скорости можно изучить, зафиксировав расход жидкости в контуре и варьируя скорость вращения рабочего колеса. На Рис. 34 приведены распределения скоростей и их пульсаций для $N_0 = 300$ об/мин и $Q = 80$ м³/ч. С точки зрения управления режимом - режим с постоянным расходом является более удобным, изменить скорость вращения рабочего колеса проще и быстрее, чем ждать стабилизации расхода при его варьировании. Также изменение скорости вращения позволяет достичь режимов с гораздо большей закруткой потока.

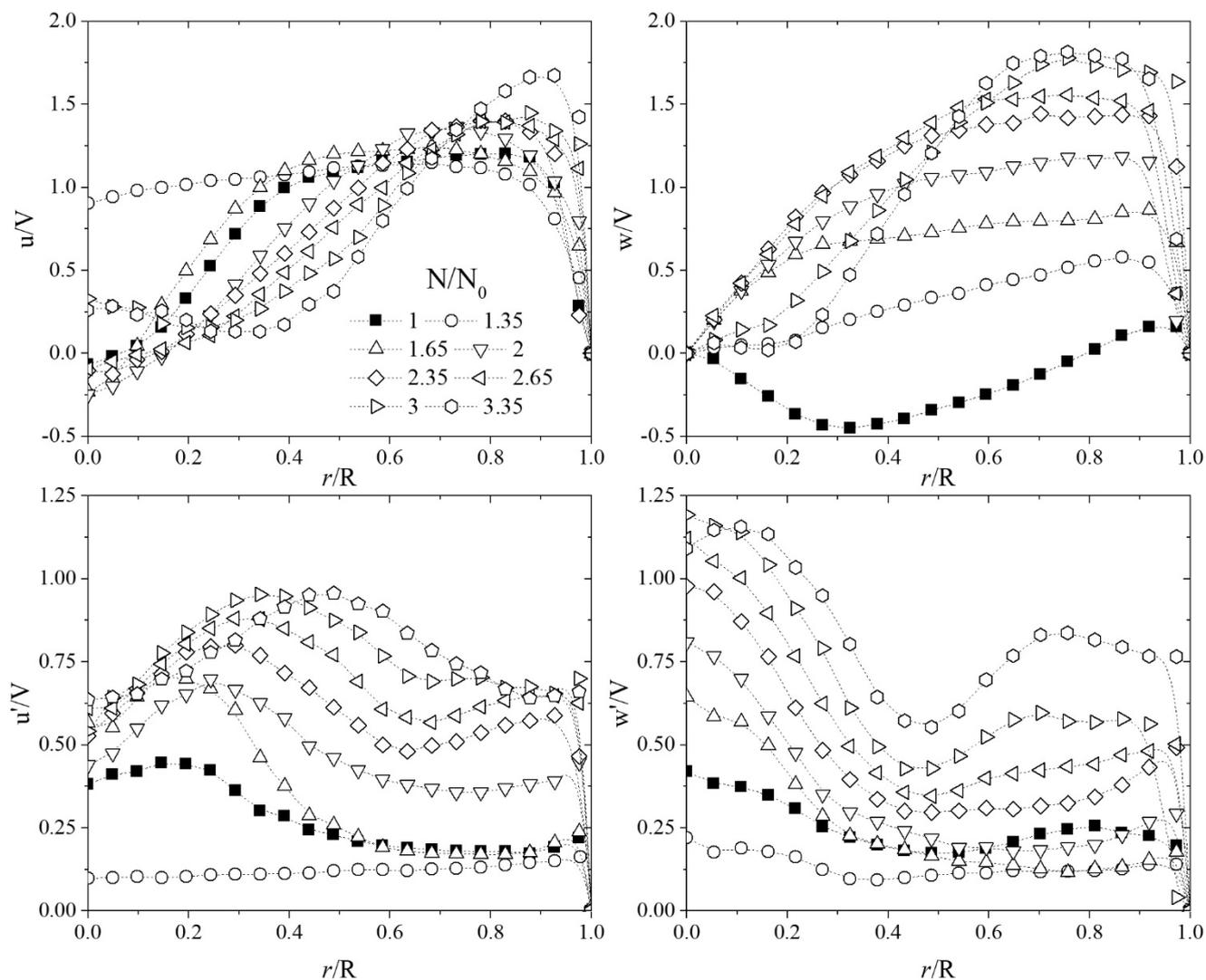


Рис. 34 Осредненные по времени осевая (u) и тангенциальная (w) компоненты скорости и их пульсации при варьировании частоты вращения, величины нормированы на среднерасходную скорость $V = Q/S$, $N_0 = 300$ об/мин, $Q = 80$ м³/ч.

Равномерное распределение профиля осевой компоненты скорости также, как и в экспериментах с варьированием расхода смещено относительно режима с нулевой круткой и соответствует $N/N_0 = 1.35$. Анализируя распределения пульсаций осевой скорости можно заключить, что положение максимума пульсаций смещается к стенке ОТ при увеличении крутки, а его абсолютное значение растет.

Отдельно стоит обратить внимание на распределения скоростей при $N/N_0 > 3$. Во-первых, исчезает область возвратного течения, а сам профиль осевой скорости значительно отжат к стенке, хотя датчик давления по-прежнему регистрирует периодический сигнал давления, во-вторых, в области $0-0.3R$ профили тангенциальной скорости имеют обратный угол наклона по сравнению с профилями при меньших N/N_0 .

В режимах $N/N_0 > 3$ помимо отчетливого максимума пульсаций тангенциальной скорости на оси хорошо выделяется локальный минимум, а абсолютное значение пульсаций выше, чем удалось достичь при малых Q/Q_0 . В целом можно заключить, что уменьшение расхода жидкости относительно оптимального или увеличение скорости вращения приводит к схожим распределениям скоростей с рядом особенностей.

Для полноты картины, на рисунках Рис. 35 и Рис. 36 приведены поля осевой и тангенциальной скорости и их пульсаций.

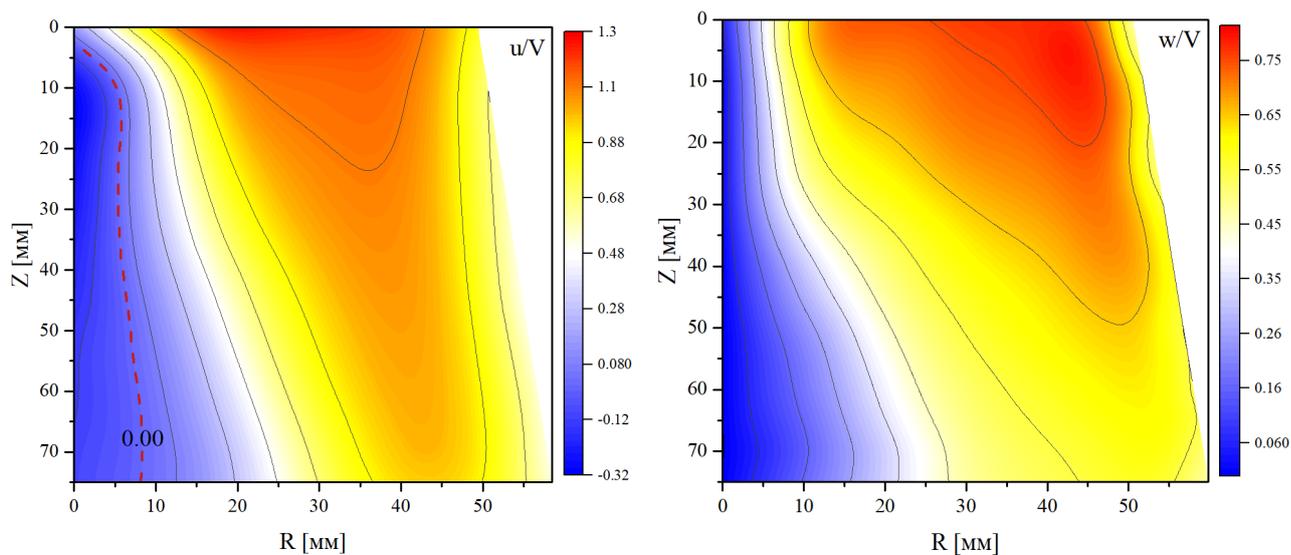


Рис. 35 Поля осевой и тангенциальной компонент скорости в вертикальном сечении конуса ОТ, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N = 450 \text{ об/мин}$.

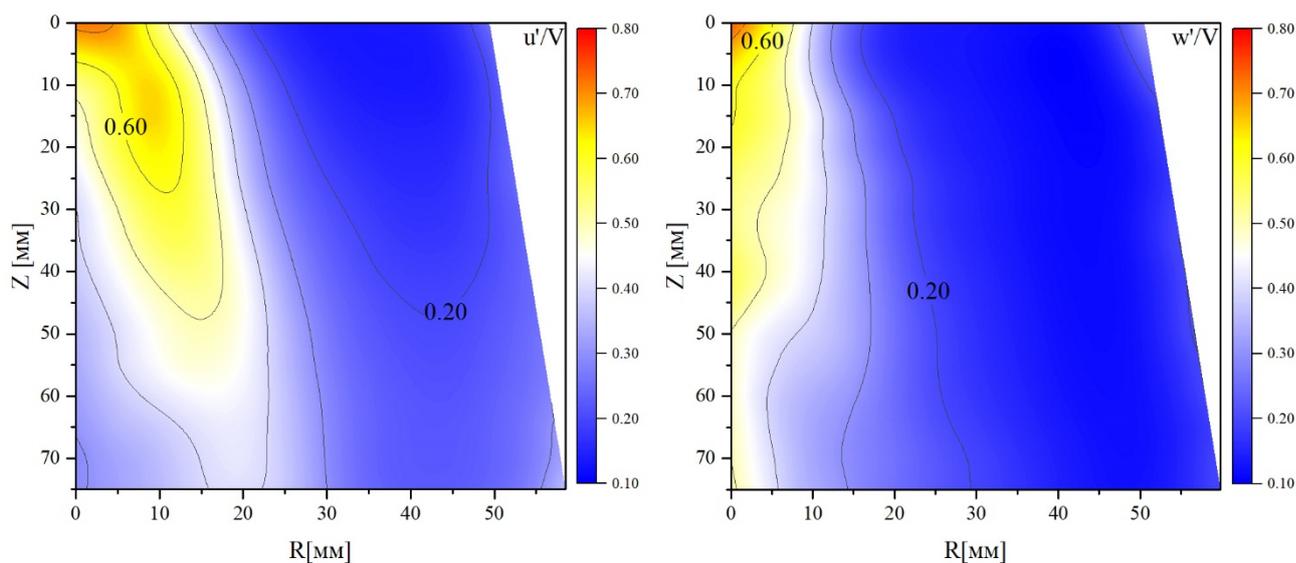


Рис. 36 Поля пульсаций осевой и тангенциальной компонент скорости в вертикальном сечении конуса ОТ, $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N = 450 \text{ об/мин}$.

Для построения непрерывной цветной картины использовалась триангуляция, линейная интерполяция и сглаживание стандартными встроенными функциями в программном пакете OriginPro. Из Рис. 35, Рис. 36 видна динамика развития течения вдоль конуса отсасывающей трубы, зона возвратного течения в данном режиме достаточно глубокая, и на высоте $Z = 75$ мм ($h/D > 1$) ещё не замыкается, из-за расширения ОТ средние значения осевой и тангенциальной скорости уменьшаются. Пульсации осевой скорости отчетливо детерминируют границы вихревого жгута. В области ПВЯ пульсации обеих компонент примерно в три раза выше, чем в течении вне его.

Одним из важных моментов работы, является сопоставление измеренных профилей для осевой скорости с профилями измеренными за рабочим колесом масштабной модели турбины Френсиса на ЛМЗ, полученными в работе Садбаков и др. [44]. На Рис. 37 приведено сопоставление трех распределений осевой скорости, соответствующих различным рабочим параметрам (расход, скорость вращения рабочего колеса, угол открытия направляющего аппарата). Варьируя расход и скорость вращения рабочего колеса на упрощенной модели удалось достичь приемлемо близких результатов. Удовлетворительное согласие между экспериментальными данными подтверждает предположение, изначально сделанное в работе Литвинов и др. [23] о возможности моделирования широкого диапазона режимов течения, имеющих место в турбинах при различной нагрузке, комбинацией стационарного и вращающегося завихрителей.

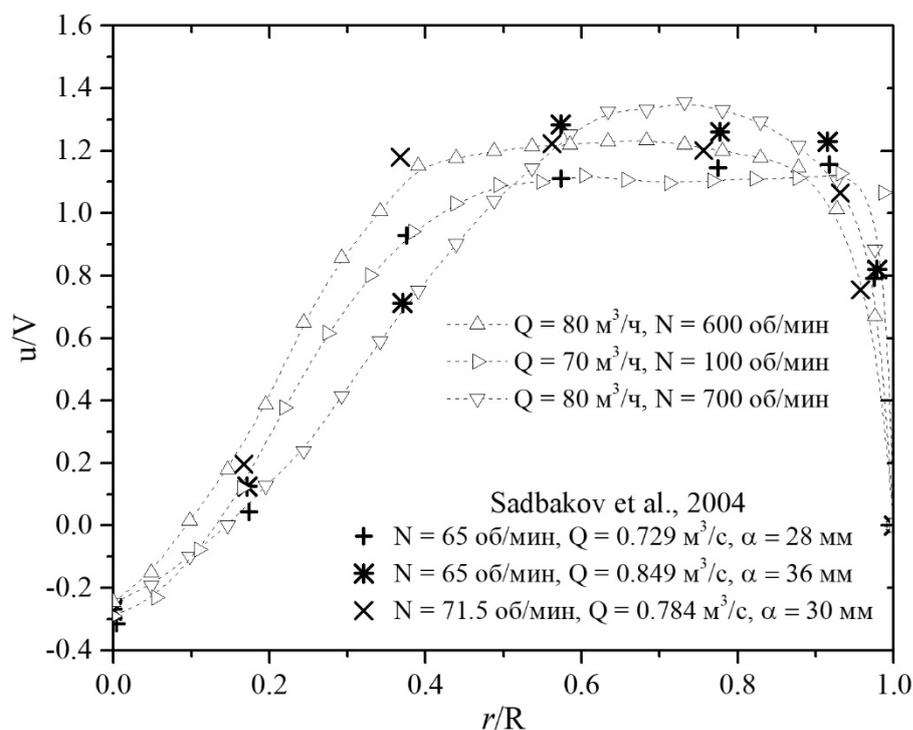


Рис. 37 Сравнение осевых распределений скорости в конусе ОТ модельной гидротурбины, полученных в данной работе с результатами измерений за рабочим колесом турбины Френсиса [44].

Тем не менее, несмотря на данное качественное сопоставление, говорить об однозначном соответствии результатов экспериментов с режимами течения в гидротурбине нельзя.

3.4 Пульсационные характеристики. Режимные карты.

Чтобы дополнить представление о структуре закрученного потока была произведена серия экспериментов по измерению давления в конусе ОТ в диапазоне N (0-1000 об/мин) и Q (40-110 м³/ч). Пьезорезистивный датчик давления был установлен на 64 мм ниже горловины ОТ (Рис. 11). Сигнал с датчика давления в вольтах поступал на АЦП L-Card E-440, с которого записывался на ПК и пересчитывался в паскали. Путем фильтрации исходного сигнала в окрестности доминирующей частоты выделялась когерентная составляющая, связанная с присутствием ПВЯ в потоке. В режиме с малой круткой $S \sim 0.45$ несмотря на то, что по данным визуализации в потоке формируется тонкий спиральный вихревой жгут, датчик давления ввиду его недостаточной чувствительности не регистрировал периодические пульсации. Это связано с тем, что радиус прецессии очень мал, т.е. расстояние между вихревым ядром и датчиком велико. На основании

полученных данных, были построены режимные карты в координатах Q , N (Рис. 38), на которых наглядно можно выделить области с наибольшими пульсациями давления.

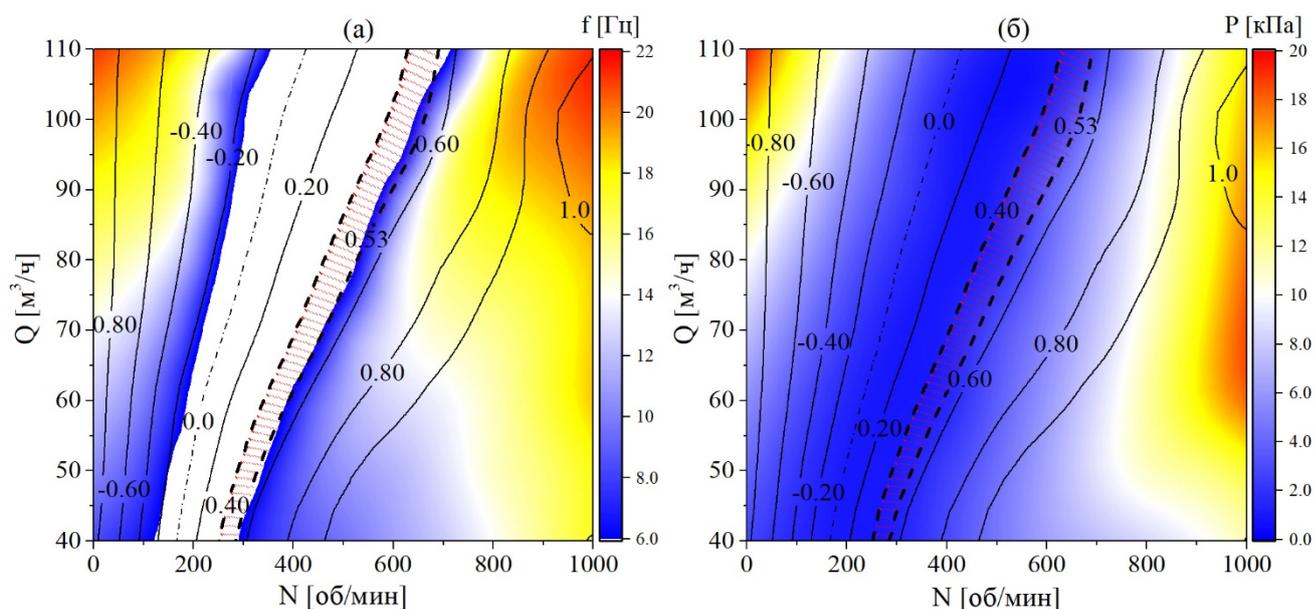


Рис. 38 Режимная карта частоты и амплитуды пульсаций давления.

Дополнительно, чтобы можно было точнее определить границы того или иного режима течения, были нанесены изолинии параметра крутки. Белая область на Рис. 38 соответствует зоне, в которой ПВЯ не формируется. Красными штрихами обозначены область, в которой ПВЯ нестабилен, как уже было сказано в ней датчик давления не регистрирует периодическую составляющую сигнала. Начиная с $S = 0.53$ в спектре появляется отчетливый пик на частоте прецессии. Относительно линии нулевой крутки существует значительная асимметрия, при вращении ПВЯ в противоположную сторону периодические пульсации регистрируются при меньших значениях S . Начиная с изолинии $S = 0.9$ и при смещении в сторону больших оборотов видно, что несмотря на то, что крутка практически не изменяется, частота прецессии растет.

Зафиксировав расход, посмотрим (Рис. 39), как ведут себя спектральные характеристики потока. В диапазоне 200-400 об/мин на спектрах пульсаций не наблюдается отчетливых максимумов, это как раз соответствует диапазону от -0.2 до 0.4 параметра крутки.

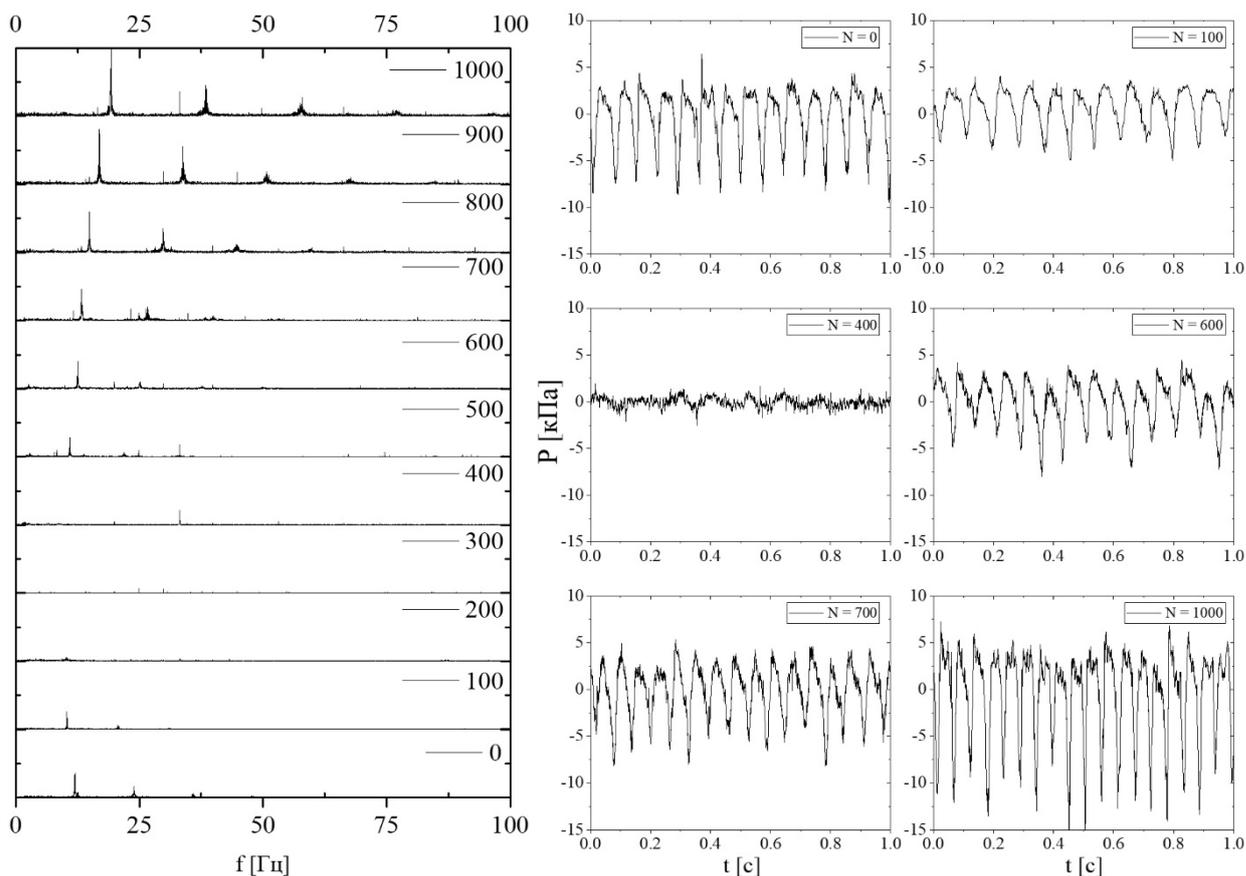


Рис. 39 Пульсационные характеристики потока при $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$ и варьировании частоты вращения рабочего колеса.

Видно, что амплитуда пульсаций давления с ростом частоты вращения закручивающего устройства при фиксированном расходе растет, то же касается и частоты пульсаций. Начиная с $N = 700$ в спектре появляются вторые и третьи гармоники. Как показывает сигнал давления на Рис. 39, периодические пульсации присутствуют и при отрицательной закрутке потока. Интересным является то, что положение максимумов по частоте прецессии и амплитуде пульсаций не совпадают. Максимуму частоты соответствует максимальное значение расхода и скорости вращения, в свою очередь максимум пульсаций смещен в сторону меньшего расхода. Если рассмотреть два режима с $N = 800$ и 1000 , также отчетливо виден рост амплитуды и частоты прецессии несмотря на то, что этот диапазон лежит в области постоянной крутки.

Таким образом, удобнее перейти к координатам N/N_0 , так как режим с нулевой круткой определяется однозначно, по сравнению с интегральным параметром S при значениях выше 0.8 .

Построим зависимость числа Струхалия (Sh) и безразмерных пульсаций давления ($P/\rho V^2$) в зависимости от N/N_0 для каждого из 8 расходов (Рис. 40). Использование этих

безразмерных величин позволяет исключить влияние увеличения объёмного расхода на частоту и амплитуду пульсаций, фактически оставляя зависимость только от интенсивности закрутки потока. Нужно отметить, что для каждого расхода Q , N_0 необходимо рассчитывать заново, интерполируя линейную область параметра крутки в окрестности малых значений. В области безразмерной скорости вращения от 0 до 1 число Струхала уменьшается. Этот диапазон соответствует обратному, против часовой стрелки, вращению потока - режиму форсированной нагрузки. Стоит отметить, что Sh не обращается в ноль, а обрывается на значениях ~ 0.5 . Примерно с этого же значения начиная с $N/N_0 = 1.5$ Sh начинает линейно увеличиваться.

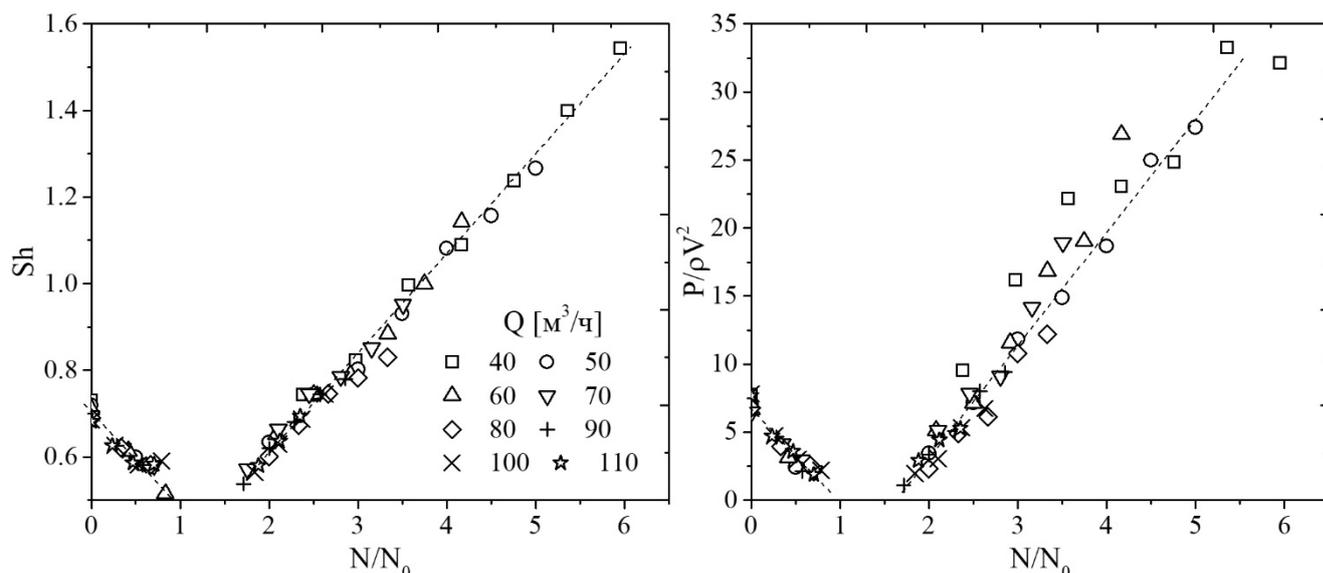


Рис. 40 Зависимость безразмерной частоты и амплитуды пульсаций давления от безразмерной скорости вращения N/N_0 .

Подобный переход к N/N_0 позволил избавиться от неоднозначности при сильной закрутке потока. Очевидно, что с ростом скорости вращения частота прецессии не может постоянно расти, однако достичь режима, при котором наблюдается снижение частоты прецессии в эксперименте не удалось. Безразмерные пульсации давления в целом тоже хорошо аппроксимируются линейной зависимостью, однако начиная с $N/N_0 = 3$ разброс экспериментальных данных увеличивается. Визуально вихревой жгут уже в достигнутых режимах начинает терять свою спиральную форму и выглядит как переплетенное скопление мелких вихрей.

3.5 Заключение по главе

Подытоживая вышесказанное в данном разделе, можно заключить, что интегральный параметр крутки, используемый для описания закрученного течения, не является абсолютным критерием и не позволяет однозначно установить режим течения в зависимости от его значения. Тем не менее, в схожих классах закручивающих устройств в области малых и умеренных значений S позволяет выявить определенные закономерности, а также является достаточным критерием для определения начала режима течения, в котором происходит формирование ПВЯ. Аналитический подход, предложенный Favrel и др. [77] и адаптированный в данной работе, может использоваться для оценки параметра крутки в области $S = -0.5 - 0.65$. Для более точного определения режима можно использовать приведенную частоту вращения относительно режима с нулевой закруткой потока.

Экспериментальные данные, представленные в данной работе, могут быть востребованы при верификации численных расчётов как качественной, так и количественной информацией, а более глубокое представление о структуре вихревого течения способствует развитию и совершенствованию различных аналитических подходов при описании ПВЯ.

Осредненные распределения скоростей показали формирование крупномасштабной зоны возвратного течения, глубоко проникающего вниз по течению в конусе модельной ОТ. Наличие в потоке когерентной вихревой структуры в форме ПВЯ приводит к возникновению в ряде режимов характерных максимумов пульсации осевой скорости на границе пространственного положения вихревого ядра и тангенциальной компоненты скорости на оси.

Глава 4. Аперiodические пульсации давления

Среди многочисленных режимов течения, описанных в предыдущей главе, визуализация которых представлена на рисунках Рис. 26-Рис. 31, отдельного внимания заслуживает режим (Рис. 28), в котором топология ПВЯ нестабильна и хаотично меняется во времени. Такое течение наблюдается относительно близко к оптимальному режиму при небольшом параметре крутки в диапазоне $S = 0.4-0.5$ (границы были определены на основе данных высокоскоростной визуализации). Нестабильность ПВЯ проявляется в изменении радиуса прецессии и пространственного периода во времени, что приводит к резкому локальному изменению кривизны вихревой спирали. В результате таких локальных изменений структуры ПВЯ возникают состояния вихревой системы, при которых две части вихревой трубки выстраиваются антипараллельно и начинают сближаться друг с другом благодаря взаимной индукции. При приближении вихревые трубки начинают уплощаться, в месте перезамыкания наблюдается значительный изгиб, а между ними возникают два мостика (bridges). Образовавшиеся вихревые трубки вблизи мостиков принимают форму подковообразных вихрей (hairpin vortices) и начинают удаляться друг от друга за счет самоиндуцированного движения. Более подробно механизмы вихревого перезамыкания описаны в работах [92,193–196].

Наиболее интересным представляется то, что в результате перезамыкания от вихревого жгута с большой скоростью по сравнению с его поступательным движением отрывается кавитирующее вихревое кольцо. В некоторых случаях, перезамыкание происходит не между соседними витками вихревой спирали, а через один, в терминах фазы вихря соединяются участки, расположенные через $\varphi \sim 2\pi$. При этом формируется вихревое кольцо, надетое на вихревую спираль. Данный режим работы модельной гидротурбины привлекает внимание не только из-за интересного физического явления, а также тем, что процесс отрыва вихревых колец сопровождается громкими и резкими хлопками, отчётливо слышимыми при работе.

Взаимодействию вихревых колец с твердой поверхностью посвящено достаточно много работ как экспериментальных [197–199] так и аналитических работ [197,198,200]. В работе [200] рассмотрена задача о вихревом кольце, налетающем под прямым углом на диск. Представленное аналитическое решение позволяет вычислить силу, действующую со стороны вихревого кольца, а также импульс, переданный диску. Walker и др. [197], используя технику визуализации чернилами показали, что вихревое кольцо, двигаясь по

нормали к стенке, генерирует новое вихревое кольцо за счёт нестационарного взаимодействия с вязким слоем вблизи стенки. Sullivan и др. [198] провели экспериментальное исследование и измерение импульса вихревого кольца посредством физического маятника а также предложили аналитическое выражение для радиуса, размера вихревого ядра и циркуляции. Обобщая результаты работ можно заключить, что вихревые кольца налетая на поверхность создают на ней скачок давления, связанный с импульсом струи в центре вихревого кольца и разрежения в ядре тороидального вихря.

4.1 Визуализация процесса отрыва вихревых колец

Визуализация в высоком пространственном разрешении посредством цифровой камеры Canon 7D невозмущенной вихревой спирали, а также изолированного и надетого вихревых колец представлена на Рис. 41. В момент отрыва изолированного кольца можно отчетливо увидеть формирование вторичных вихревых нитей (bridges) [91] а на самом вихревом кольце формирование, предположительно, волн Кельвина [201]. Сценарий образования “зацепленного” кольца реализуется гораздо реже, чем отрыв изолированных вихревых колец.

Для более подробного исследования режима с отрывом вихревых колец, была проведена серия визуализации (Рис. 42) при фиксированном расходе (постоянное число Re) в диапазоне параметров крутки $S = 0.3-0.7$ с шагом $\Delta S \sim 0.03$. Вначале, при маленькой крутке $S \approx 0.3$, как уже было описано в главе 3, формируется колонообразный вихрь, с увеличением параметра крутки точка остановки потока - начало спирального распада вихря поднимается вверх по течению, пока не достигает конца обтекателя.

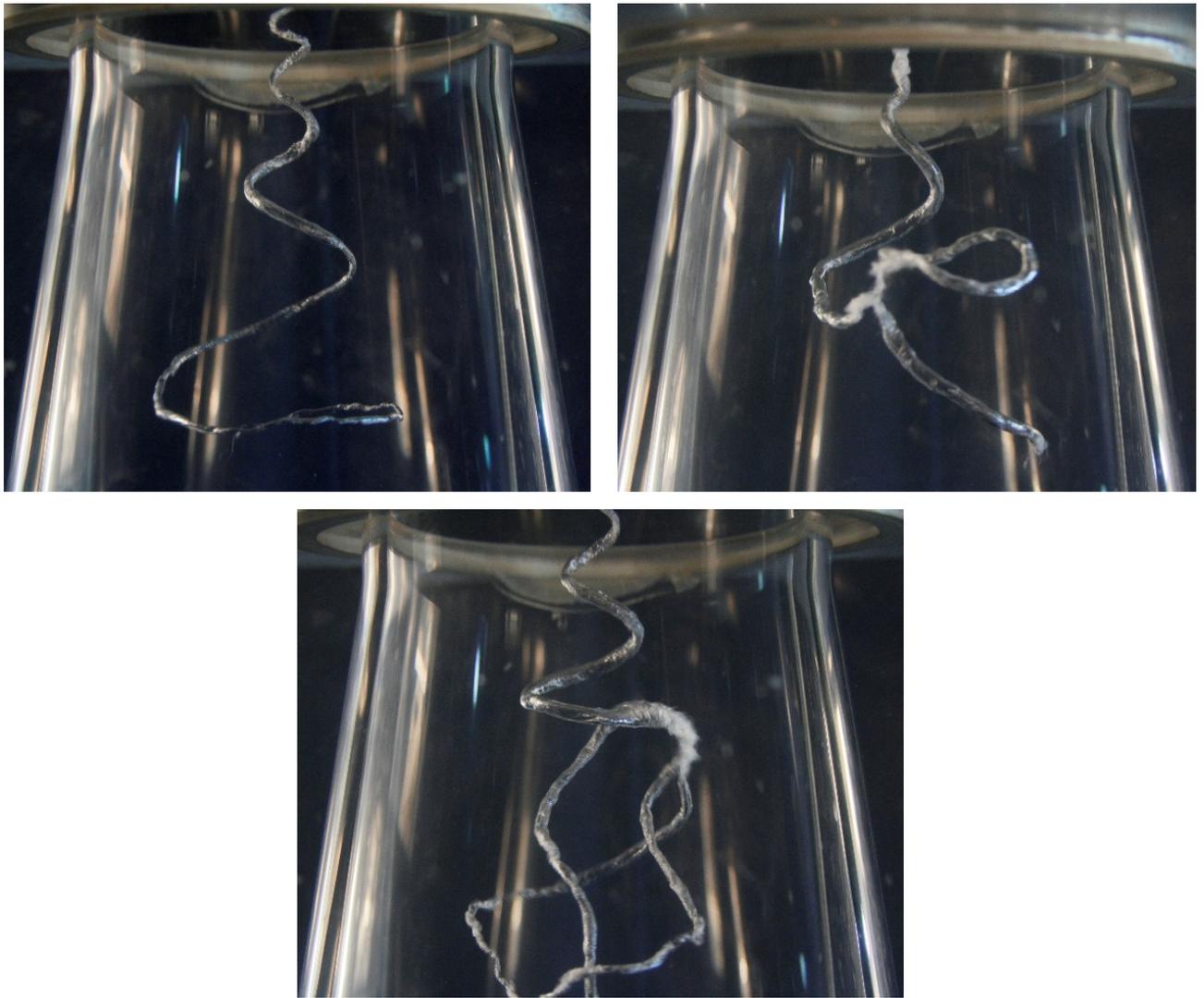


Рис. 41 Визуализация неустойчивого ПВЯ при $Q = 80 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N = 500 \text{ об/мин}$, невозмущенная вихревая спираль (слева), формирование отдельного вихревого кольца (справа), формирование “зацепленного” вихревого кольца (по центру).

Так, на Рис. 42(в) изображено начало неустойчивого режима. Отчетливо видна разница между Рис. 42(в) и Рис. 42(з), с увеличением параметра крутки радиус прецессии и пространственный период заметно увеличиваются, таким образом происходит формирование более устойчивой вихревой структуры. Возможно, самоиндуцированное сближение связано с критическим радиусом кривизны у вихревой спирали, при котором части вихревой спирали располагаются достаточно близко друг к другу и индуцированное движение доминирует над опускным движением вихря.

Другим объяснением может послужить формирование длинноволновой неустойчивости, и образования возмущений, называемых “бризеры” (breathers) [202] являющимися решениями нелинейного уравнения Шредингера. Аналитические решения

для квантовых вихревых структур полученные в работах [202,203] качественным образом совпадают с наблюдаемыми в экспериментах сценариями формирования изгиба вихревой спирали, приводящего к отрыву кольца.

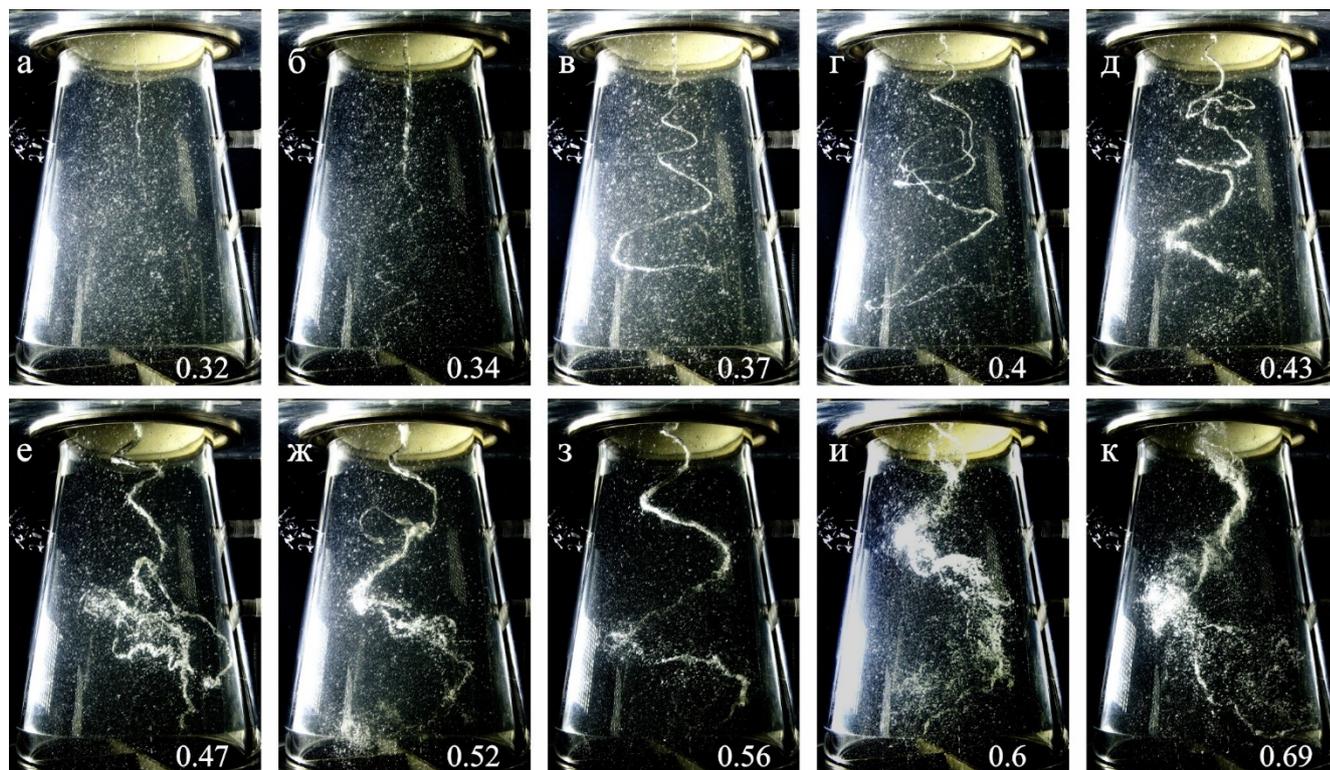


Рис. 42 Визуализация течения при $Q = 70 \text{ м}^3/\text{ч}$, и варьировании параметра крутки S с малым шагом.

Нестабильное состояние ПВЯ наблюдается не только при расходе $70 \text{ м}^3/\text{ч}$, для которого приведена визуализация на Рис. 42. Двигаясь вдоль линии с постоянной круткой (Рис. 22) увеличивая расход воды и скорость вращения рабочего колеса, мы получаем качественно те же самые режимы течения, Рис. 43. Визуально единственным отличием является увеличение диаметра кавитационной полости при большом расходе. Подобие профилей скорости для $S = 0.42$ продемонстрировано на Рис. 22 в главе 3.

Границы режима с аperiodическими пульсациями давления обозначены пунктирной линией на Рис. 38. Определить частоту прецессии из сигнала давления посредством быстрого преобразования Фурье или методом Ломба-Скаргла в таком режиме невозможно, радиус прецессии вихря мал, а частота прецессии постоянно изменяется во времени. Однако посредством высокоскоростной визуализации удалось определить среднюю частоту прецессии, которая оказалась примерно в 2.5-3 раза выше чем у стабильного ПВЯ при том же расходе при большем параметре крутки $S = 0.6$. Такую

же оценку можно сделать, если сравнить пространственный период ПВЯ на Рис. 42 (в) и (з) и предположить, что скорость опускного движения сильно не отличается.

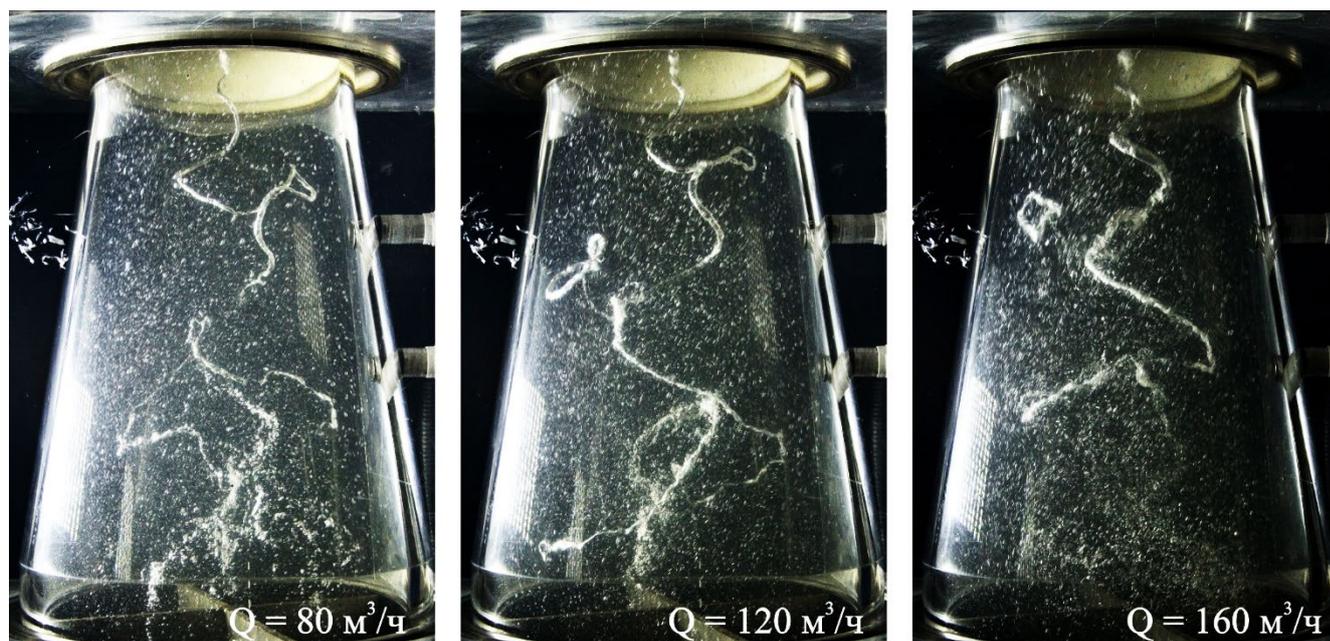


Рис. 43 Визуализация течения при $S \approx 0.42$ и различных расходах воды.

Статистический анализ, основанный на обработке данных высокоскоростной съёмки, позволил получить вероятностные характеристики процесса отрыва вихревых колец, рисунки Рис. 44 и Рис. 45. Всего было проанализировано более 1000 событий отрыва вихревых колец при каждом расходе воды. Можно заключить, что средняя частота отрыва составляет ~ 0.4 от средней частоты прецессии вихря, т.е. на каждые 2.5 оборота вихря в среднем отрывается одно кольцо, и не зависит от числа Рейнольдса. Другими словами, при увеличении расхода при постоянной крутке линейно увеличивается частота прецессии, и как результат, вихревые кольца отрываются чаще.

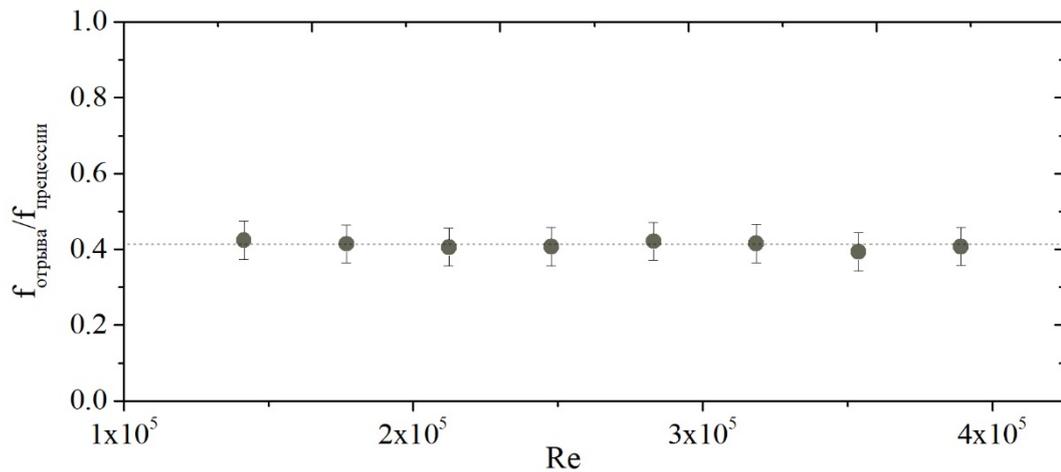


Рис. 44 Зависимость средней частоты отрыва вихревых колец, нормированной на частоту прецессии, от числа Re .

Частота формирования зацепленных вихревых колец на порядок меньше, чем частота отрыва изолированных. По высоте вероятность отрыва вихревого кольца не равномерна, с максимумом в области $0.2-0.5 h/D$. Ниже по течению с увеличением радиуса прецессии отрыв вихревых колец наблюдается реже. По углу не существует выделенного направления, в котором отрыв наблюдается чаще.

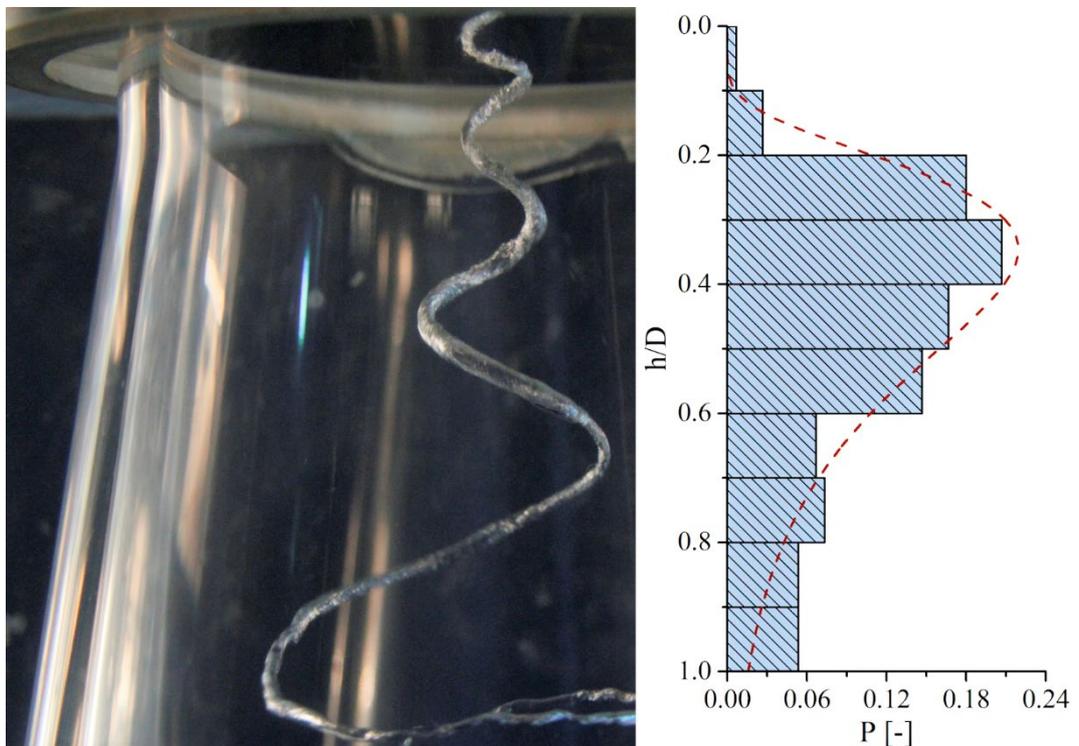


Рис. 45 Распределение вероятности отрыва изолированного вихревого кольца вдоль вертикальной оси.

Изначальный размер формирующихся вихревых колец также напрямую зависит от положения вдоль вертикальной оси, будучи ограничен длиной дуги вихревой спирали, соответствующей углу $\varphi \sim \pi$, однако, визуальнo траектория движения не зависит от размера кольца. Заметим, что более мелкие вихревые кольца лучше визуализируются кавитационной паровой полостью. В свою очередь большие кольца гораздо быстрее растягиваются и зачастую диссипируют раньше, чем достигают пристеночной области.

4.2 ЛДА измерения скорости в граничных режимах

Сравним распределения скоростей на нижней и верхней, по параметру крутки, границе режима с нестабильным ПВЯ. Из Рис. 46 видно, что на нижней границе ($S \approx 0.37$) режима область возвратного течения осевой компоненты скорости очень узкая $\sim 0.05R$ и неглубокая. В свою очередь с увеличением крутки растет и радиус прецессии вихря, а соответственно, происходит уширение границы возвратного течения, а также увеличение ее глубины. Сам профиль на нижней границе более равномерный, чем на верхней, на которой можно выделить локальный максимум распределения осевой скорости в окрестности $r = 0.6R$. Распределения тангенциальной компоненты скорости численно отличаются гораздо сильнее, однако качественным образом весьма схожие, это прямолинейный участок в области $0-0.3R$, а затем изменение наклона профиля, более гладкое при большем параметре закрутки потока. Распределения пульсаций скоростей (Рис. 47) в обоих режимах косвенно подтверждают наличие прецессирующей вихревой структуры, о чем говорят максимум пульсаций тангенциальной компоненты скорости на оси и максимум осевой скорости, смещенный в сторону стенки. Согласно [140] положение вихревого ядра находится в области между границей зоны возвратного течения и нулевой линией тока, что хорошо совпадает с положением максимума осевых пульсаций скорости.

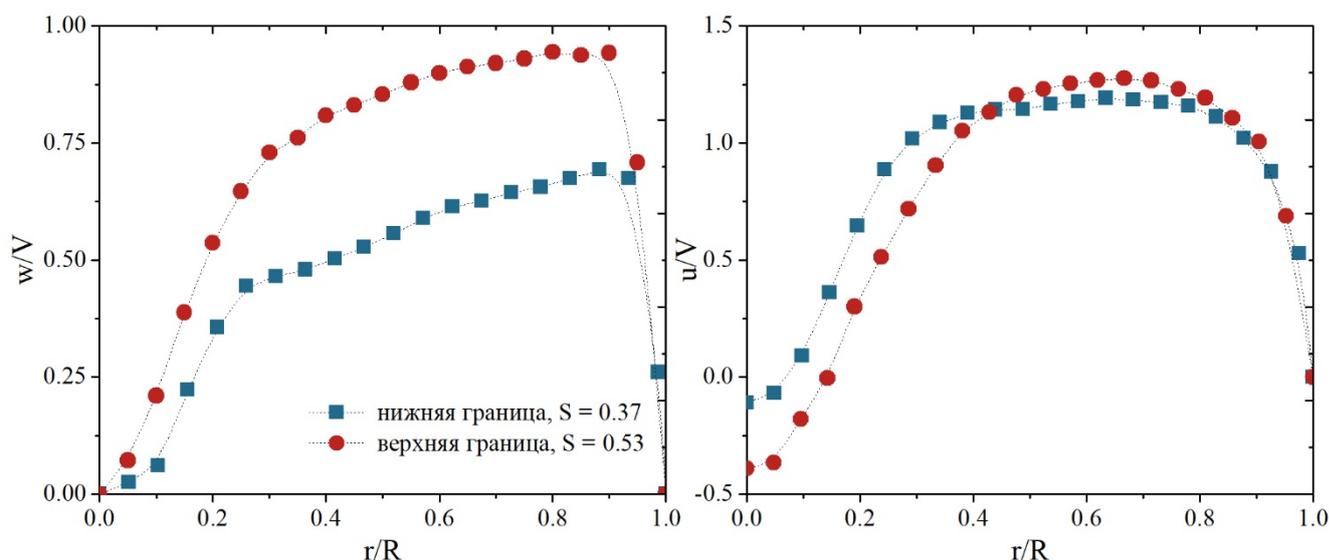


Рис. 46 Распределения тангенциальной и осевой компонент скорости на нижней и верхней в терминах параметра крутки границах режима с отрывом вихревых колец.

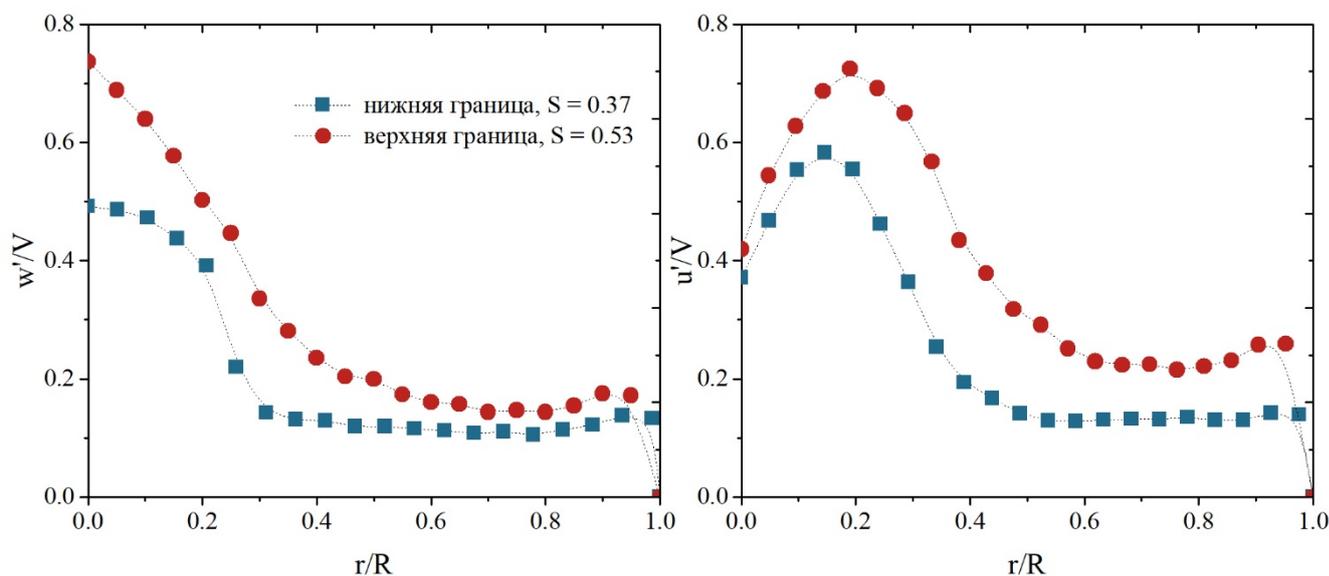


Рис. 47 Распределения пульсаций тангенциальной и осевой компонент скорости на нижней и верхней в терминах параметра крутки границах режима с отрывом вихревых колец.

4.3 Визуализация, синхронизованная с регистрацией пульсаций давления

Как уже было сказано в начале данной главы, режим течения с отрывом вихревых колец сопровождается резкими громкими хлопками, которые отчетливо слышны вблизи экспериментального стенда, в остальных режимах работы уровень слышимых возмущений был гораздо меньше. Было сделано предположение, что вихревые кольца, взаимодействуя со стенкой ОТ, и являются источником подобных аperiodических

ударов. Ранее, Dorfler в своих работах [204,205] упоминает значительные аperiodические пульсации давления в некоторых режимах, связывая их с частичным резким схлопыванием вихревого жгута, однако подробного описания или сценария не приводит. В некоторых работах, например в [35] авторы называют диапазон $0.8-0.9Q_{\text{ВЕР}}$ “ударной” зоной (“shock zone”), также упоминая значительные скачки давления.

Для того, чтобы установить данную взаимосвязь, в ходе экспериментов была разработана методика, позволяющая регистрировать пульсации давления на стенке ОТ синхронно с высокоскоростной съёмкой. Основной идеей было продемонстрировать, что именно отрывающиеся вихревые кольца при подлете к стенке ОТ в вышеупомянутом режиме и являются источником тех самых аperiodических пульсаций давления. Наибольшей сложностью при проведении эксперимента было зарегистрировать тот момент, когда вихревое кольцо подлетает к датчику давления. Из-за того, что процесс отрыва случаен во времени и в пространственных координатах, зарегистрировать успешный момент прохождения вихревого кольца вблизи датчика достаточно трудоемко. Тем не менее, на рисунках Рис. 48, Рис. 49 представлены удачные серии эксперимента.

Видно, что в момент времени, соответствующий на снимках подлету кольца к датчику давления, регистрируются острый пик значительной амплитуды. Если обратиться к Рис. 38, на котором изображена режимная карта пульсаций давления, схожая амплитуда наблюдается в режимах с большой круткой, соответствующих неоптимальным режимам работы турбины, эксплуатация в которых зачастую запрещена. Причем сам режим находится в области малой крутки, другими словами, соответствует режимам, лежащим достаточно близко к оптимальному.

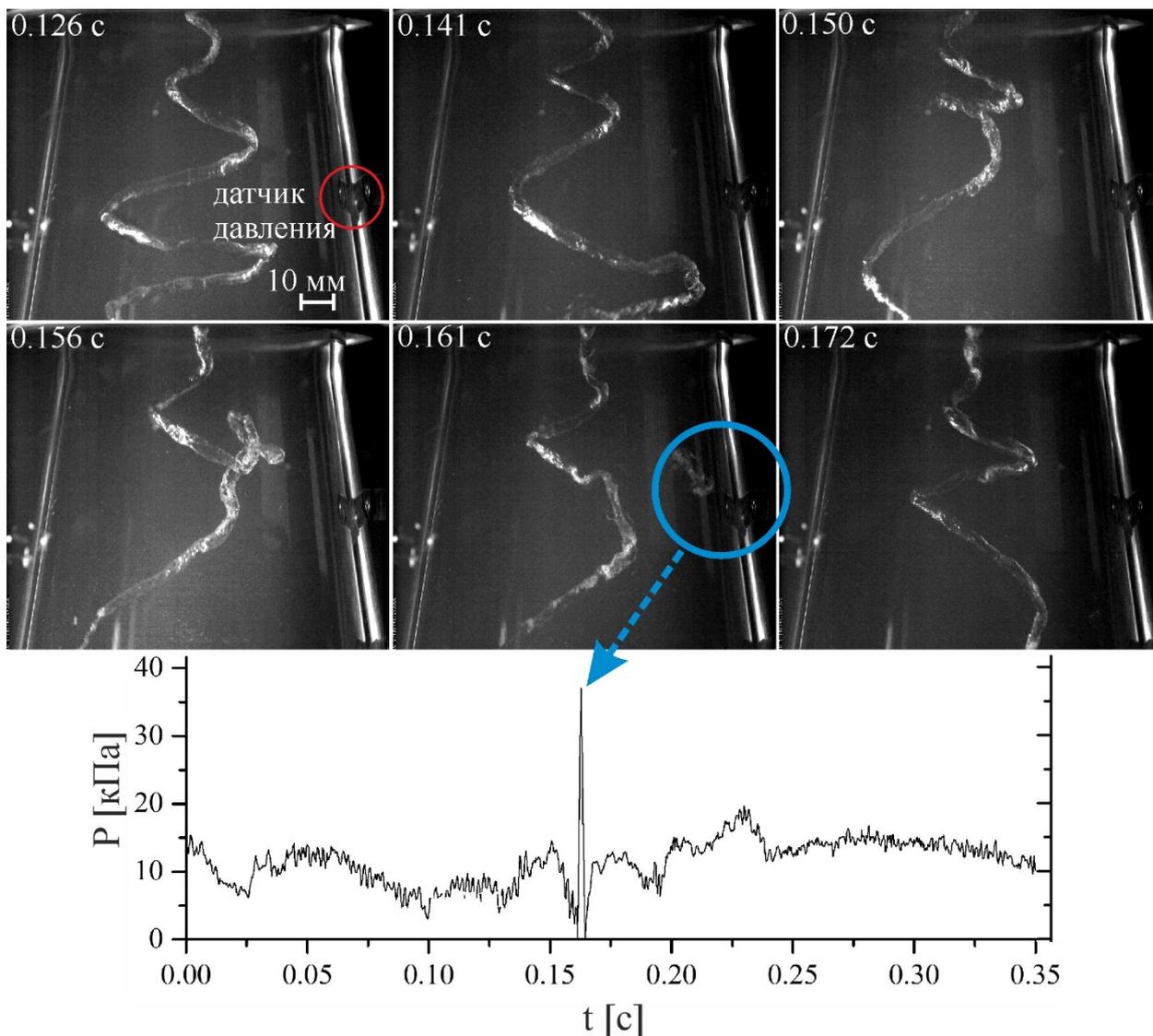


Рис. 48 Высокоскоростная визуализация, синхронизованная с измерением давления в конусе ОТ, $Q = 150 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N = 950 \text{ об/мин}$.

Сам процесс отрыва вихревого кольца занимает всего 5-10 мс, а невозмущенная вихревая спираль восстанавливается уже через 30 мс.

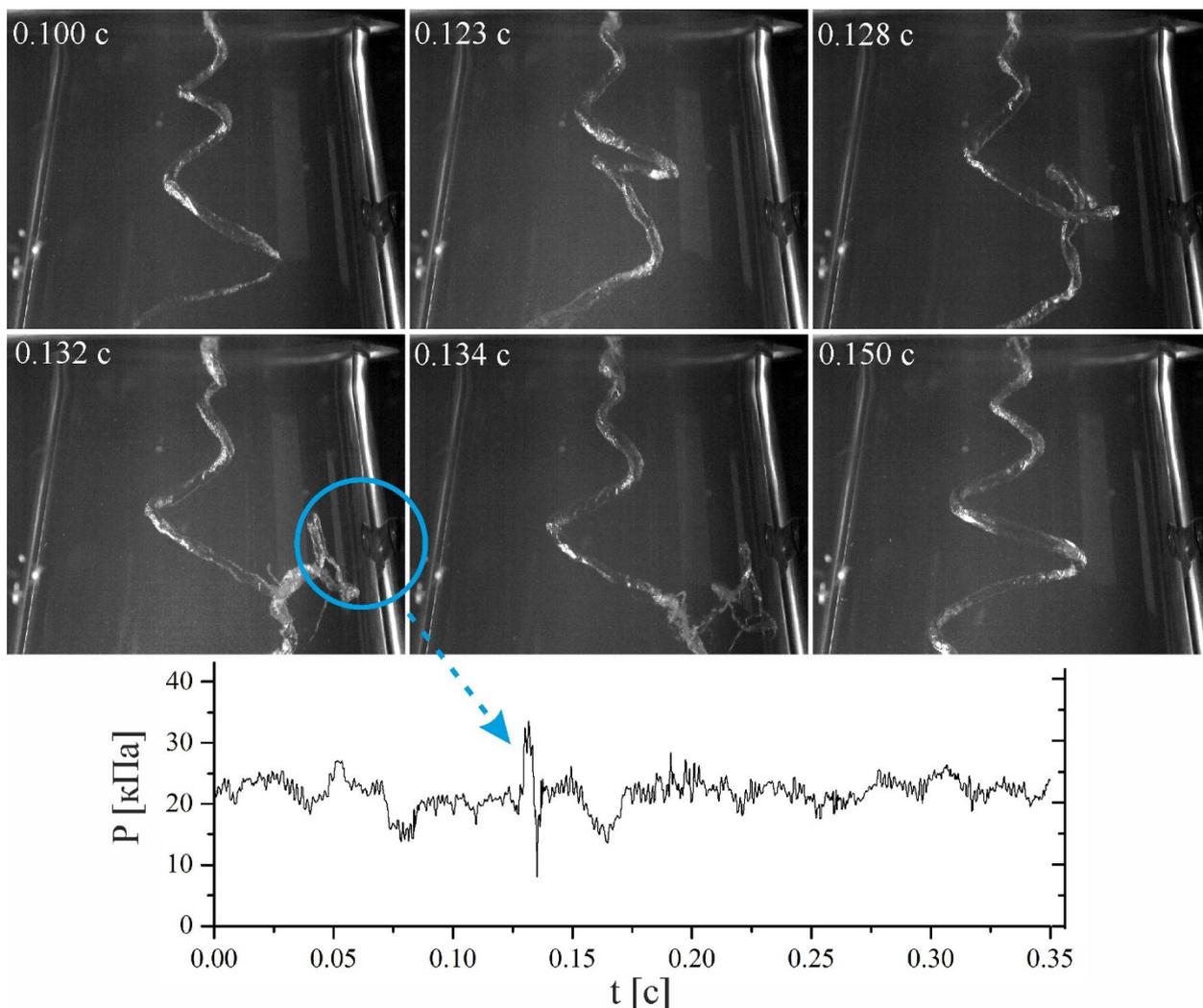


Рис. 49 Высокоскоростная визуализация, синхронизованная с измерением давления в конусе ОТ, $Q = 150 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N = 950 \text{ об/мин}$.

В результате анализа сигналов давления, было выделено три основных типа: это всплеск давления вверх, а затем вниз (Рис. 50 а), всплеск давления вниз (Рис. 50 б), всплеск давления вверх (Рис. 50 в). Данные различия в сигнале давления напрямую связаны с углом подлета вихревого кольца к стенке отсасывающей трубы. Несмотря на то, что в основном кольцо движется по искривленной спиральной траектории, за счёт собственной деформации, искривления и взаимодействия со стенкой оно может подлетать под разными углами. Линейный размер вихревых колец увеличивается со временем, однако маленькие вихревые кольца растягиваются медленнее, чем большие, оторвавшиеся ниже по течению.

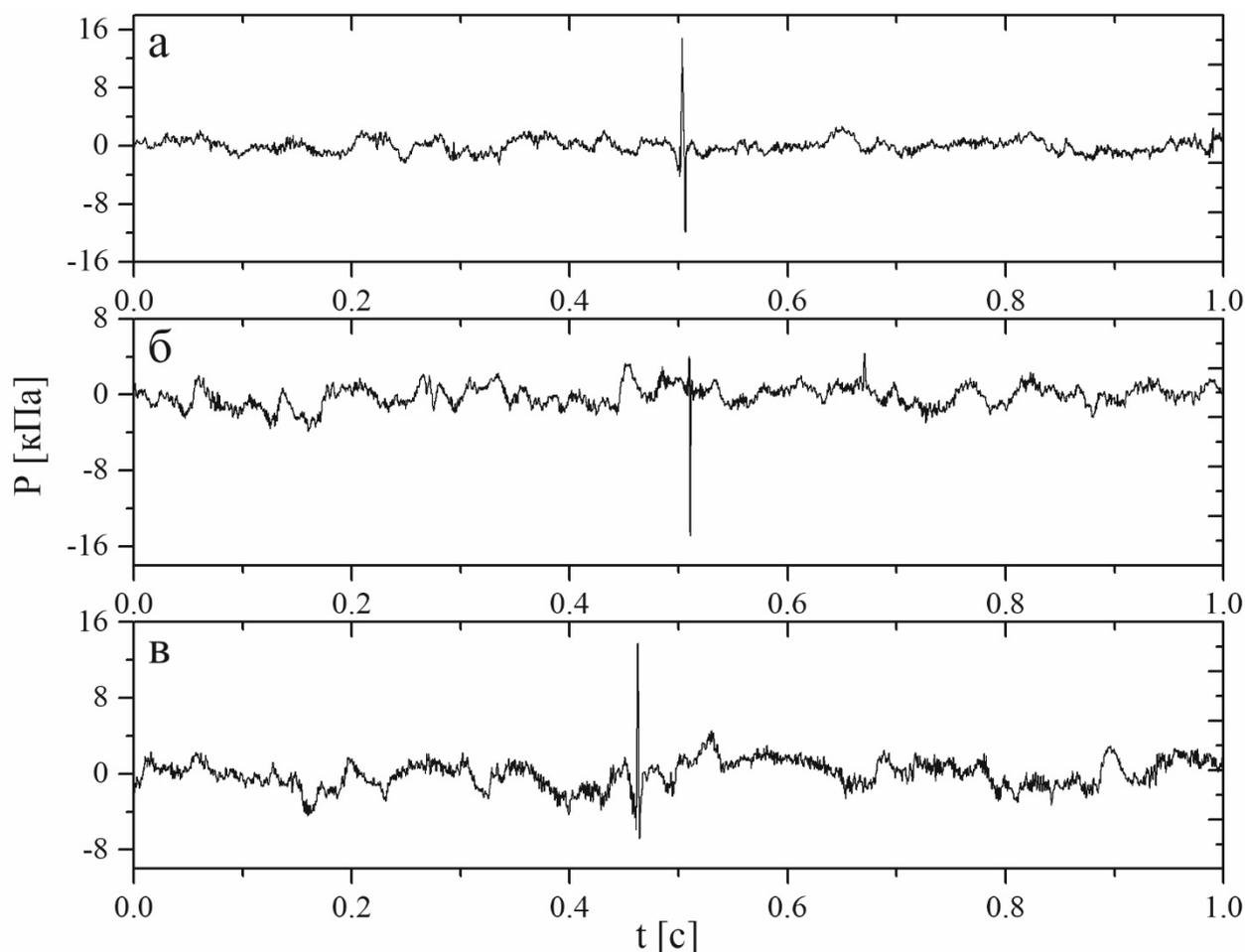


Рис. 50 Сигнал давления от вихревого кольца при различных условиях перемещения относительно датчика давления.

Надетые вихревые кольца (Рис. 41) в контексте аperiодических пульсаций давления не представляют большого интереса. Скорость их перемещения значительно ниже, из-за гораздо большего радиуса по сравнению с изолированными кольцами, и, как следствие, меньшей самоиндуцированной скорости. Со временем, двигаясь поступательно вниз они растягиваются и диссипируют ниже по потоку.

Стоит отметить, что данный режим течения не является экзотическим или имеет внешний источник возмущений, расположенный выше по течению. Одна из первых визуализаций ПВЯ, качественно подобного вихрю, наблюдаемому в момент отрыва вихревого кольца, представлена в диссертационной работе Thierry J. [206] в 1993 году. На Рис. 51(а) можно отчётливо увидеть перехлест вихревой спирали, который, согласно известным механизмам [92] сопровождается последующим перезамыканием и приводит к формированию вихревого кольца. Схожий фрагмент из визуализации с двумя последующими кадрами, полученными в данной работе, приведен на Рис. 51(б).

Технические возможности 1993 года не позволили с высоким временным разрешением изучить динамику ПВЯ в различных режимах, единственное что отмечает автор, это нарушение регулярности и периодичности вращения вихревой спирали в режиме $0.9Q_{\text{ВЕР}}$, однако сам процесс отрыва вихревых колец не наблюдался.

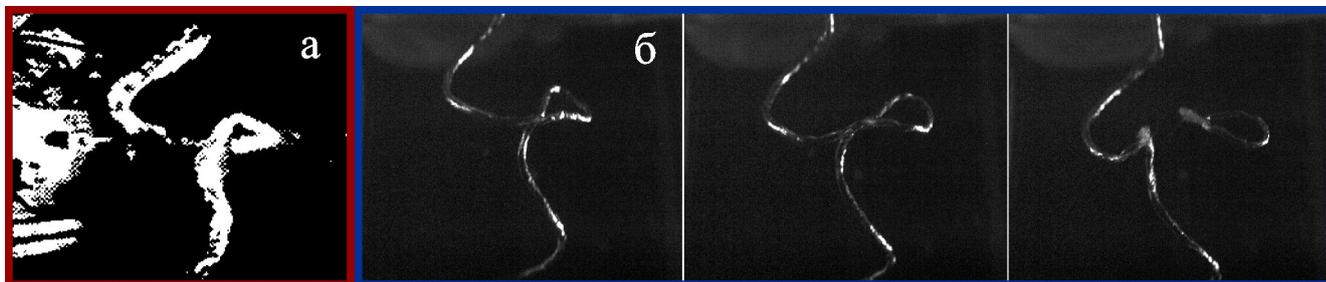


Рис. 51 Визуализация ПВЯ в режиме вблизи $Q = 0.9Q_{\text{ВЕР}}$ в конусе ОТ турбины Френсиса [206] (а), визуализация ПВЯ в конической ОТ на вертикальном кавитационном стенде, $Q = 80 \text{ м}^3/\text{ч}$, $N = 500 \text{ об/мин}$ (б).

Группа исследователей из Красноярского филиала ИТ СО РАН, активно сотрудничающих с Лабораторией экологических проблем теплоэнергетики, после обнаружения явления перезапыкания и отрыва вихревых колец на модельном стенде [51,92], также зарегистрировала отрыв вихревых колец на уменьшенной копии турбины Френсиса, имеющей все основные элементы: направляющий аппарат, спиральную камеру, рабочее колесо [52]. Сценарий отрыва, согласно визуализации на Рис. 52, качественно похож на наблюдаемый нами, отдельные части вихревой трубки выстраиваются антипараллельно друг другу, сближаются, перезапыкаются и происходит отделение вихревого кольца. Этот факт позволяет утверждать, что обнаруженный отрыв вихревых колец может иметь место в реальных гидротурбинах и являться источником аperiodических пульсаций давления в проточном тракте.

Важными вопросами, нерассмотренными в рамках данной работы, однако имеющие значимость в вопросах надежности и стабильной работы гидроагрегатов, остаются взаимодействие вихревого кольца с поворотным коленом, в случае, когда перезапыкание наблюдается в нижней части вихревой спирали, а также влияние числа кавитации на частоту и амплитуду аperiodических пульсаций давления.

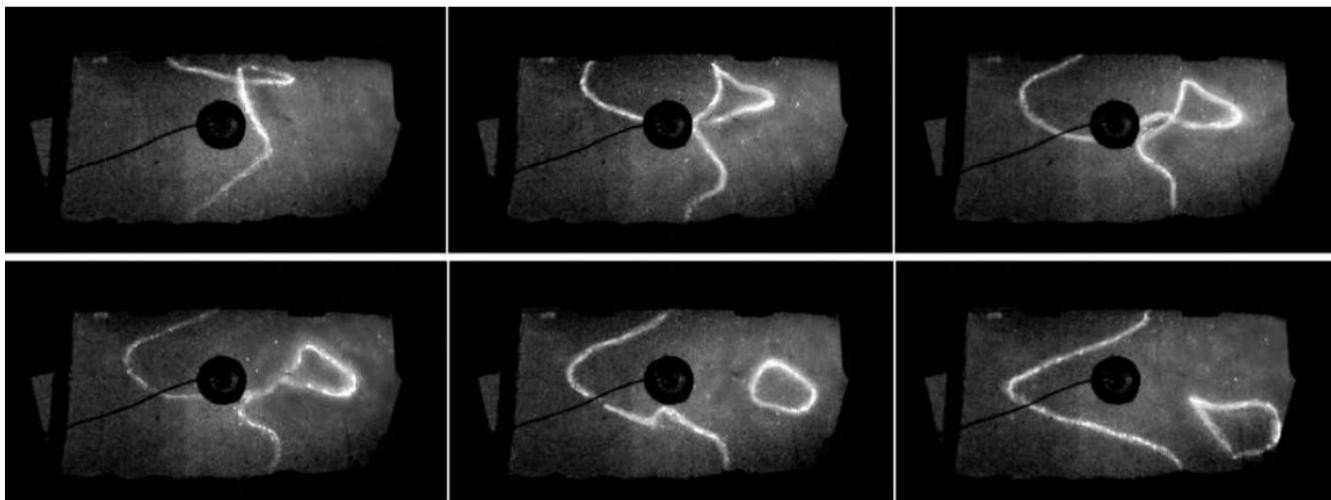


Рис. 52 Визуализация отрыва вихревого кольца, представленная в работе [52] полученная на модели реальной турбины Френсиса.

4.4 Сопоставление с аналитической моделью

Получение экспериментальных данных об аperiodических пульсациях давления крайне востребовано с точки зрения верификации численного моделирования вышеупомянутого режима или аналитических подходов, описывающих процесс перезамыкания и взаимодействие вихревого кольца с поверхностью. Так Куйбиным [93] была предложена и разработана аналитическая модель, описывающая импульс давления, возникающий при прохождении вихревого кольца вблизи стенки отсасывающей трубы в зависимости от угла подлета. Куйбин рассматривает упрощённую постановку задачи, заменяя изогнутую поверхность конуса ОТ - плоскостью, из расчета, что вихревое кольцо достаточно мало по сравнению с радиусом кривизны конического диффузора. В модели используется невязкая аппроксимация с пренебрежением поверхностным пограничным слоем и диффузией вихря. Влияние плоской поверхности учитывается введением мнимого вихревого кольца с отрицательной циркуляцией. Также предполагается, что внутри вихревого кольца завихренность распределена равномерно. Ещё аналитическая модель не предполагает наличия второй фазы – кавитационной полости, играющей не малую роль при схлопывании вихревых колец в области повышенного давления.

На Рис. 53 приведены аналитические решения, представленные в работе [207] для скачка давления, вызванного вихревым кольцом при различных углах наклона вихревого кольца. Как следует из Рис. 53, наиболее вероятная форма импульса давления — это значительное падение давления с незначительным последующим ростом, более широким

по пространственной координате. В зависимости от угла наклона траектории вихревого кольца к поверхности соотношение между амплитудой пика вниз и пика вверх может изменяться.

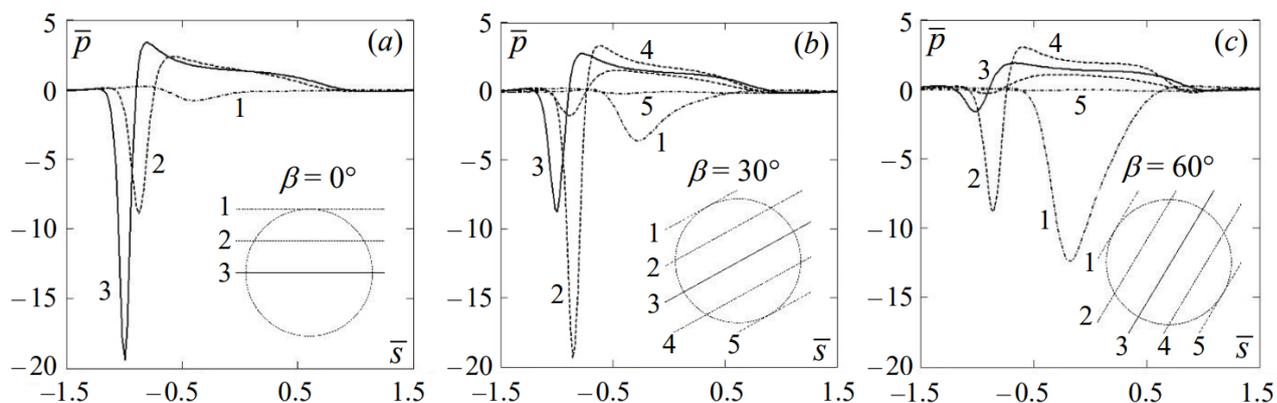


Рис. 53 Распределения давления от вихревого кольца на плоской поверхности, полученные аналитически [93].

В свою очередь, для качественного сопоставления на Рис. 54 приведены измеренные импульсы давления, значительно растянутые во времени, зарегистрированные при ударе вихревого кольца о стенку в конусе ОТ.

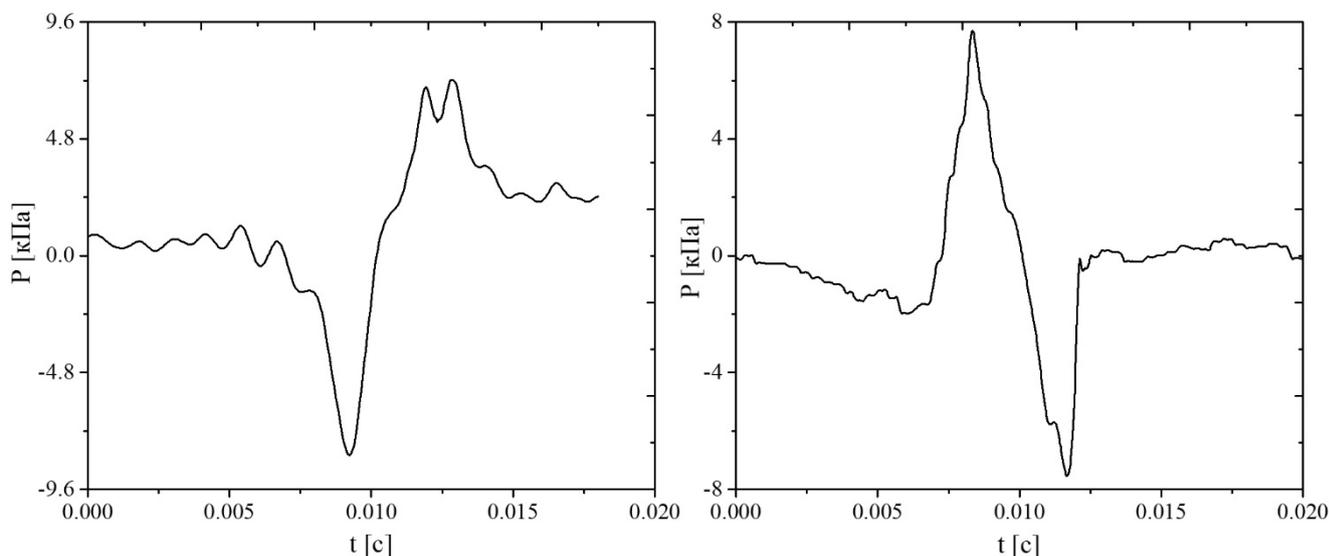


Рис. 54 Профили давления на стенке ОТ растянутые во времени.

Сценарий, когда вначале появляется пик давления вверх, а затем вниз, может быть получен из Рис. 53 инверсией горизонтальной оси. Сопоставив распределения давления можно заключить, что предложенная Куйбиным аналитическая модель [93] адекватно описывает взаимодействие вихревого кольца с поверхностью. К этому же выводу можно прийти рассмотрев распределения давления полученные с использованием численных

расчётов в работе [208]. Авторы изучили взаимодействие вихревого кольца и твердой поверхности для нескольких изначальных углов подлета в диапазоне $100 < Re < 1000$.

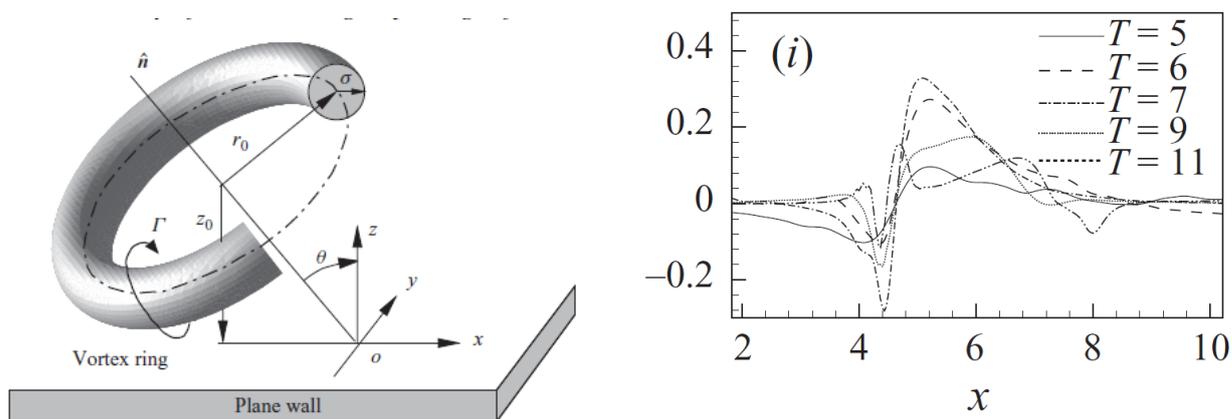


Рис. 55 Схематическое изображение вихревого кольца (слева) и распределение давления вдоль оси X для $\theta = 30^\circ$ (справа) [209].

4.5 Заключение по главе

С использованием техники высокоскоростной визуализации в одном из режимов течения модельной гидротурбины была обнаружена нестабильность структуры вихревого жгута во времени, сопровождающаяся отрывом вихревых колец.

С использованием лазерно-доплеровской анемометрии измерены распределения скорости в граничных режимах. На основе профилей рассчитан интегральный параметр закрутки потока, определяющий границы режима течения с отрывом вихревых колец.

С использованием техники высокоскоростной визуализации, синхронизованной с измерением давления на стенке отсасывающей трубы в модельной гидротурбине, впервые показано, что вихревые кольца, отрывающиеся от ПВЯ в результате перезамыкания, являются источником сильных скачков давления. На основе этого, а также при сопоставлении с результатами, полученными на модели турбины Френсиса, явление формирования вихревых колец, предлагается рассматривать в качестве источника значительных аperiodических пульсаций давления, имеющих место при работе реальных гидроагрегатов вне оптимального режима.

Полученные экспериментальные данные, включающие высокоскоростную визуализацию вихревых структур, демонстрирующую с высоким временным разрешением процесс перезамыкания с последующим отрывом вихревого кольца, распределения скоростей и их пульсации, а также зарегистрированные импульсы давления могут быть использованы для верификации численных расчетов при изучении

нестабильного поведения ПВЯ в гидротурбинах а также для верификации аналитических моделей, рассматривающих взаимодействие вихревого кольца со стенкой отсасывающей трубы.

Глава 5. Влияние газовой фазы на характеристики закрученного потока в отсасывающей трубе

Среди достаточно обширного класса методов по воздействию и управлению нестационарными процессами в гидротурбинах стоит выделить активный способ управления, заключающийся в инжекции газовой фазы в область рабочего колеса. Данная методика представляется наиболее эффективной в настоящее время ввиду достаточно простой реализации системы подачи воздуха в поток а также его значительного влияния на пульсационные характеристики течения. Более легкая газовая фаза сепарируется в области пониженного давления, совпадающей с положением ПВЯ в отсасывающей трубе, делая вихревой жгут полым, перераспределяя поле завихренности и изменяя его пространственные характеристики. Также наличие второй фазы оказывает воздействие на гидроакустические свойства системы, значительно уменьшая скорость распространения звуковых волн [210].

Рассматривая двухфазные закрученные газожидкостные потоки, стоит отметить, что ситуация с их аналитическим описанием достаточно непростая. Добавление даже небольшого количества воздуха может привести к значительному изменению структуры течения. И, несмотря на большой объём экспериментальных и численных исследований [109,111–114,119,122,163] по добавлению газовой фазы в поток с целью снижения воздействия ПВЯ, динамика газожидкостного потока изучена не полностью. А исследования по изучению влияния среднерасходного газосодержания на частоту прецессии зачастую ограничены выбором нескольких расходов, без проведения систематических экспериментов [109]. Что касается экспериментов на крупномасштабных гидротурбинных стендах, расход воздуха обычно не контролируется а он сам подается за счет естественного вовлечения в поток. Таким образом, большое значение приобретают экспериментальные исследования, результаты которых могут послужить основой для разработки полноценной методики управления ПВЯ в гидротурбинах, а также будут способствовать дальнейшему развитию аналитических и полуэмпирических моделей газожидкостного потока при наличии концентрированных вихревых структур.

5.1 Пульсационные характеристики закрученного однофазного потока

Эксперименты по исследованию воздействия подачи воздуха на пульсационные характеристики закрученного потока проводились на горизонтальном гидродинамическом стенде с геометрией отсасывающей трубы Turbine-99 (Рис. 56) для трёх лопаточных завихрителей с конструктивными параметрами крутки $Sg = 0.38, 0.65$ и 0.95 в широком диапазоне расходов жидкости и инжектируемого воздуха. Стоит отметить, что стационарные лопаточные завихрители являются ещё более грубым приближением рабочего колеса гидротурбины, чем комбинация стационарного и вращающегося завихрителей, течения за которой рассмотрено в главах 3 и 4. Тем не менее, использование стационарных закручивающих устройств позволяет четко зафиксировать режим течения и получить явно выраженное ПВЯ в модельной отсасывающей трубе. Среднерасходное газосодержание варьировалось от 0 и достигало 5 % при небольших расходах жидкости. На Рис. 56 обозначены основные элементы экспериментального стенда, а также обозначено место подачи воздуха, которое располагалось сразу за измерительным блоком ультразвукового расходомера, тем самым не снижая точности измерений и не влияя на его работу.

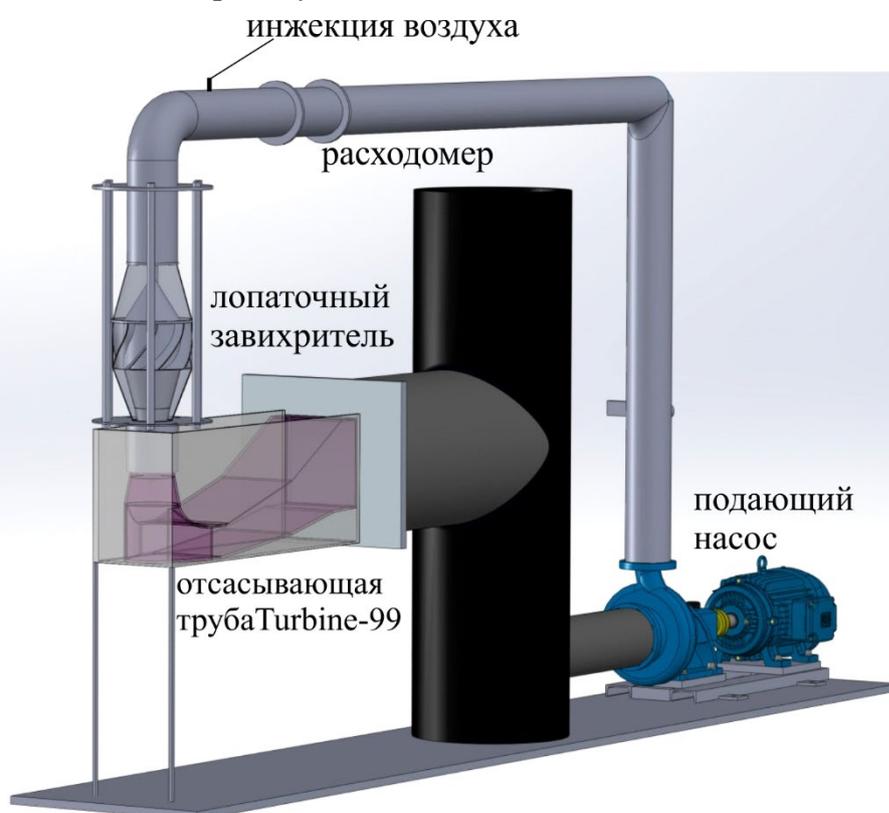


Рис. 56 Схема экспериментального стенда с обозначением места инжекции газовой фазы.

Пульсации давления, генерируемые вихревым жгутом регистрировались пьезоэлектрическими датчиками. При анализе спектральных характеристик в экспериментах по добавлению газовой фазы удобно использовать разностный сигнал с двух датчиков давления [114], установленных в конусе отсасывающей трубы диаметрально противоположно. На верхней части Рис. 57 видно, что сигнал с датчика p1 и датчика p2 находится в противофазе, что при вычитании одного сигнала из другого увеличивает амплитуду асинхронных пульсаций давления, в свою очередь уменьшая шумовую составляющую сигнала. На нижней части Рис. 57 представлен результат вычитания сигнала p2 из p1. Видно, что высокочастотных пиков стало гораздо меньше, а сам сигнал выглядит более гладким. При высоком газосодержании это особенно актуально, когда значительно возрастают низкочастотные шумы.

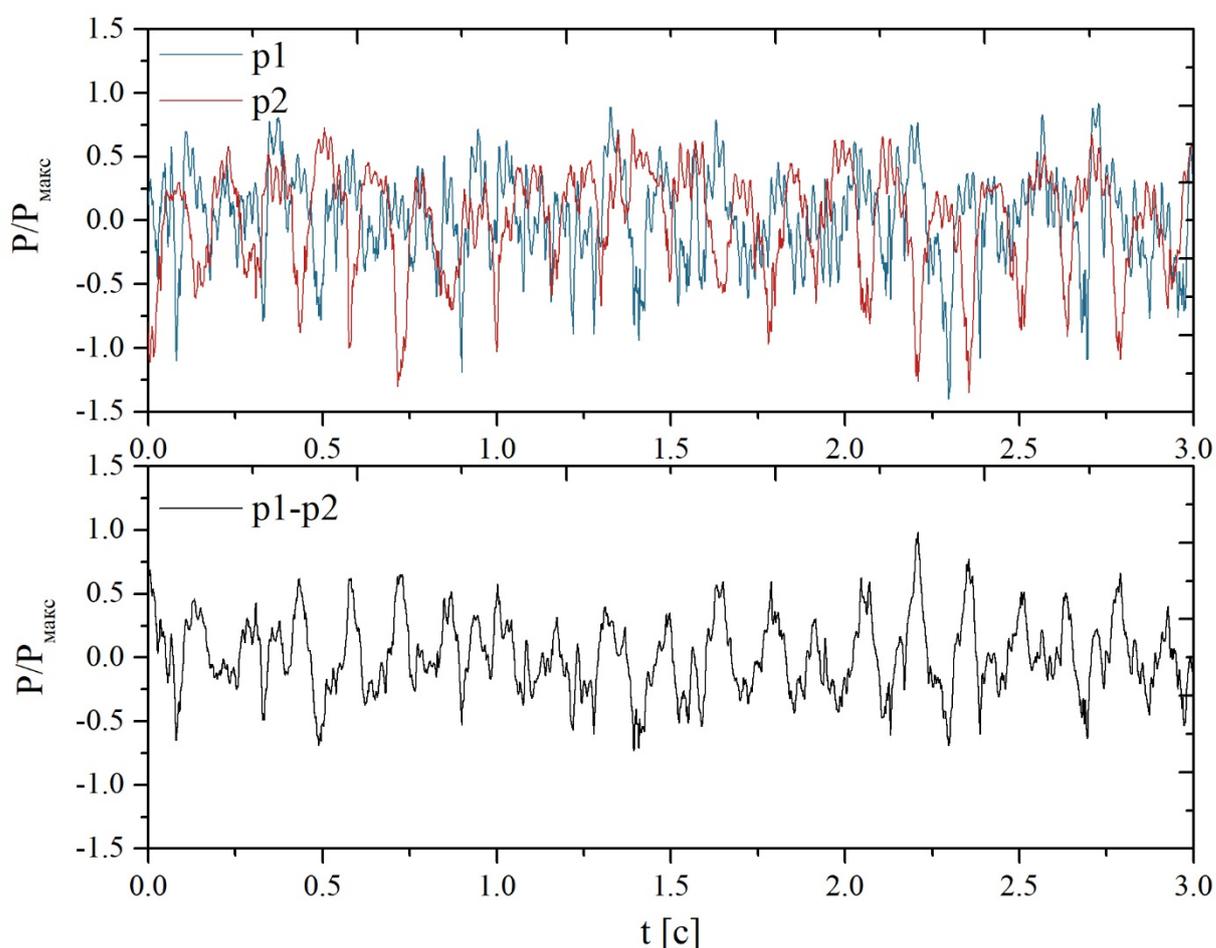


Рис. 57 Разностный сигнал с двух датчиков давления, расположенных диаметрально в конусе отсасывающей трубы Turbine-99.

В качестве тестовых измерений была проведена серия экспериментов в однофазном потоке. Для каждого из завихрителей были получены зависимости частоты прецессии

вихревого жгута от расхода жидкости в диапазоне $Q = 30 - 110 \text{ м}^3/\text{ч}$. Соответствующие графики показаны на Рис. 58. Экспериментальные точки хорошо аппроксимируются линейным законом регрессии, более детально анализируя зависимости частоты прецессии от расхода можно заметить, что линейная аппроксимация частоты прецессии при $Q = 0$ не обращается в 0, хоть и достаточно близка.

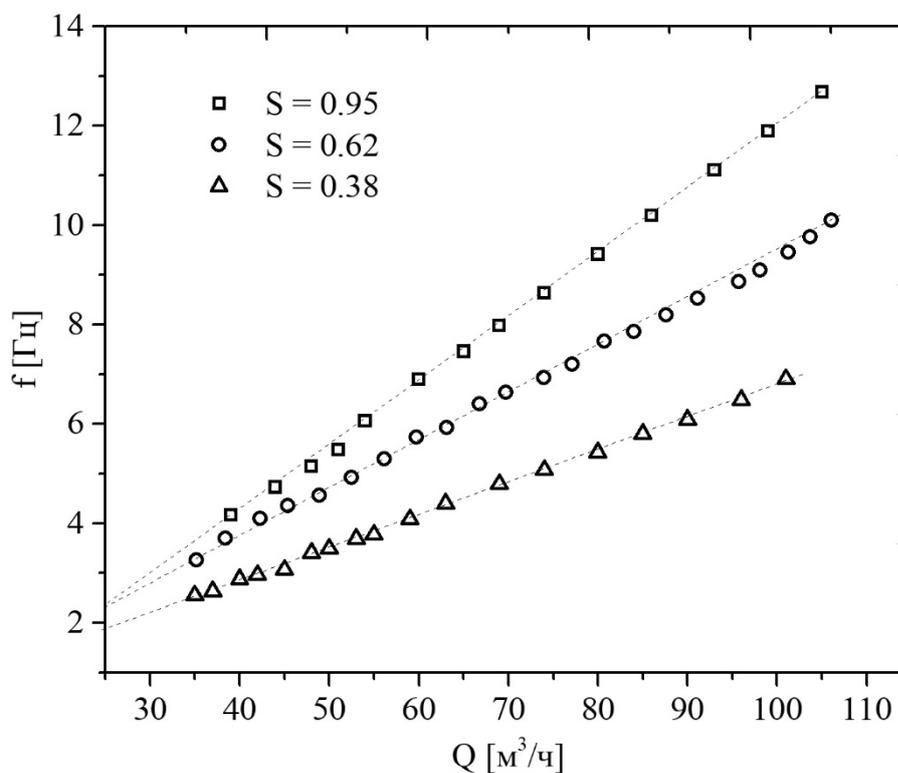


Рис. 58 Зависимость частоты прецессии от расхода жидкости для трёх лопаточных завихрителей с сильной, умеренной и слабой закруткой потока.

Если перейти к безразмерным величинам, в данном случае это число Струхалия (Sh) и Рейнольдса (Re), то как и в работе [211] можно заметить, что Sh зависит от параметра крутки линейно а сам Sh практически не зависит от числа Re . Таким образом число Струхалия можно представить как линейную функцию $\alpha \cdot Sg + C$, множителем в которой предположительно является параметр крутки. Свободный член C при линейной регрессии в данном эксперименте согласно Рис. 59 равен 0.2. Таким образом можно ввести модифицированное число Струхалия, избавившись от зависимости интенсивности закрутки потока $Sh^* = (Sh - C)/Sg$, тем самым обобщив частотные зависимости для трёх закручивающих устройств.

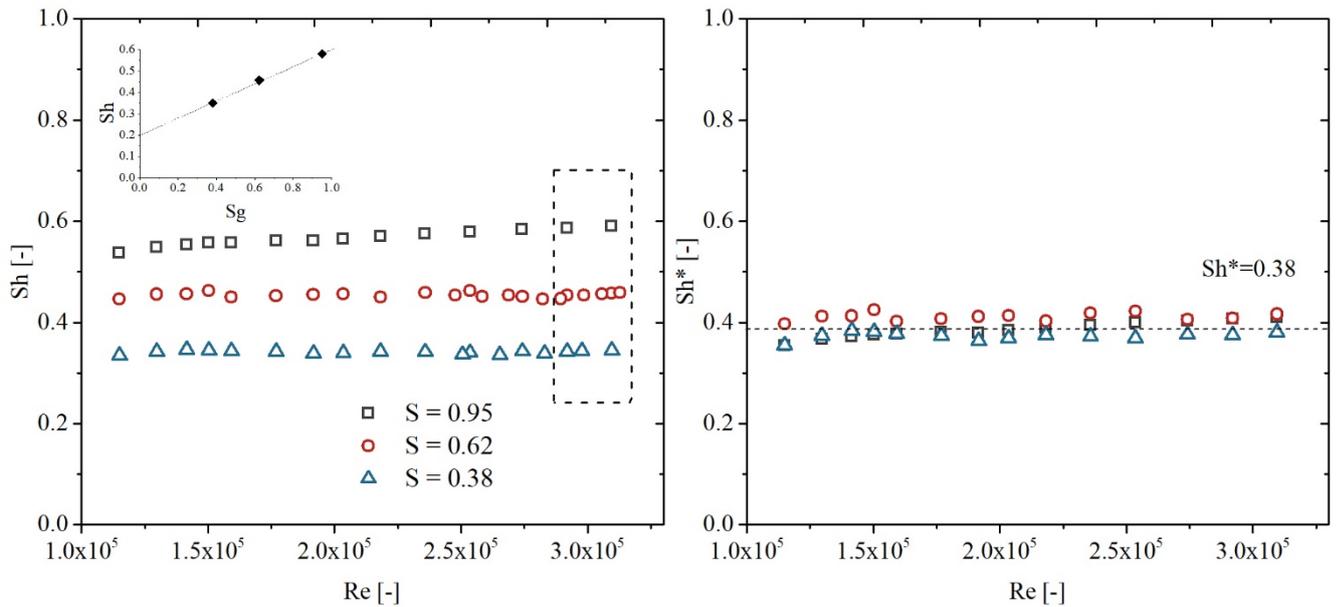


Рис. 59 Зависимость чисел Sh и Sh^* от Re для трёх закручивающих устройств.

Из Рис. 59 видно, что модифицированное число Sh^* для каждого из завихрителей лежит в диапазоне 0.36 – 0.42 и принимает среднее значение 0.38. Небольшое расхождение между данными можно объяснить тем, что реальная закрутка потока даже в рамках одного класса закручивающих устройств может отличаться от рассчитанных значений. Полученные результаты, включающие зависимости $f_{ПВЯ}$ и Sh от Re и S , хорошо согласуются с большим количеством экспериментальных работ по изучению ПВЯ в закрученных потоках в широком классе технических устройств [140,211–214].

5.2 Характеристики закрученного газожидкостного потока

Для двухфазного закрученного потока, помимо газосодержания (β) и числа Рейнольдса, по-прежнему одним из определяющих параметров является интенсивность закрутки потока. Используя общее определение параметра крутки, введенное для однофазного течения в главе 1, для двухфазного потока параметр крутки можно ввести как:

$$S = \frac{\int_0^R (\rho_{ж} V_{ж} U_{ж} + \rho_{г} V_{г} U_{г}) r^2 dr}{R \int_0^R (\rho_{ж} V_{ж}^2 + \rho_{г} V_{г}^2) r dr} = \frac{\int_0^R \rho_{ж} V_{ж} U_{ж} r^2 dr}{R \int_0^R (\rho_{ж} V_{ж}^2 + \rho_{г} V_{г}^2) r dr} + \boxed{\frac{\int_0^R \rho_{г} V_{г} U_{г} r^2 dr}{R \int_0^R (\rho_{ж} V_{ж}^2 + \rho_{г} V_{г}^2) r dr}}$$

записывая поток и поток момента количества движения для каждой фазы отдельно [215,216]. Однако, учитывая, что для двухфазного газожидкостного потока $\rho_{г}/\rho_{ж} \approx 0.0012$, вторым членом, учитывающим момент количества движения газовой фазы, можно

пренебречь. Тогда для лопаточного завихрителя мы снова получаем упрощенное выражение конструктивного параметра крутки:

$$S = \frac{2}{3} \left[\frac{1 - \left(\frac{d_{in}}{d_{out}}\right)^3}{1 - \left(\frac{d_{in}}{d_{out}}\right)^2} \right] \operatorname{tg}(\varphi)$$

Фактически значение интегрального параметра крутки потока может отличаться от конструктивного, однако в рамках одного класса закручивающих устройств основные закономерности должны сохраняться, о чем также свидетельствует Рис. 59.

Несмотря на то, что инъекция воздуха с одной стороны может снижать амплитуду пульсации давления, с другой стороны было показано, что при высоких газосодержаниях $\beta = Q_{\Gamma}/(Q_{\text{ж}}+Q_{\Gamma})$ больше 5% значительно возрастают потери энергии в отсасывающей трубе, которые влияют на энергетические характеристики гидротурбины в целом [109].

Ниже на Рис. 60 приведена визуализация структуры вихревого течения при добавлении небольшого количества газовой фазы. Видно, как в конической части отсасывающей трубы практически весь воздух сконцентрировался в вихревом жгуте, в свою очередь ниже по течению, где интенсивность ПВЯ уменьшается, наблюдается более равномерное перемешивание пузырьков воздуха.

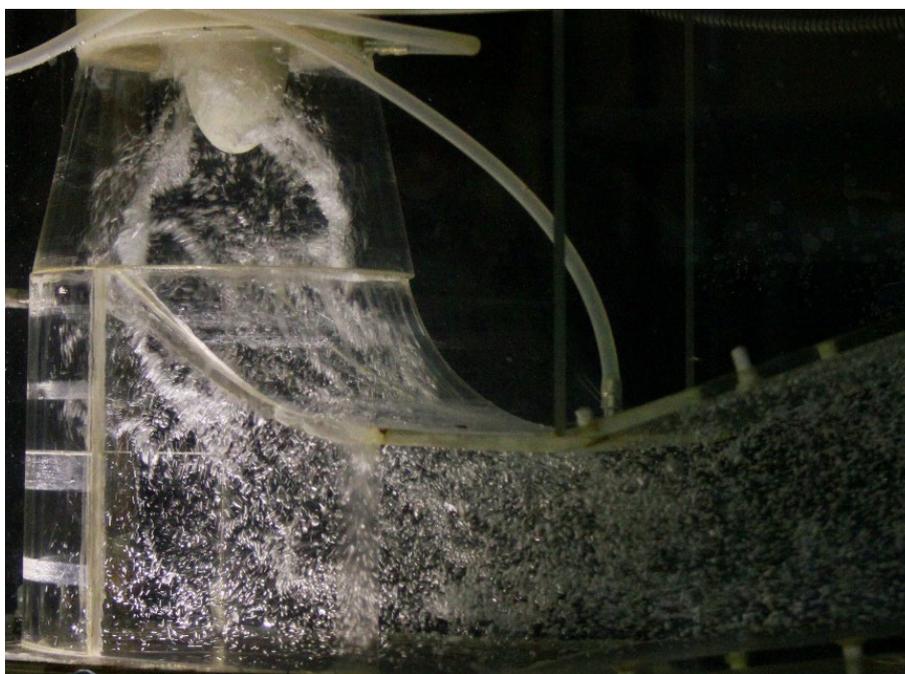


Рис. 60 Визуализация течения в модели отсасывающей трубы Turbine-99 при инъекции газовой фазы ($\beta \sim 1\%$).

Как было сказано выше, главными характеристиками ПВЯ, на которые должна воздействовать инъекция газовой фазы, являются амплитуда и частота пульсаций давления. На Рис. 61 в качестве примера приведено сопоставление двух сигналов с датчика давления с подачей воздуха и без.

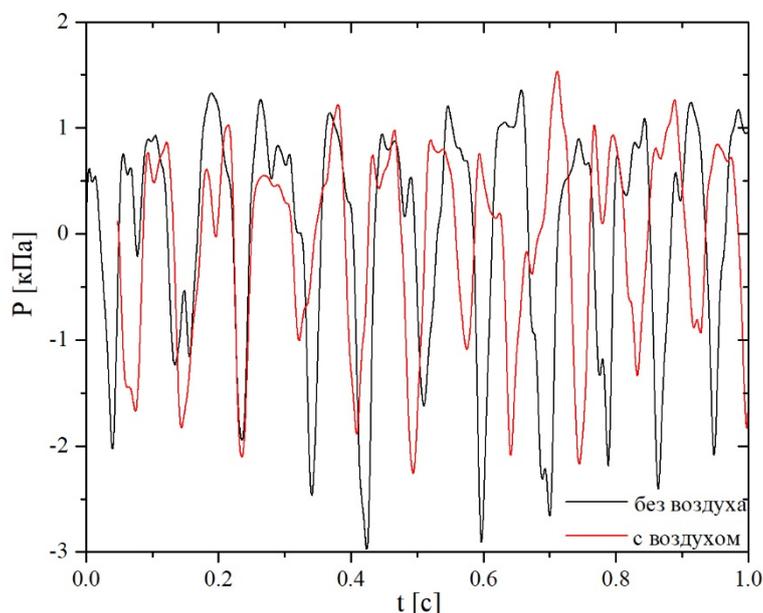


Рис. 61 Сравнение временных разверток сигналов с датчика давления, установленного в конусе модели отсасывающей трубы, для двух случаев: с и без подачи воздуха. Расход воздуха, $Q_g = 3.6 \text{ м}^3/\text{ч}$, расход воды $Q_{ж} = 95 \text{ м}^3/\text{ч}$, $S = 0.95$.

Из рисунка видно, что в момент времени $t = 0.22 \text{ с}$ пики пульсаций совпадают, после чего между сигналами начинает увеличиваться фазовый сдвиг. Также, сравнивая амплитуду каждого пика, можно заключить, что средняя амплитуда пульсаций давления уменьшилась.

Для закручивающего устройства с небольшим параметром крутки $S_g = 0.38$ не удалось провести эксперимент по изучению влияния газовой фазы. Даже небольшое количество инжектируемого воздуха практически полностью подавляло периодическую составляющую в сигнале с датчиков давления.

Далее рассмотрим более детально для нескольких расходов жидкости спектры пульсаций давления, отнормированные на амплитуду, соответствующую пульсациям в отсутствии подачи воздуха. Для закручивающего устройства с параметром крутки $S = 0.95$ подача воздуха не только значительно снижает амплитуду пульсаций давления, но также смещает частоту прецессии. Из Рис. 62 видно, что для малого газосодержания $\beta = 0.6\%$ частота уменьшается, а при $\beta = 1.8\%$ частота увеличивается. При больших

газосодержаниях $\beta > 4\%$ и большем расходе (Рис. 63) оба пика находятся справа, в области больших частот. Для обоих расходов в случае инъекции воздуха амплитуда пульсаций в спектре в 4-5 раз меньше.

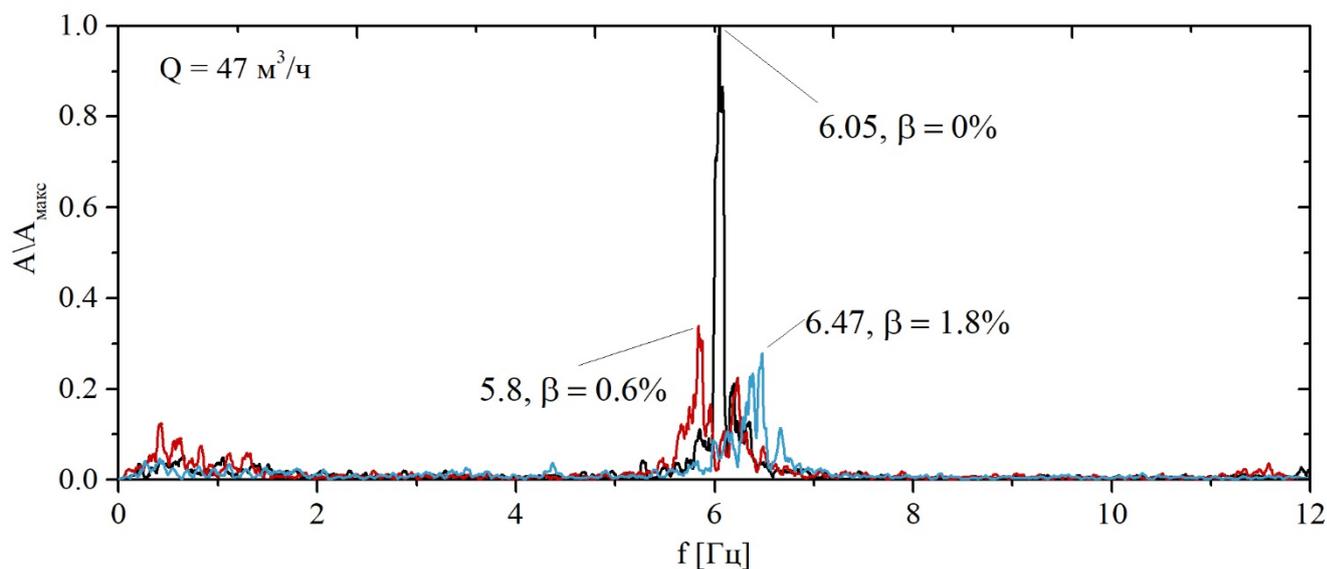


Рис. 62 Сопоставление спектров пульсаций давления при различном газосодержании, $S_g = 0.95, Q = 47 \text{ м}^3/\text{ч}$.

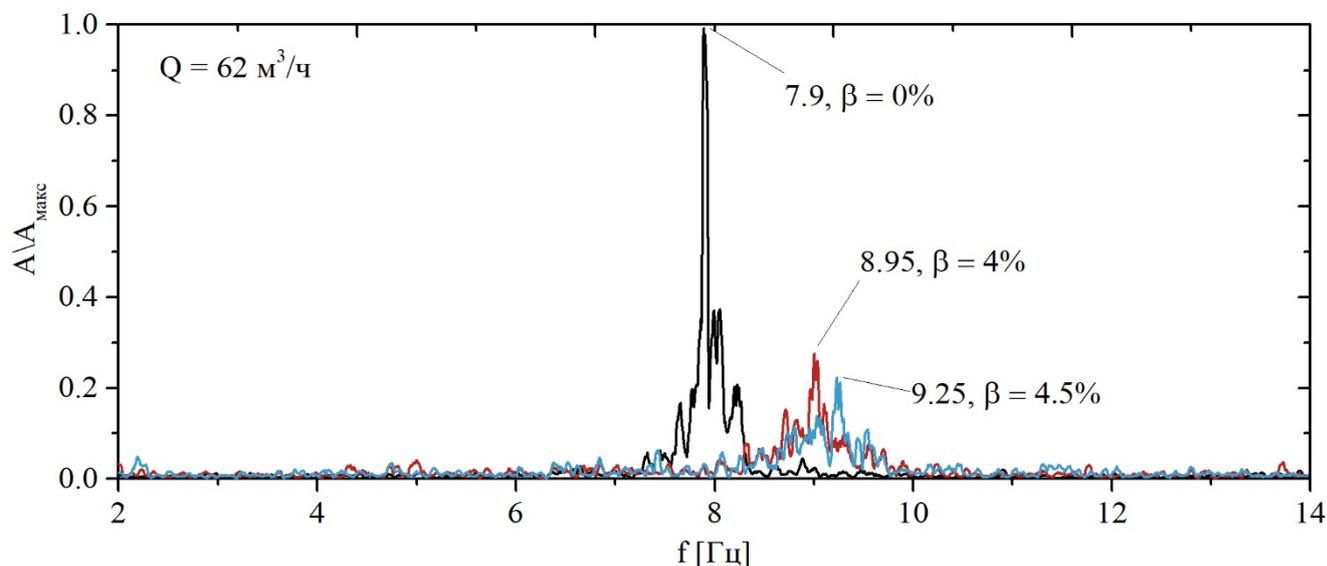


Рис. 63 Сопоставление спектров пульсаций давления при различном газосодержании, $S_g = 0.95, Q = 62 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Для закручивающего устройства с $S = 0.62$ ситуация выглядит схожим образом (Рис. 64, Рис. 65), однако случаев, когда частота прецессии уменьшалась, не было зарегистрировано. Амплитуда пульсаций в спектре при подаче воздуха ведет себя более

непредсказуемо, так для одного расхода при $\beta = 1.1\%$ амплитуда пульсаций в спектре практически не уменьшилась.

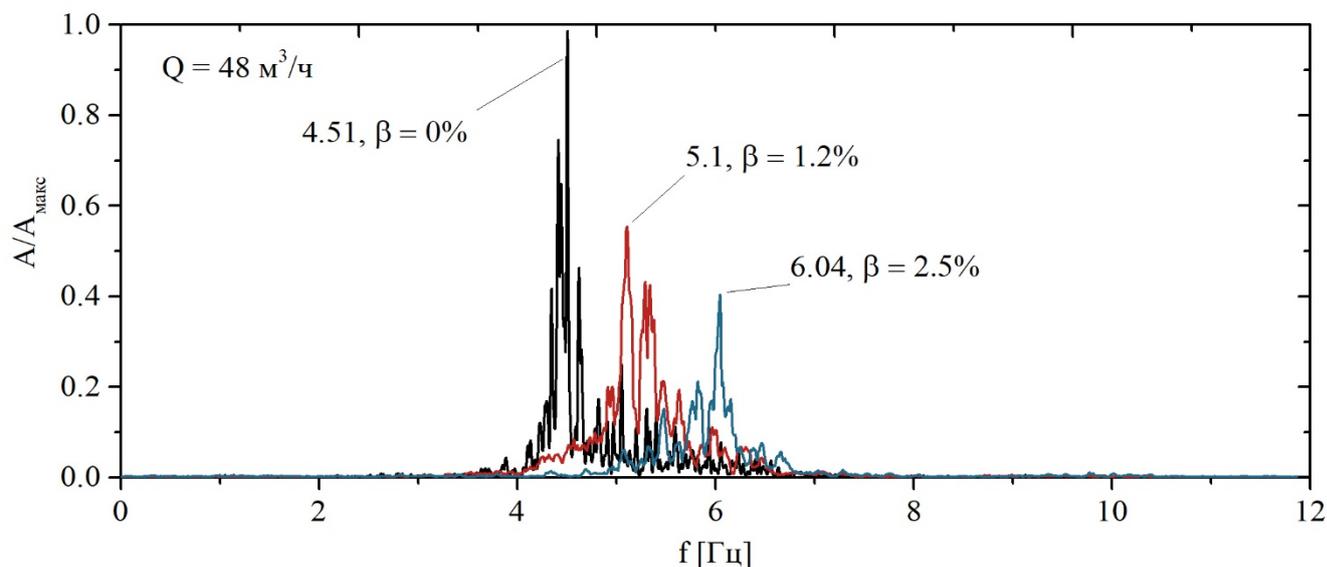


Рис. 64 Сопоставление спектров пульсаций давления при различном газосодержании, $S_g = 0.62$, $Q = 48 \text{ м}^3/\text{ч}$.

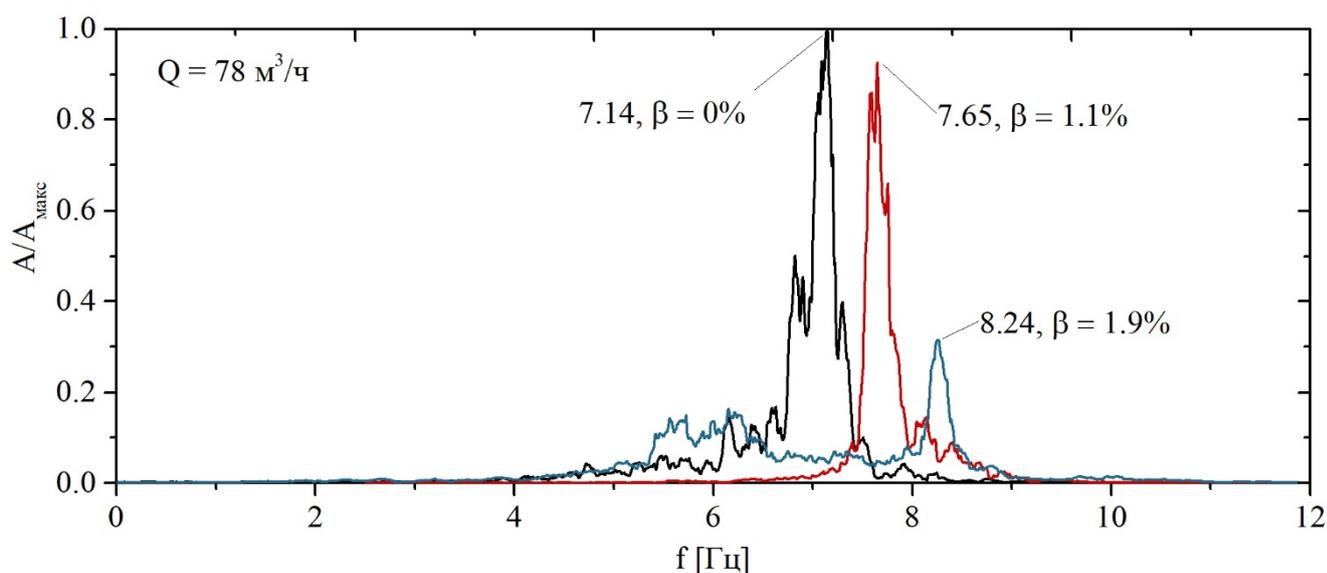


Рис. 65 Сопоставление спектров пульсаций давления при различном газосодержании, $S_g = 0.62$, $Q = 78 \text{ м}^3/\text{ч}$.

5.3 Сопоставление полученных результатов с данными по закрученным газожидкостным потокам в различных технических устройствах

В результате обработки накопленных экспериментальных данных (13 расходов воды для завихрителя с $S = 0.62$ и 10 расходов для $S = 0.95$) были получены зависимости частоты прецессии вихревого жгута от газосодержания в широком диапазоне

определяющих параметров. Максимальный расход газовой фазы был ограничен управляющим расходомером и составлял 50 л/мин (3 м³/ч), таким образом максимально возможное газосодержание убывало с увеличением расхода воды. Изначальный шаг изменения расхода газа был выбран 1 л/мин (0.06 м³/ч), после достижения расхода 5 л/мин шаг был увеличен до 5 л/мин. Обобщенные данные на Рис. 66 подтверждают выводы, сделанные по отдельным спектральным характеристикам на Рис. 62 - Рис. 65. С ростом газосодержания частота прецессии, несмотря на постоянство параметра крутки и массового расхода воды, увеличивается.

Перейдя к безразмерной частоте Sh, видим, что все кривые на Рис. 66 приемлемо ложатся на одну кривую.

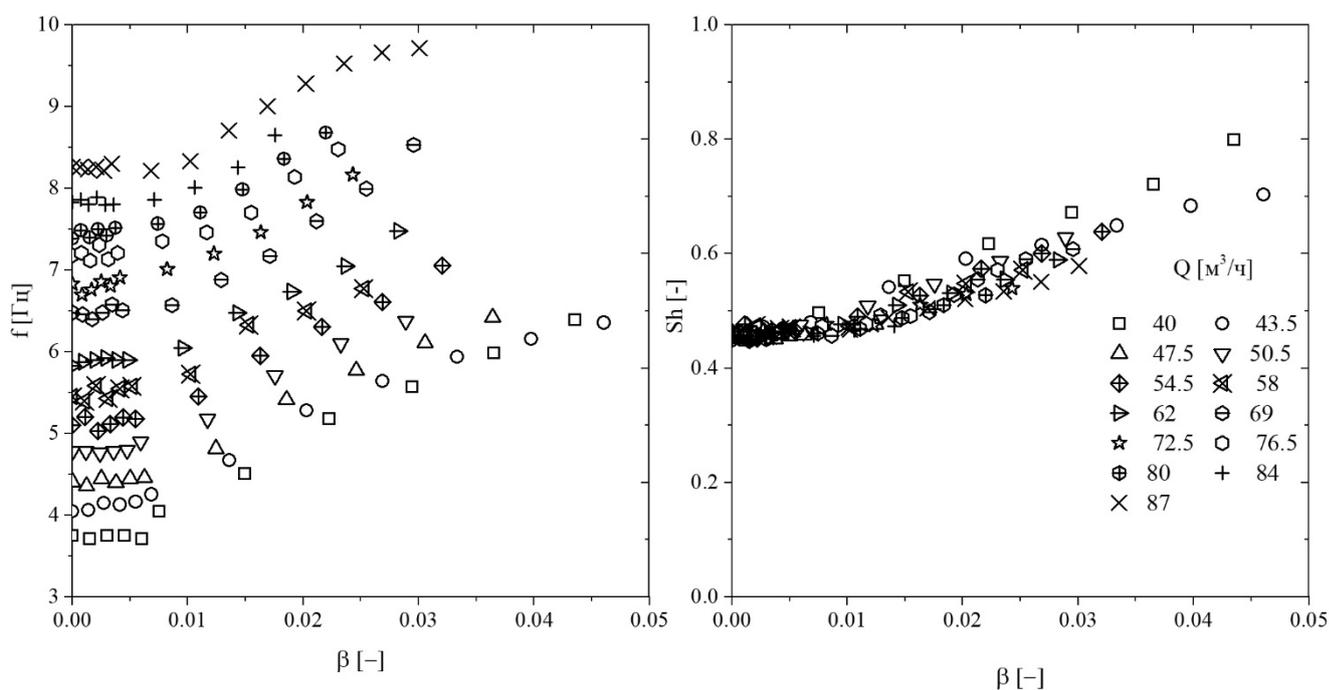


Рис. 66 Зависимость частоты прецессии и числа Струхала от среднерасходного газосодержания, $S_g = 0.62$.

Для $S_g = 0.62$ хорошо наблюдается общий тренд, рост частоты прецессии с ростом газосодержания, максимальное изменение частоты прецессии достигало 25%. При дальнейшем увеличении газосодержания, $\beta > 0\%$, происходило практически полное подавление ПВЯ, а в спектрах значительно возросли низкочастотные пульсации. Для более сильной закрутки потока картина схожая, за исключением того, что в области малых газосодержаний наблюдается снижение частоты прецессии, выраженное небольшим провалом числа Струхала в районе $\beta \sim 1\%$.

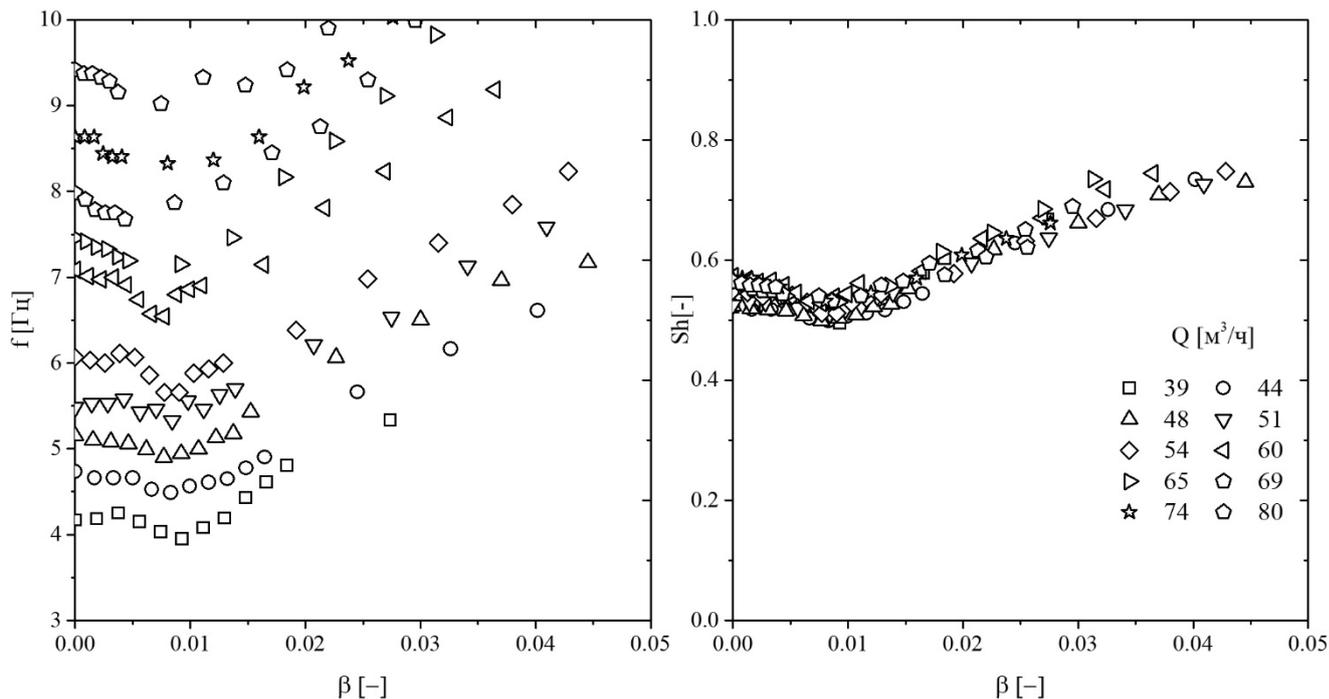


Рис. 67 Зависимость частоты прецессии и числа Струхала от среднерасходного газосодержания, $Sg = 0.95$.

Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными данными полученными в работе [217] для газожидкостного потока в вихревой камере, а также подтверждают полуэмпирическую зависимость, полученную в работе [163]. На Рис. 68 представлены зависимости частоты прецессии ПВЯ в зависимости от инжектируемого в поток воздуха, взятые из литературного обзора.

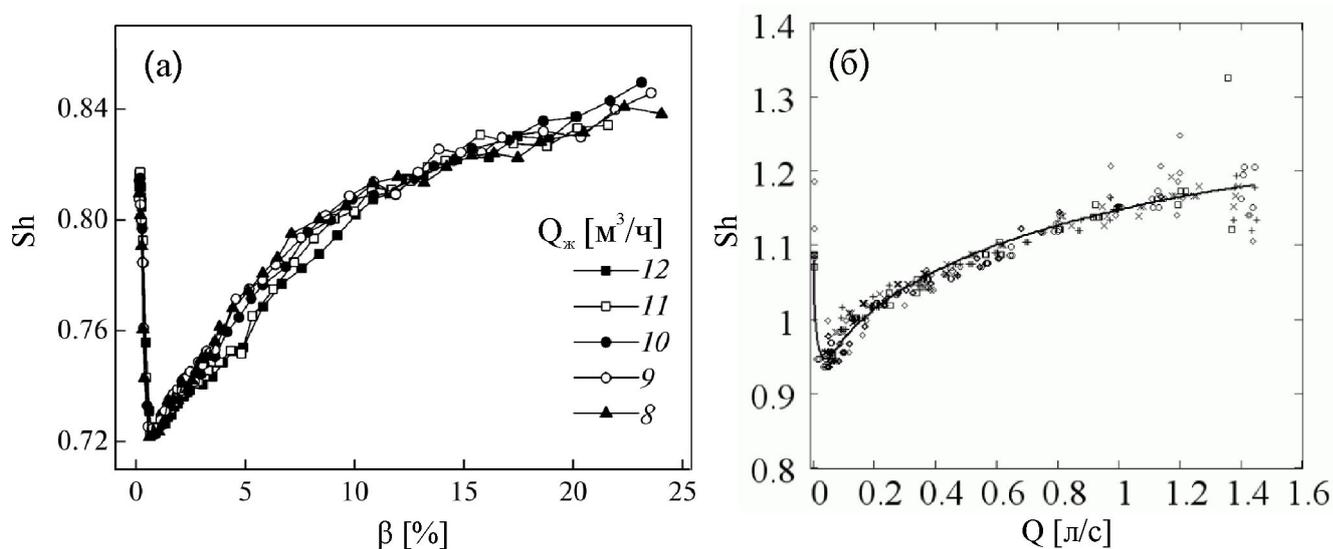


Рис. 68 Зависимость безразмерной частоты ПВЯ в вихревой камере от газосодержания [217] (а), зависимость безразмерной частоты ПВЯ от расхода инжектируемого газа, черная линия полуэмпирическая зависимость [163] (б).

В работе [163] при разработке полуэмпирической модели описывающей частоту прецессии ПВЯ в газожидкостном потоке основными предположениями являются изменение геометрических параметров вихря – его кривизны и размера вихревого ядра а также изменение скорости на оси.

Проанализировав экспериментальные данные, полученные в данной работе, а также имеющиеся в литературе, можно заключить, что своевременная инъекция газовой фазы в поток с ПВЯ может не только снизить амплитуду пульсаций давления, но также сместить частоту прецессии. Это может быть востребовано при угрозе работы гидроагрегата вблизи условий резонанса.

5.4 Заключение по главе

Апробирована методика инъекции воздуха в проточный тракт модельной гидротурбины для нескольких закручивающих устройств, моделирующих различные режимы течения. Для однофазного потока экспериментально показано, что частота прецессии является линейной функцией расхода и в безразмерном виде (Sh) не зависит от числа Рейнольдса. В свою очередь Sh линейно зависит от параметра крутки, что позволило обобщить экспериментальные данные, полученные на стационарных завихрителях, построив зависимость $Sh^* = (Sh-C)/Sg$ от Re .

Инжекция газовой фазы практически во всех экспериментах значительно снижает амплитуду пульсаций давления на стенке отсасывающей трубы. Также показано, что при одном и том же параметре закрутки потока частота прецессии при инъекции газовой фазы увеличивается. Экспериментальные данные, полученные при различных расходах воды и инжектируемого воздуха, хорошо обобщаются при переходе к безразмерным величинам Sh и β . Выявленное изменение частоты прецессии может быть использовано в качестве инструмента по контролю и управлению ПВЯ в гидротурбинах с целью погасить нежелательные пульсации давления или вывести частоту прецессии вихря из области резонанса.

Сопоставление с результатами, полученными в цилиндрических вихревых камерах, выявило схожие качественные закономерности - снижение частоты прецессии ПВЯ, а затем монотонный рост. Полученные экспериментальные данные могут использоваться для верификации аналитических моделей, разрабатываемых для описания газожидкостного потока при наличии крупномасштабных вихревых структур.

Заключение

1. На гидродинамическом стенде подтверждена возможность экспериментального моделирования комбинацией стационарного и подвижного завихрителей различных режимов течения, соответствующих различным режимам работы гидротурбины, о чем говорят результаты сопоставления профилей скорости и визуализации течения. Накоплена обширная экспериментальная база данных, включающая цифровую визуализацию, измерения давления на стенке ОТ и измерения скорости, которая может быть использована для верификации численных расчётов, а также может способствовать дальнейшему развитию аналитических подходов.
2. Установлена область применимости интегрального параметра закрутки потока для описания вихревого течения в модельных гидротурбинах. Показано, что общепринятые определения позволяют описывать поток лишь в области малой и умеренной закрутки. При наличии в потоке больших радиальных градиентов давления параметр закрутки перестает быть определяющим при идентификации режима течения
3. Адаптирована и верифицирована полуэмпирическая модель, позволяющая оценить закрутку потока в отсасывающей трубе гидротурбины, не проводя измерений скорости, основываясь на знании параметров режима с нулевой закруткой, текущего расхода и скорости вращения рабочего колеса. Модель удовлетворительно работает в области малой и умеренной закрутки, показывая значительное расхождение при $S > 0.7$. Возникновение прецессирующего ядра в потоке, согласно данным визуализации соответствует $S \approx 0.4$, а периодические пульсации скорости и давления начинают регистрироваться с $S = 0.53$ что несколько меньше критического значения $S = 0.6$, встречаемого в литературе.
4. Впервые экспериментально зарегистрировано явление формирования и отрыва вихревых колец от прецессирующего вихревого жгута, обусловленное перезамыканием. Данное явление наблюдается в диапазоне $S = 0.4-0.53$, в котором вихревой жгут нестабилен и его пространственные характеристики меняются во времени. На основе данных цифровой визуализации, синхронизованной с измерением давления на стенке ОТ, а также сопоставлении с результатами других авторов, предлагается рассматривать данное явление как основной источник аperiodических пульсаций давления в проточном тракте гидротурбин.

5. Исследовано влияние инъекции газовой фазы на пульсационные характеристики вихревого течения в модели отсасывающей трубы гидротурбины. Показано, что при сильной и умеренной закрутки потока инъекция газовой фазы, начиная с газосодержания $\beta \sim 1\%$, значительно влияет на параметры вихревой структуры, изменяя частоту и амплитуду пульсаций давления. Установлено, что рост частоты прецессии с увеличением газосодержания не связан с увеличением интегральной закрутки потока.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. Куйбину Павлу Анатольевичу за интересные научные задачи и всестороннюю помощь в работе.

Также автор благодарит д.ф.-м.н. Шторка С. И., академика РАН Алексеенко С.В., профессора РАН Наумова И.В. и коллектив лаборатории 7.1 за помощь в работе, обсуждение результатов и ценные замечания.

Источники финансирования

Исследования выполнялись в 2014-2020 гг. в рамках государственного задания ИТ СО РАН, отдельные задачи относились к работам по грантам РФФИ № 14-29-00093 «Интенсификация теплообмена на основе вихревых явлений», № 16-19-00138 «Развитие научных основ для повышения эффективности и безопасности работы гидротурбин» и мегагранту № 075-15-2019-1923 под руководством Дэвида Вуда «Энергоэффективные технологии: от природных явлений к прорывным техническим решениям».

Список обозначений

- ПВЯ – прецессирующее вихревое ядро
- ВЕР – best efficiency point (режим максимальной эффективности)
- ЛДА – лазерная доплеровская анемометрия
- СКО – среднеквадратичное отклонение
- ОТ – отсасывающая труба гидротурбины
- χ – число кавитации
- σ – число Тома
- ω – угловая скорость вращения рабочего колеса
- Ср – коэффициент восстановления давления
- D – диаметр горловины отсасывающей трубы
- E – удельная гидравлическая энергия [Дж/кг]
- f – частота прецессии вихря [Гц]
- Fr – число Фруда
- N – частота вращения рабочего колеса
- N_0 – частота вращения рабочего колеса в режиме нулевой закрутки
- P – давление [Па]
- Q – объёмный расход воды [м³/ч]
- Q_0 – объёмный расход воды в режиме нулевой закрутки [м³/ч]
- $Q_{ВЕР}$ – объёмный расход воды в оптимальном режиме
- r – радиальная координата
- Re – число Рейнольдса
- S – параметр закрутки потока [-]
- Sg – конструктивный параметр закрутки потока [-]
- Sh – число Струхала
- S – площадь сечения [м²]
- u – осевая компонента скорости
- V – среднерасходная скорость
- w – тангенциальная компонента скорости

Список использованной литературы

- [1] IRENA, Renewable Energy Statistics: Global Status Report, Int. Renew. Energy Agency. (2019).
- [2] И.Н. Смирнов, Гидравлические турбины, М.-Л.: Госэнергоиздат, Москва, 1956.
- [3] М.Ф. Губин, Отсасывающие трубы гидроэлектростанций, Энергия, Москва, 1970.
- [4] Г.И. Кривченко, Гидравлические машины, Энергия, Москва, 1978.
- [5] Д.С. Щавелев, Гидроэнергетические установки, Энергоиздат, Ленинград, 1981.
- [6] Г.И. Топаж, Лопастные гидромашин и гидродинамические передачи, Санкт-Петербургский государственный политехнический университет. Издательство Политехнического университета, Санкт-Петербург, 2011.
- [7] Н.М. Шапов, Турбинное оборудование гидроэлектростанций, Госэнергоиздат, Москва, 1961.
- [8] S.L. Dixon, C.A. Hall, Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery, Elsevier, 2013. doi:10.1016/B978-0-12-415954-9.00020-6.
- [9] Z. Hussain, Z. Abdullah, Z. Alimuddin, Basic Fluid Mechanics and Hydraulic Machines, 2008. <https://books.google.com/books?id=FABEAQAIAAJ&pgis=1>.
- [10] D. Lysne, B. Glover, H. Støle, E. Tesaker, Hydraulic Design, Norwegian University of Science and Technology, 2003.
- [11] J.S. Gulliver, R.E. Arndt, Hydropower Engineering Handbook, R. R. Donnelly & Sons Company, 1991.
- [12] C.C. Warnick, H.A. Mayo, J.L. Carson, L.H. Sheldon, Hydropower Engineering, Cambridge, 1984.
- [13] W.J. Rheingans, Power swings in hydroelectric power plants, Trans. ASME. 62 (1940) 171–84.
- [14] T. Jacob, J. Prénat, D. Maria, Comportement dynamique d'une turbine Francis à forte charge. Comparaisons modèle-prototype, La Houille Blanche. (1988) 293–300. doi:10.1051/lhb/1988025.
- [15] M. Nishi, T. Kubota, S. Matsunaga, Y. Senoo, Study on swirl flow and surge in an elbow type draft tube, in: 10th IAHR Symp. Hydraul. Mach. Cavitation, 1980: p. 557. doi:10.1299/kikaib.48.1238.
- [16] D. Valentín, A. Presas, E. Egusquiza, C. Valero, M. Egusquiza, M. Bossio, Power Swing Generated in Francis Turbines by Part Load and Overload Instabilities, Energies. 10

- (2017) 2124. doi:10.3390/en10122124.
- [17] A. Müller, A. Favrel, C. Landry, F. Avellan, Fluid–structure interaction mechanisms leading to dangerous power swings in Francis turbines at full load, *J. Fluids Struct.* 69 (2017) 56–71. doi:10.1016/j.jfluidstructs.2016.11.018.
- [18] S. Alligné, P. Maruzewski, T. Dinh, B. Wang, A. Fedorov, J. Iosfin, F. Avellan, Prediction of a Francis turbine prototype full load instability from investigations on the reduced scale model, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 12 (2010) 012025. doi:10.1088/1755-1315/12/1/012025.
- [19] С.С. Кутателадзе, Д.Н. Ляховский, В.А. Пермяков, Моделирование теплоэнергетического оборудования, Энергия, Ленинград, 1966.
- [20] А.А. Гухман, Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массообмена, Высшая школа, 1974.
- [21] И.Н. Смирнов, Гидравлические турбины, Госэнергоиздат, 1956.
- [22] J. Cassidy, *Experimental Study and Analysis of Draft-Tube Surging*, Denver, 1969.
- [23] I. Litvinov, S. Shtork, E. Gorelikov, A. Mitryakov, K. Hanjalic, Unsteady regimes and pressure pulsations in draft tube of a model hydro turbine in a range of off-design conditions, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 91 (2018) 410–422. doi:10.1016/j.expthermflusci.2017.10.030.
- [24] R. Susan-Resiga, S. Muntean, P. Stein, F. Avellan, Axisymmetric Swirling Flow Simulation of the Draft Tube Vortex in Francis Turbines at Partial Discharge, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 2 (2009) 295–302. doi:10.5293/IJFMS.2009.2.4.295.
- [25] C.-K. Chen, C. Nicolet, K. Yonezawa, M. Farhat, F. Avellan, K. Miyazawa, Y. Tsujimoto, Experimental Study and Numerical Simulation of Cavity Oscillation in a Diffuser with Swirling Flow, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 3 (2010) 80–90. doi:10.5293/ijfms.2010.3.1.080.
- [26] V. Sonin, A. Ustimenko, P. Kuibin, I. Litvinov, S. Shtork, Study of the velocity distribution influence upon the pressure pulsations in draft tube model of hydro-turbine, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 49 (2016) 082020. doi:10.1088/1755-1315/49/8/082020.
- [27] P.D. Clausen, S.G. Koh, D.H. Wood, Measurements of a swirling turbulent boundary layer developing in a conical diffuser, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 6 (1993) 39–48. doi:10.1016/0894-1777(93)90039-L.
- [28] S. Muntean, A. Ruprecht, R. Susan-Resiga, Development of a Swirling Flow Apparatus

- for Analysis and Development of Swirling Flow Control, 3rd Ger. Work. Turbomach. Hydrodyn. (2007).
- [29] D. Stefan, P. Rudolf, S. Muntean, R.F. Susan-resiga, Structure Of Flow Fields Downstream Of Two Different Swirl Generators, *Eng. Mech.* 20 (2013) 339–353.
- [30] A.I. Bosioc, S. Muntean, C. Tanasa, R. Susan-Resiga, L. Vékás, Unsteady pressure measurements of decelerated swirling flow in a discharge cone at lower runner speeds, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 22 (2014). doi:10.1088/1755-1315/22/3/032008.
- [31] A.I. Bosioc, R. Susan-Resiga, S. Muntean, C. Tanasa, Unsteady Pressure Analysis of a Swirling Flow With Vortex Rope and Axial Water Injection in a Discharge Cone, *J. Fluids Eng.* 134 (2012) 081104. doi:10.1115/1.4007074.
- [32] A. Javadi, A. Bosioc, H. Nilsson, S. Muntean, R. Susan-Resiga, Experimental and Numerical Investigation of the Precessing Helical Vortex in a Conical Diffuser, With Rotor–Stator Interaction, *J. Fluids Eng.* 138 (2016) 081106. doi:10.1115/1.4033416.
- [33] R. Susan-Resiga, S. Muntean, A. Bosioc, A. Stuparu, T. Milos, A. Baya, S. Bernad, L.E. Anton, Swirling flow apparatus and test rig for flow control in hydraulic turbines discharge cone, in: *Proc. 2nd IAHR Int. Meet. Workgr. Cavitation Dyn. Probl. Hydraul. Mach. Syst. Sci. Bull. Politeh. Univ. Timisoara, Transactions Mech., Timisoara, 2007*: pp. 203–216.
- [34] V. Heller, Scale effects in physical hydraulic engineering models, *J. Hydraul. Res.* 49 (2011) 293–306. doi:10.1080/00221686.2011.578914.
- [35] R.K. Fisher, U. Palde, P. Ulith, J. Voith, Comparison of draft tube surging of homologous scale models and prototype Francis turbines, in: *Proc. 10th IAHR Symp. Hydraul. Mach. Syst.*, 1980: pp. 541–556.
- [36] F. Avellan, Introduction to cavitation in hydraulic machinery, in: *6th Int. Conf. Hydraul. Mach. Hydrodyn.*, 2004: pp. 11–22.
- [37] H. Brekke, *HYDRAULIC TURBINES: Design, Erection and Operation*, (2001).
- [38] R.F. Susan-Resiga, S. Muntean, F. Avellan, I. Anton, Mathematical modelling of swirling flow in hydraulic turbines for the full operating range, *Appl. Math. Model.* 35 (2011) 4759–4773. doi:10.1016/j.apm.2011.03.052.
- [39] Г.И. Топаж, Лопастные гидромашинны и гидродинамические передачи, Политехн. ун-т, Санкт-Петербург, 2011. <http://elib.spbstu.ru/dl/2/3399.pdf/download/3399.pdf> (accessed August 17, 2018).
- [40] S. Tridon, S. Barre, G.D. Ciocan, L. Tomas, Experimental analysis of the swirling flow in

- a Francis turbine draft tube: Focus on radial velocity component determination, *Eur. J. Mech. B/Fluids*. 29 (2010) 321–335. doi:10.1016/j.euromechflu.2010.02.004.
- [41] A. Favrel, A. Müller, C. Landry, K. Yamamoto, F. Avellan, Study of the vortex-induced pressure excitation source in a Francis turbine draft tube by particle image velocimetry, *Exp. Fluids*. 56 (2015) 1–15. doi:10.1007/s00348-015-2085-5.
- [42] S. Lemay, R. Fraser, G.D. Ciocan, V. Aeschlimann, C. Deschênes, Flow field study in a bulb turbine runner using LDV and endoscopic S-PIV measurements, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 22 (2013) 022015. doi:10.1088/1755-1315/22/2/022015.
- [43] G. Ciocan, M. Iliescu, PIV Measurements Applied to Hydraulic Machinery: Cavitating and Cavitation-Free Flows, in: *Part. Image Velocim. - Charact. Limits Possible Appl.*, InTech, 2012. doi:10.5772/35164.
- [44] O. Sadbakov, V. Okulov, I. Naumov, V. Meledin, Y. Anikin, N. Mostovsky, S. Il'in, Laser Doppler Diagnostics of Flow Structure Downstream of Hydroturbine Blade Wheel at Optimal and Forced Loads, *Thermophys. Aeromechanics*. 11 (2004) 561–566.
- [45] V. Meledin, Y. Anikin, G. Bakakin, V. Glavniiy, S. Dvoinishnikov, D. Kulikov, I. Naumov, V. Okulov, V. Pavlov, V. Rakhmanov, O. Sadbakov, N. Mostovskiy, S. Ilyin, Laser Doppler semiconductor anemometry of vortex flow behind the vane wheel rotor of the water turbine, in: Y.N. Dubnistchev, B.S. Rinkevichyus (Eds.), *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.*, 2006: pp. 62620G-62620G–11. doi:10.1117/12.683021.
- [46] С.В. Алексеенко, А.А. Дектерев, И.В. Литвинов, А.В. Минаков, И.М. Пылев, А.И. Шандро, С.И. Шторк, Численное и экспериментальное моделирование течения в отсасывающей трубе гидротурбины, *Журнал СФУ. Техника и Технологии*. 5 (2011) 489–503.
- [47] C. Nicolet, A. Zobeiri, P. Maruzewski, F. Avellan, Experimental Investigations on Upper Part Load Vortex Rope Pressure Fluctuations in Francis Turbine Draft Tube, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 4 (2011) 179–190. doi:10.5293/IJFMS.2011.4.1.179.
- [48] T.L. Wahl, Draft Tube Surging Times Two: The Twin Vortex Phenomenon, *Hydro Rev.* (1994) 60–69.
- [49] S. Skripkin, M. Tsoy, S. Shtork, K. Hanjalić, Comparative analysis of twin vortex ropes in laboratory models of two hydro-turbine draft-tubes, *J. Hydraul. Res.* 54 (2016) 450–460. doi:10.1080/00221686.2016.1168325.
- [50] S. V. Alekseenko, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, S.G. Skripkin, M.A. Tsoy, Vortex

- reconnection in a swirling flow, *JETP Lett.* 103 (2016) 455–459. doi:10.1134/S002136401607002X.
- [51] S.G. Skripkin, M.A. Tsoy, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, Study of Pressure Shock Caused by a Vortex Ring Separated From a Vortex Rope in a Draft Tube Model, *J. Fluids Eng.* 139 (2017) 081103. doi:10.1115/1.4036264.
- [52] D.V. Platonov, A.V. Minakov, D.A. Dekterev, A.V. Maslennikova, P.A. Kuibin, Experimental observation of the precessing-vortex-core reconnection phenomenon in a combined-flow turbine, *Tech. Phys. Lett.* 43 (2017) 969–971. doi:10.1134/S1063785017110086.
- [53] P. Dörfler, M. Sick, A. Coutu, *Flow-Induced Pulsation and Vibration in Hydroelectric Machinery*, Springer London, London, 2013. doi:10.1007/978-1-4471-4252-2.
- [54] C. Widmer, T. Staubli, N. Ledergerber, Unstable Characteristics and Rotating Stall in Turbine Brake Operation of Pump-Turbines, *J. Fluids Eng.* 133 (2011) 041101. doi:10.1115/1.4003874.
- [55] A.V. Sentyabov, A.A. Gavrilov, A.A. Dekterev, A.V. Minakov, Analysis of RANS turbulence models by calculating the steady-state flow in the Turbine-99 draft tube, *Comput. Contin. Mech.* 6 (2013) 86–93. doi:10.7242/1999-6691/2013.6.1.11.
- [56] Y. Wu, S. Liu, H.S. Dou, S. Wu, T. Chen, Numerical prediction and similarity study of pressure fluctuation in a prototype Kaplan turbine and the model turbine, *Comput. Fluids.* 56 (2012) 128–142. doi:10.1016/j.compfluid.2011.12.005.
- [57] S. Alligné, J. Decaix, A. Müller, C. Nicolet, F. Avellan, C. Münch, RANS computations for identification of 1-D cavitation model parameters: Application to full load cavitation vortex rope, *J. Phys. Conf. Ser.* 813 (2017) 4–8. doi:10.1088/1742-6596/813/1/012032.
- [58] A.A. Gavrilov, A. V. Sentyabov, A.A. Dekterev, K. Hanjalić, Vortical structures and pressure pulsations in draft tube of a Francis-99 turbine at part load: RANS and hybrid RANS/LES analysis, *Int. J. Heat Fluid Flow.* 63 (2017) 158–171. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2016.05.007.
- [59] A. V. Minakov, D. V. Platonov, I. V. Litvinov, S.I. Shtork, K. Hanjalić, Vortex ropes in draft tube of a laboratory Kaplan hydroturbine at low load: an experimental and LES scrutiny of RANS and DES computational models, *J. Hydraul. Res.* 55 (2017) 668–685. doi:10.1080/00221686.2017.1300192.
- [60] Z.G. Zuo, S.H. Liu, D.M. Liu, D.Q. Qin, Y.L. Wu, Numerical analyses of pressure

- fluctuations induced by interblade vortices in a model Francis turbine, *J. Hydrodyn.* 27 (2015) 513–521. doi:10.1016/S1001-6058(15)60511-X.
- [61] S. Galván, M. Reggio, F. Guibault, Numerical Optimization of the Inlet Velocity Profile Ingested by the Conical Draft Tube of a Hydraulic Turbine, *J. Fluids Eng.* 137 (2015) 071102. doi:10.1115/1.4029837.
- [62] G.D. Ciocan, M.S. Iliescu, T.C. Vu, B. Nennemann, F. Avellan, Experimental Study and Numerical Simulation of the FLINDT Draft Tube Rotating Vortex, *J. Fluids Eng.* 129 (2007) 146. doi:10.1115/1.2409332.
- [63] F. Avellan, Flow Investigation in a Francis Draft Tube : the Flindt Project, *Proc. 20th IAHR Symp.* (2000) 1–18. http://infoscience.epfl.ch/record/58999/files/AIRHPU_00_1.pdf
<http://infoscience.epfl.ch/record/58999>.
- [64] M.J. Cervantes, U. Andersson, H.M. Lövgren, Turbine-99 unsteady simulations – Validation, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 12 (2010) 012014. doi:10.1088/1755-1315/12/1/012014.
- [65] I. Buntić Ogor, S. Dietze, A. Ruprecht, Numerical Simulation of the Flow in Turbine-99 Draft Tube, in: *Proc. Third IAHR/ERCOFTAC Work. Draft Tube Flow, Porjus, 2005*. http://www.ihs.uni-stuttgart.de/fileadmin/IHS-Startseite/veroeffentlichungen/v2005_14.pdf.
- [66] U. Andersson, M.J. Cervantes, Phase Resolved Velocity Measurements At the Draft Tube Cone of the Turbine-99 Test Case, *24th Symp. Hydraul. Mach. Syst.* (2008).
- [67] C. Bergan, K. Amiri, M.J. Cervantes, O.G. Dahlhaug, Preliminary Measurements of the Radial Velocity in the Francis-99 Draft Tube Cone, *J. Phys. Conf. Ser.* 579 (2015) 012014. doi:10.1088/1742-6596/579/1/012014.
- [68] A. V. Minakov, A. V. Sentyabov, D. V. Platonov, A.A. Dekterev, A.A. Gavrilov, Numerical modeling of flow in the Francis-99 turbine with Reynolds stress model and detached eddy simulation method, *J. Phys. Conf. Ser.* 579 (2015) 012004. doi:10.1088/1742-6596/579/1/012004.
- [69] Z. Yaping, L. Weili, R. Hui, L. Xingqi, Performance study for Francis-99 by using different turbulence models, *J. Phys. Conf. Ser.* 579 (2015). doi:10.1088/1742-6596/579/1/012012.
- [70] J.D. Buron, S. Houde, R. Lestriez, C. Deschênes, Application of the non-linear harmonic

- method to study the rotor-stator interaction in Francis-99 test case, *J. Phys. Conf. Ser.* 579 (2015). doi:10.1088/1742-6596/579/1/012013.
- [71] J. Nicolle, S. Cupillard, Prediction of dynamic blade loading of the Francis-99 turbine, *J. Phys. Conf. Ser.* 579 (2015). doi:10.1088/1742-6596/579/1/012001.
- [72] C. Trivedi, M. Cervantes, O. Dahlhaug, Experimental and Numerical Studies of a High-Head Francis Turbine: A Review of the Francis-99 Test Case, *Energies.* 9 (2016) 74. doi:10.3390/en9020074.
- [73] В.И. Брызгалов, Из опыта создания и освоения Красноярской и Саяно-Шушенской гидроэлектростанций, Сибирский ИД «Суриков», 1999.
- [74] A.T. McDonald, R.W. Fox, R. V. Van Dewoestine, Effects of swirling inlet flow on pressure recovery in conical diffusers, *AIAA J.* 9 (1971) 2014–2018. doi:10.2514/3.6456.
- [75] R. Goyal, B.K. Gandhi, Review of hydrodynamics instabilities in Francis turbine during off-design and transient operations, *Renew. Energy.* 116 (2018) 697–709. doi:10.1016/j.renene.2017.10.012.
- [76] K. Amiri, B. Mulu, M. Raisee, M.J. Cervantes, Unsteady pressure measurements on the runner of a Kaplan turbine during load acceptance and load rejection, *J. Hydraul. Res.* 54 (2016) 56–73. doi:10.1080/00221686.2015.1110626.
- [77] A. Favrel, J. Gomes Pereira Junior, C. Landry, A. Müller, C. Nicolet, F. Avellan, New insight in Francis turbine cavitation vortex rope: role of the runner outlet flow swirl number, *J. Hydraul. Res.* (2017) 1–13. doi:10.1080/00221686.2017.1356758.
- [78] M. Nishi, S. Matsunaga, T. Kubota, Y. Senoo, Surging Characteristics of Conical and Elbow- Type Draft Tubes, in: 12th IAHR Symp., Stirling, 1984: pp. 272–283.
- [79] M. Nishi, S. Liu, An outlook on the draft-tube-surge study, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 6 (2013) 33–48. doi:10.5293/IJFMS.2013.6.1.033.
- [80] M. Fanelli, The vortex rope in the draft tube of Francis turbines operating at partial load: a proposal for a mathematical model, *J. Hydraul. Res.* 27 (1989) 769–807. doi:10.1080/00221688909499108.
- [81] M. V. Magnoli, M. Maiwald, Influence of hydraulic design on stability and on pressure pulsations in francis turbines at overload, part load and deep part load based on numerical simulations and experimental model test results, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 22 (2014) 032013. doi:10.1088/1755-1315/22/3/032013.
- [82] J. Wack, S. Riedelbauch, Numerical simulations of the cavitation phenomena in a Francis

- turbine at deep part load conditions, *J. Phys. Conf. Ser.* 656 (2015) 5–9. doi:10.1088/1742-6596/656/1/012074.
- [83] W. Weber, F. Von Locquenghien, P. Conrad, J. Koutnik, Dynamic stresses in a Francis model turbine at deep part load, *J. Phys. Conf. Ser.* 813 (2017) 1–5. doi:10.1088/1742-6596/813/1/012014.
- [84] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, F. Avellan, Experimental evidence of inter-blade cavitation vortex development in Francis turbines at deep part load condition, *Exp. Fluids.* 58 (2017) 142. doi:10.1007/s00348-017-2421-z.
- [85] P. Conrad, W. Weber, A. Jung, Deep Part Load Flow Analysis in a Francis Model turbine by means of two-phase unsteady flow simulations, *J. Phys. Conf. Ser.* 813 (2017) 012027. doi:10.1088/1742-6596/813/1/012027.
- [86] J. Arpe, F. Avellan, Pressure Wall Measurements in the Whole Draft Tube: Steady and Unsteady Analysis, *Proc. XXIst IAHR Symp. Hydraul. Mach. Syst.* Sept. 9 - 12. (2002) 1–10.
- [87] P. Dörfler, Observation of pressure pulsations on a Francis model turbine with high specific speed, *Hydropower Dams.* (1994).
- [88] S. Alligné, C. Nicolet, F. Avellan, Identification by CFD Simulation of the Mechanism Inducing Upper Part Load Resonance Phenomenon, 4-Th Int. Meet. Cavitation Dyn. Probl. Hydraul. Mach. Syst. , October, 26-28, Belgrade, Serbia. (2011) 26–28.
- [89] S. Skripkin, M. Tsoy, P. Kuibin, S. Shtork, Vortex rope patterns at different load of hydro turbine model, *MATEC Web Conf.* 115 (2017) 06004. doi:10.1051/matecconf/201711506004.
- [90] S.G. Skripkin, M.A. Tsoy, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, Study of Pressure Shock Caused by a Vortex Ring Separated From a Vortex Rope in a Draft Tube Model, *J. Fluids Eng.* 139 (2017) 081103. doi:10.1115/1.4036264.
- [91] S. V. Alekseenko, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, S.G. Skripkin, V.I. Sonin, M.A. Tsoy, A.S. Ustimenko, A novel scenario of aperiodical impacts appearance in the turbine draft tube, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 49 (2016). doi:10.1088/1755-1315/49/8/082025.
- [92] S. V. Alekseenko, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, S.G. Skripkin, M.A. Tsoy, Vortex reconnection in a swirling flow, *JETP Lett.* 103 (2016) 455–459. doi:10.1134/S002136401607002X.
- [93] P.A. Kuibin, A model for description of the pressure field on a plate as the vortex ring

- passes, J. Phys. Conf. Ser. 891 (2017) 012082. doi:10.1088/1742-6596/891/1/012082.
- [94] C. Chen, C. Nicolet, K. Yonezawa, M. Farhat, F. Avellan, Y. Tsujimoto, One-Dimensional Analysis of Full Load Draft Tube Surge, J. Fluids Eng. 130 (2008) 041106. doi:10.1115/1.2903475.
- [95] P.K. Dörfler, M. Keller, O. Braun, Francis full-load surge mechanism identified by unsteady 2-phase CFD, IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 12 (2010) 012026. doi:10.1088/1755-1315/12/1/012026.
- [96] A. Presas, D. Valentin, E. Egusquiza, C. Valero, Detection and analysis of part load and full load instabilities in a real Francis turbine prototype, J. Phys. Conf. Ser. 813 (2017). doi:10.1088/1742-6596/813/1/012038.
- [97] D. Chirkov, S. Cherny, P. Scherbakov, A. Zakharov, Evaluation of range of stable operation of hydraulic turbine based on 1D-3D model of full load pulsations, Proc. 6th IAHR Int. Meet. Workgr. Cavitation Dyn. Probl. Hydraul. Mach. Syst. 7 (2015).
- [98] D. Chirkov, L. Panov, S. Cherny, I. Pylev, Numerical simulation of full load surge in Francis turbines based on three-dimensional cavitating flow model, IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 22 (2014) 032036. doi:10.1088/1755-1315/22/3/032036.
- [99] A. Müller, A. Favrel, C. Landry, K. Yamamoto, F. Avellan, Experimental Hydro-Mechanical Characterization of Full Load Pressure Surge in Francis Turbines, J. Phys. Conf. Ser. 813 (2017). doi:10.1088/1742-6596/813/1/012018.
- [100] H. Imamura, J. Kurokawa, J. Matsui, M. Kikuchi, Suppression of Cavitating Flow in Inducer By J-Groove, Fifth Int. Symp. Cavitation. (2003) 1–6.
- [101] J. Kurokawa, H. Imamura, Y.-D. Choi, Effect of J-Groove on the Suppression of Swirl Flow in a Conical Diffuser, J. Fluids Eng. 132 (2010) 071101. doi:10.1115/1.4001899.
- [102] A. KC, Y.H. Lee, B. Thapa, CFD study on prediction of vortex shedding in draft tube of Francis turbine and vortex control techniques, Renew. Energy. 86 (2016) 1406–1421. doi:10.1016/j.renene.2015.09.041.
- [103] И. Литвинов, С. Скрипкин, С. Шторк, Влияние стабилизирующих устройств на пульсации давления в коническом диффузоре модели отсасывающей трубы, Современные Проблемы Науки и Образования. 5 (2013) 13.
- [104] Г. Семёнов, А. Смирнова, А. Дектерёв, А. Минаков, А. Сентябов, Численное исследование конструктивных способов подавления низкочастотных пульсаций давления в отсасывающей трубе гидротурбины, Труды Академэнерго. 3 (2013) 26–

- [105] X.-Z. Wei, W.-T. Su, X.-B. Li, F.-C. Li, L. Guo, Effect of blade perforation on Francis hydro-turbine cavitation characteristics, *J. Hydraul. Res.* 52 (2014) 412–420. doi:10.1080/00221686.2013.879610.
- [106] W.-T. Su, X.-B. Li, Y.-N. Xu, R.-Z. Gong, M. Binama, A. Muhirwa, The influence of runner cone perforation on the draft tube vortex in Francis hydro-turbine, *Therm. Sci.* 22 (2018) 557–566. doi:10.2298/TSCI171011040S.
- [107] K. Nakanishi, T. Ueda, Air supply into draft tube of Francis turbine, *Fuji Electr. Rev.* 10 (1964) 81–91.
- [108] S.G. Skripkin, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, The effect of air injection on the parameters of swirling flow in a Turbine-99 draft tube model, *Tech. Phys. Lett.* 41 (2015) 638–640. doi:10.1134/S1063785015070147.
- [109] B. Papillon, M. Sabourin, M. Couston, C. Deschênes, Methods for air admission in hydroturbines, in: *Proc. XXIst IAHR Symp. Hydraul. Mach. Syst., Lausanne, 2002.*
- [110] A. Rivetti, M. Angulo, C. Lucino, S. Liscia, Pressurized air injection in an axial hydro-turbine model for the mitigation of tip leakage cavitation, *J. Phys. Conf. Ser.* 656 (2015) 012069. doi:10.1088/1742-6596/656/1/012069.
- [111] A. Minakov, D. Platonov, A. Maslennikova, D. Dekterev, Experimental study of the effect of air injection on the pressure pulsations in the hydro turbine flow path under different operating conditions, *MATEC Web Conf.* 115 (2017) 05001. doi:10.1051/mateconf/201711505001.
- [112] D. V. Chirkov, P.K. Shcherbakov, S.G. Cherny, V.A. Skorospelov, P.A. Turuk, Numerical investigation of the air injection effect on the cavitating flow in Francis hydro turbine, *Thermophys. Aeromechanics.* 24 (2017) 691–703. doi:10.1134/S0869864317050055.
- [113] M. Angulo, A. Rivetti, L. Díaz, S. Liscia, Air injection test on a Kaplan turbine: prototype - model comparison, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 49 (2016) 022006. doi:10.1088/1755-1315/49/2/022006.
- [114] S. V Alekseenko, S.I. Shtork, R.R. Yusupov, The Effect of the Air-Delivery Method on Parameters of the Precessing Vortex Core in a Hydrodynamic Vortex Chamber, *Tech. Phys. Lett.* 44 (2018) 217–220. doi:10.1134/S1063785018030021.
- [115] A. Rivetti, M. Angulo, C. Lucino, M. Hene, O. Capezio, S. Liscia, Implementation of pressurized air injection system in a Kaplan prototype for the reduction of vibration caused

- by tip vortex cavitation, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 49 (2016) 022007. doi:10.1088/1755-1315/49/2/022007.
- [116] A. Javadi, H. Nilsson, Active flow control of the vortex rope and pressure pulsations in a swirl generator, *Eng. Appl. Comput. Fluid Mech.* 11 (2017) 30–41. doi:10.1080/19942060.2016.1235515.
- [117] C. Tănasă, R. Susan-Resiga, S. Muntean, A.I. Bosioc, Flow-Feedback Method for Mitigating the Vortex Rope in Decelerated Swirling Flows, *J. Fluids Eng.* 135 (2013) 061304. doi:10.1115/1.4023946.
- [118] R. Susan-Resiga, S. Muntean, V. Hasmatuchi, I. Anton, F. Avellan, Analysis and Prevention of Vortex Breakdown in the Simplified Discharge Cone of a Francis Turbine, *J. Fluids Eng.* 132 (2010) 051102. doi:10.1115/1.4001486.
- [119] A. Rivetti, M. Angulo, C. Lucino, S. Liscia, Pressurized air injection in an axial hydro-turbine model for the mitigation of tip leakage cavitation, *J. Phys. Conf. Ser.* 656 (2015). doi:10.1088/1742-6596/656/1/012069.
- [120] A. Maslennikova, D. Platonov, A. Minakov, D. Dekterev, Experimental study of air delivery into water-conveyance system of the radial-axial turbine, *EPJ Web Conf.* 159 (2017) 00032. doi:10.1051/epjconf/201715900032.
- [121] M. Murakami, Vibration of Water Turbine when Air is admitted to its Draft Tube : Experimental Study, *Bull. JSME.* 1 (1959) 298–304. doi:https://doi.org/10.1299/jsme1958.1.298.
- [122] C. Tănasă, S. Muntean, A.I. Bosioc, R. Susan-Resiga, T. Ciocan, Influence of the air admission on the unsteady pressure field in a decelerated swirling flow, *UPB Sci. Bull. Ser. D Mech. Eng.* 78 (2016) 161–170.
- [123] O. Kirschner, H. Schmidt, A. Ruprecht, R. Mader, P. Meusburger, Experimental investigation of vortex control with an axial jet in the draft tube of a model pump-turbine, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 12 (2010) 012092. doi:10.1088/1755-1315/12/1/012092.
- [124] C. Tanasa, A. Bosioc, R. Susan-Resiga, S. Muntean, Flow-Feedback for Pressure Fluctuation Mitigation and Pressure Recovery Improvement in a Conical Diffuser with Swirl, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 4 (2011) 47–56. doi:10.5293/IJFMS.2011.4.1.047.
- [125] T. Ciocan, R.F. Susan-Resiga, S. Muntean, Modelling and optimization of the velocity profiles at the draft tube inlet of a Francis turbine within an operating range, *J. Hydraul.*

Res. 54 (2016) 74–89. doi:10.1080/00221686.2015.1119763.

- [126] A. Muis, P. Sutikno, A. Soewono, F. Hartono, Design optimization of axial hydraulic turbine for very low head application, *Energy Procedia*. 68 (2015) 263–273. doi:10.1016/j.egypro.2015.03.255.
- [127] A.E. Lyutov, D. V. Chirkov, V.A. Skorospelov, P.A. Turuk, S.G. Cherny, Coupled Multipoint Shape Optimization of Runner and Draft Tube of Hydraulic Turbines, *J. Fluids Eng.* 137 (2015) 111302. doi:10.1115/1.4030678.
- [128] D. V. Chirkov, A.S. Ankudinova, A.E. Kryukov, S.G. Cherny, V.A. Skorospelov, Multi-objective shape optimization of a hydraulic turbine runner using efficiency, strength and weight criteria, *Struct. Multidiscip. Optim.* 58 (2018) 627–640. doi:10.1007/s00158-018-1914-6.
- [129] T. Sarpkaya, On stationary and travelling vortex breakdowns, *J. Fluid Mech.* 45 (1971) 545–559. doi:10.1017/S0022112071000181.
- [130] S. Leibovich, Vortex Stability and Breakdown : Survey and Extension, 22 (1983) 1192–1206.
- [131] S. Leibovich, The structure of vortex breakdown, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 10 (1978) 221–246. doi:10.1146/annurev.fl.10.010178.001253.
- [132] O. Lucca-Negro, T. O’Doherty, Vortex breakdown: A review, *Prog. Energy Combust. Sci.* 27 (2001) 431–481. doi:10.1016/S0360-1285(00)00022-8.
- [133] R.C. Vonnegut, Experiments concerning the vortex whistle, *J. Acoust. Soc. Am.* 35 (1954) 933–8.
- [134] R.C. Chanaud, Experiments Concerning the Vortex Whistle, *J. Acoust. Soc. Am.* 35 (1963) 953–960. doi:10.1121/1.1918639.
- [135] D.G. Akhmetov, V. V Nikulin, Mechanism of generating self-excited oscillations in swirling-jet effluxes, *Dokl. Phys.* 49 (2004) 743–746. doi:10.1134/1.1848630.
- [136] D.G. Akhmetov, V. V Nikulin, Features of the vortex-core precession in a cylindrical chamber, *Dokl. Phys.* 55 (2010) 196–198. doi:10.1134/S1028335810040105.
- [137] M.G. Hall, Vortex Breakdown, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 4 (1972) 195–218. doi:10.1146/annurev.fl.04.010172.001211.
- [138] T.B. Benjamin, Theory of the vortex breakdown phenomenon, *J. Fluid Mech.* 14 (1962) 593. doi:10.1017/S0022112062001482.
- [139] С.В. Алексеенко, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов, Введение в теорию

- концентрированных вихрей, Институт теплофизики, 2003.
- [140] А. Гупта, Д. Лилли, Н. Сайред, Закрученные потоки, Мир, 1987.
- [141] Л.Г. Лойцанский, Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью, Прикладная Математика и Механика. XVII (1953).
- [142] N.A. Chigier, J.M. Beér, Velocity and Static-Pressure Distributions in Swirling Air Jets Issuing From Annular and Divergent Nozzles, J. Basic Eng. 86 (1964) 788. doi:10.1115/1.3655954.
- [143] N.A. Chigier, J.M. Beér, The Flow Region Near the Nozzle in Double Concentric Jets, J. Basic Eng. 86 (1964) 797. doi:10.1115/1.3655957.
- [144] N.A. Chigier, A. Chervinsky, Experimental Investigation of Swirling Vortex Motion in Jets, J. Appl. Mech. 34 (1967) 443. doi:10.1115/1.3607703.
- [145] R.W. Gore, W.E. Ranz, Backflows in rotating fluids moving axially through expanding cross sections, AIChE J. 10 (1964) 83–88. doi:10.1002/aic.690100126.
- [146] H.J. Sheen, W.J. Chen, S.Y. Jeng, T.L. Huang, Correlation of Swirl Number for a Radial-Type Swirl Generator, Exp. Therm. Fluid Sci. 12 (1996) 444–451. doi:10.1016/0894-1777(95)00135-2.
- [147] I.K. Toh, D. Honnery, J. Soria, Axial plus tangential entry swirling jet, Exp. Fluids. 48 (2010) 309–325. doi:10.1007/s00348-009-0734-2.
- [148] A.K. Gupta, D.G. Lilley, N. Syred, Swirl flows, Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent, 1984. <http://deepblue.lib.umich.edu/handle/2027.42/26396>.
- [149] С.В. Алексеенко, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов, В.В. Теорию, Введение в теорию концентрированных вихрей, (2003).
- [150] H. Falvey, J. Cassidy, Frequency and amplitude of pressure surges generated by swirling flow, in: IAHR Symp., STOCKHOLM, 1970: pp. 1–12.
- [151] X.M. Wang, M. Nishi, Swirling Flow with Helical Vortex Core in a Draft Tube Predicted by a Vortex Method, in: Hydraul. Mach. Cavitation, Springer Netherlands, Dordrecht, 1996: pp. 965–974. doi:10.1007/978-94-010-9385-9_98.
- [152] X. Wang, M. Nishi, A Simple Model for Predicting the Draft Tube Surge, in: 17th IAHR Symp., Beijing, 1994: pp. 95–106.
- [153] R.L. Ricca, The Effect of Torsion on the Motion of a Helical Vortex Filament, J. Fluid Mech. 273 (1994) 241–259. doi:10.1017/S0022112094001928.

- [154] P.A. Kuibin, V.L. Okulov, Self-induced motion and asymptotic expansion of the velocity field in the vicinity of a helical vortex filament, *Phys. Fluids*. 10 (1998) 607–614. doi:10.1063/1.869587.
- [155] П.А. Куйбин, В.Л. Окулов, Определение частоты прецессии винтового вихря, *Письма в ЖТФ*. 20 (1994) 32–35.
- [156] P. Kuibin, V. Okulov, R. Susan-Resiga, S. Muntean, Validation of mathematical models for predicting the swirling flow and the vortex rope in a Francis turbine operated at partial discharge, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 12 (2010) 012051. doi:10.1088/1755-1315/12/1/012051.
- [157] S. V. Alekseenko, P.A. Kuibin, V.L. Okulov, S.I. Shtork, Helical vortices in swirl flow, *J. Fluid Mech.* 382 (1999) 195–243. doi:10.1017/S0022112098003772.
- [158] F. Flemming, J. Foust, J. Koutnik, R.K. Fisher, Overload Surge Investigation Using CFD Data, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 2 (2009) 315–323. doi:10.5293/IJFMS.2009.2.4.315.
- [159] S. Alligne, C. Nicolet, Y. Tsujimoto, F. Avellan, Cavitation surge modelling in Francis turbine draft tube, *J. Hydraul. Res.* 52 (2014) 399–411. doi:10.1080/00221686.2013.854847.
- [160] R. Susan-Resiga, G. Dan Ciocan, I. Anton, F. Avellan, Analysis of the Swirling Flow Downstream a Francis Turbine Runner, *J. Fluids Eng.* 128 (2006) 177. doi:10.1115/1.2137341.
- [161] S. Pasche, F. Avellan, F. Gallaire, Part Load Vortex Rope as a Global Unstable Mode, *J. Fluids Eng.* 139 (2017) 051102. doi:10.1115/1.4035640.
- [162] A. Favrel, A. Müller, C. Landry, K. Yamamoto, F. Avellan, LDV survey of cavitation and resonance effect on the precessing vortex rope dynamics in the draft tube of Francis turbines, *Exp. Fluids*. 57 (2016). doi:10.1007/s00348-016-2257-y.
- [163] P.A. Kuibin, I.M. Pylev, A. V. Zakharov, Two-phase models development for description of vortex-induced pulsation in Francis turbine, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 15 (2012) 022001. doi:10.1088/1755-1315/15/2/022001.
- [164] E. V. Orlov, V.N. Stepanov, A.I. Popov, A.A. Varlamov, I.M. Pylev, Experience in reconstructing the runner at the Dnepr hydroelectric station, *Hydrotechnical Constr.* 31 (1997) 37–39.
- [165] S. Muntean, R. Susan-Resiga, E. Göde, A. Baya, R. Terzi, C. Tîrși, Scenarios for refurbishment of a hydropower plant equipped with Francis turbines, *Renew. Energy*

- Environ. Sustain. 1 (2016) 30. doi:10.1051/rees/2016030.
- [166] C. Trivedi, M. Cervantes, B. Gandhi, Investigation of a High Head Francis Turbine at Runaway Operating Conditions, *Energies*. 9 (2016) 149. doi:10.3390/en9030149.
- [167] C. Trivedi, M.J. Cervantes, Fluid-structure interactions in Francis turbines: A perspective review, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 68 (2017) 87–101. doi:10.1016/j.rser.2016.09.121.
- [168] C. Trivedi, E. Agnalt, O.G. Dahlhaug, Experimental study of a Francis turbine under variable-speed and discharge conditions, *Renew. Energy*. 119 (2018) 447–458. doi:10.1016/j.renene.2017.12.040.
- [169] C. Trivedi, B.K. Gandhi, M.J. Cervantes, O.G. Dahlhaug, Experimental investigations of a model Francis turbine during shutdown at synchronous speed, *Renew. Energy*. 83 (2015) 828–836. doi:10.1016/j.renene.2015.05.026.
- [170] O. Braun, N. Ruchonnet, Analysis of pressure pulsations during the fast transition of a pump turbine from pumping to generating mode, *J. Phys. Conf. Ser.* 813 (2017) 3–8. doi:10.1088/1742-6596/813/1/012017.
- [171] J.W. Li, Y.N. Zhang, J.X. Yu, Experimental investigations of a prototype reversible pump turbine in generating mode with water head variations, *Sci. China Technol. Sci.* 61 (2018) 604–611. doi:10.1007/s11431-017-9169-7.
- [172] G. Lu, Z. Zuo, Y. Sun, D. Liu, Y. Tsujimoto, S. Liu, Experimental evidence of cavitation influences on the positive slope on the pump performance curve of a low specific speed model pump-turbine, *Renew. Energy*. 113 (2017) 1539–1550. doi:10.1016/j.renene.2017.06.099.
- [173] Z. Wang, B. Zhu, X. Wang, D. Qin, Pressure fluctuations in the S-shaped region of a reversible pump-turbine, *Energies*. 10 (2017). doi:10.3390/en10010096.
- [174] D. Qin, Y. Xu, W. Liu, X. Wei, Y. Zhao, X. Meng, Experimental study of the influence of Thoma number and model testing head on pressure fluctuation in draft tube of a Francis turbine, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 49 (2016). doi:10.1088/1755-1315/49/8/082017.
- [175] R. Zhang, F. Mao, J.-Z. Wu, S.-Y. Chen, Y.-L. Wu, S.-H. Liu, Characteristics and Control of the Draft-Tube Flow in Part-Load Francis Turbine, *J. Fluids Eng.* 131 (2009) 021101. doi:10.1115/1.3002318.
- [176] X. Luo, A. Yu, B. Ji, Y. Wu, Y. Tsujimoto, Unsteady vortical flow simulation in a Francis turbine with special emphasis on vortex rope behavior and pressure fluctuation alleviation,

- Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy. 231 (2017) 215–226. doi:10.1177/0957650917692153.
- [177] D. Stefan, P. Rudolf, A. Skotak, L. Motycak, Energy transformation and flow topology in an elbow draft tube, *Appl. Comput. Mech.* 6 (2012) 93–106.
- [178] D. Stefan, P. Rudolf, Proper Orthogonal Decomposition of Pressure Fields in a Draft Tube Cone of the Francis (Tokke) Turbine Model, *J. Phys. Conf. Ser.* 579 (2015) 012002. doi:10.1088/1742-6596/579/1/012002.
- [179] M. Iliescu, S. Houde, S. Lemay, R. Fraser, C. Deschênes, Investigations of the cavitation behavior of an axial hydraulic turbine operating at partial discharge by 3D-PIV, (2011).
- [180] J.M. Gagnon, M. Iliescu, G.D. Ciocan, C. Deschênes, Experimental investigation of runner outlet flow in axial turbine with LDV and stereoscopic PIV, 24th IAHR Symp. Hydraul. Mach. Syst. (2008) 27–31.
- [181] S. Houde, M.S. Iliescu, R. Fraser, S. Lemay, G.D. Ciocan, C. Deschenes, Experimental and Numerical Analysis of the Cavitating Part Load Vortex Dynamics of Low-Head Hydraulic Turbines, in: ASME-JSME-KSME 2011 Jt. Fluids Eng. Conf. Vol. 2, For a, ASME, 2011: pp. 171–182. doi:10.1115/AJK2011-33006.
- [182] M.J. Cervantes, H.M. Lövgren, Radial Velocity at the Inlet of the Turbine-99 Draft Tube, 2nd IAHR Int. Meet. Workgr. Cavitation Dyn. Probl. Hydraul. Mach. Syst. 52 (2007) 1–8.
- [183] S. Muntean, R. Susan-Resiga, A. Bosioc, Pressure measurements in a conical diffuser with swirling flow and axial jet control, *Cent. Adv. Res. Eng. Sci. Natl. Cent. Eng. Syst. with Complex Fluids.* 2 (2008).
- [184] S. Muntean, C. Tănasă, A.I. Bosioc, D.C. Moș, Investigation of the Plunging Pressure Pulsation in a Swirling Flow with Precessing Vortex Rope in a Straight Diffuser, *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.* 49 (2016) 082010. doi:10.1088/1755-1315/49/8/082010.
- [185] S. Shtork, I. Litvinov, A. Mitryakov, K. Hanjalic, Laboratory modeling of flow regimes in a draft tube of Francis hydro-turbine, *EPJ Web Conf.* 143 (2017) 02103. doi:10.1051/epjconf/201714302103.
- [186] Y. Yeh, H.Z. Cummins, Localized fluid flow measurements with an HeNe laser spectrometer, *Appl. Phys. Lett.* 4 (1964) 176–178. doi:10.1063/1.1753925.
- [187] H.D. Vom Stein, H.J. Pfeifer, A Doppler difference method for velocity measurements, *Metrologia.* 5 (1969) 59–61. doi:10.1088/0026-1394/5/2/006.

- [188] Ю.Н. Дубнищев, В.А. Арбузов, П.П. Белоусов, П.Я. Белоусов, Оптические метода исследования потоков, Сибирское университетское издательство, Новосибирск, 2003.
- [189] C. Tropea, J. Foss, Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics, (2007). doi:10.1007/978-3-540-30299-5.
- [190] W. Yanta, R. Smith, Measurements of turbulence - Transport properties with a laser doppler velocimeter, in: 11th Aerosp. Sci. Meet., 1978.
- [191] Z. Zhang, Optical guidelines and signal quality for LDA applications in circular pipes, Exp. Fluids. 37 (2004) 29–39. doi:10.1007/s00348-004-0781-7.
- [192] J.T. VanderPlas, Understanding the Lomb–Scargle Periodogram, Astrophys. J. Suppl. Ser. 236 (2018) 16. doi:10.3847/1538-4365/aab766.
- [193] D. Kleckner, W.T.M. Irvine, Creation and dynamics of knotted vortices, Nat. Phys. 9 (2013) 253–258. doi:10.1038/nphys2560.
- [194] M. V. Melander, F. Hussain, Cross-linking of two antiparallel vortex tubes, Phys. Fluids A. 1 (1989) 633–636. doi:10.1063/1.857437.
- [195] C.F. Barenghi, A. Youd, A. Baggaley, S. Alamri, R. Tebbs, S. Zuccher, Quantum turbulence and vortex reconnections, (n.d.).
- [196] P. Chatelain, D. Kivotides, A. Leonard, Reconnection of Colliding Vortex Rings, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 4. doi:10.1103/PhysRevLett.90.054501.
- [197] J.D.A. Walker, C.R. Smith, A.W. Cerra, T.L. Doligalski, The Impact of a Vortex Ring on A Wall, J. Fluid Mech. 181 (1987) 99–140. doi:10.1017/S0022112087002027.
- [198] I.S. Sullivan, J.J. Niemela, R.E. Hershberger, D. Bolster, R.J. Donnelly, Dynamics of thin vortex rings, J. Fluid Mech. 609 (2008) 319–347. doi:10.1017/S0022112008002292.
- [199] В.В. Никулин, Экспериментальное исследование взаимодействия вихревого кольца с твердой поверхностью в широком диапазоне скоростей его движения, Теплофизика и Аэромеханика. 21 (2014) 587–591.
- [200] В.А. Владимиров, Л.Я. Рыбак, Импульс и циркуляция вихревых колец, Ученые Записки ЦАГИ. IX (1978) 11–115.
- [201] M.A. Tsoy, S.G. Skripkin, P.A. Kuibin, S.I. Shtork, S. V Alekseenko, Kelvin waves on helical vortex tube in swirling flow, J. Phys. J. Phys. Conf. Ser. 980 (2018). doi:10.1088/1742-6596/980/1/012003.
- [202] H. Salman, Breathers on Quantized Superfluid Vortices, Phys. Rev. Lett. 111 (2013)

165301. doi:10.1103/PhysRevLett.111.165301.
- [203] H. Salman, Multiple breathers on a vortex filament, *J. Phys. Conf. Ser.* 544 (2014) 012005. doi:10.1088/1742-6596/544/1/012005.
- [204] P. Dörfler, Observation of pressure pulsations on a Francis model turbine with high specific speed, *Hydropower Dams.* (1994) 21–26.
- [205] P. Dörfler, M. Sick, A. Coutu, *Flow-Induced Pulsation and Vibration in Hydroelectric Machinery*, Springer London, London, 2013. doi:10.1007/978-1-4471-4252-2.
- [206] J. Thierry, Evaluation sur modele reduit et prediction de la stabilite de fonctionnement des turbines francis, *ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE*, 1993.
- [207] П.А. Куйбин, С.Г. Скрипкин, М.А. Цой, С.И. Шторк, Моделирование удара вихревого кольца о твердую поверхность, *Письма в ЖТФ.* 45 (2019) 38–41.
- [208] M. Cheng, J. Lou, L.S. Luo, Numerical study of a vortex ring impacting a flat wall, *J. Fluid Mech.* 660 (2010) 430–455. doi:10.1017/S0022112010002727.
- [209] M. Cheng, J. Lou, L.S. Luo, Numerical study of a vortex ring impacting a flat wall, *J. Fluid Mech.* 660 (2010) 430–455. doi:10.1017/S0022112010002727.
- [210] N. Ruchonnet, S. Alligné, C. Nicolet, F. Avellan, Cavitation influence on hydroacoustic resonance in pipe, *J. Fluids Struct.* 28 (2012) 180–193. doi:10.1016/j.jfluidstructs.2011.10.001.
- [211] J.J. Cassidy, H.T. Falvey, Observations of unsteady flow arising after vortex breakdown, *J. Fluid Mech.* 41 (1970) 727. doi:10.1017/S0022112070000873.
- [212] N. Syred, A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems, *Prog. Energy Combust. Sci.* 32 (2006) 93–161. doi:10.1016/j.pecs.2005.10.002.
- [213] D.G. Akhmetov, V. V. Nikulin, V.M. Petrov, Experimental Study of Self-Oscillations Developing in a Swirling-Jet Flow, *Fluid Dyn.* 39 (2004) 406–413. doi:10.1023/B:FLUI.0000038559.04814.4d.
- [214] I. V. Litvinov, S.I. Shtork, P.A. Kuibin, S. V. Alekseenko, K. Hanjalic, Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler, *Int. J. Heat Fluid Flow.* 42 (2013) 251–264. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.02.009.
- [215] A.A. Vinberg, L.I. Zaichik, V.A. Pershukov, Calculation of two-phase swirling flows, *Fluid Dyn.* 29 (1994) 55–60. doi:10.1007/BF02330622.
- [216] W. Liu, B. Bai, Swirl decay in the gas-liquid two-phase swirling flow inside a circular

straight pipe, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 68 (2015) 187–195.
doi:10.1016/j.expthermflusci.2015.04.018.

- [217] A.P. Vinokurov, S.I. Shtork, S.V. Alekseenko, The influence of the dispersed gaseous phase on characteristics of vortex precession in a swirling gas–liquid flow, *Tech. Phys. Lett.* 41 (2015) 844–846. doi:10.1134/S1063785015090114.