

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
СТРОИТЕЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Щесняк Леонид Евгеньевич

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОДОЛЬНО-ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ
В ЗАДАЧАХ СОПРЯЖЕНИЯ ПОТОКОВ**

2.1.6. – Гидротехническое строительство, гидравлика и инженерная
гидрология

диссертация
на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, доцент
Орехов Генрих Васильевич

Москва – 2023

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Гидравлические предпосылки сопряжения с нижним бьефом водосбросных гидротехнических сооружений.....	12
1.1. Обзор исследований по сопряжению водосбросных гидротехнических сооружений с нижним бьефом.....	12
1.2. Применение продольно-циркуляционных течений в водосбросных системах гидротехнических сооружений.....	34
Выводы по главе 1.....	51
Глава 2. Закрученные турбулентные струи в безграничном пространстве, заполненном той же жидкостью.....	53
2.1. Закрученный поток в цилиндрическом водоводе.....	53
2.2. Сопряжение вихревого водосброса с нижним бьефом путем выпуска струи под уровень воды.....	63
2.3. Определение безразмерного универсального профиля затопленной закрученной струи.....	81
2.4. Расчет параметров закрученной затопленной струи применительно к вихревым водосбросам.....	91
2.5. Расчет закрученной струи в спутном потоке.....	98
2.6. Сопряжение затопленной закрученной струи с речным потоком	99
Выводы по главе 2.....	108
Глава 3. Экспериментальные модельные исследования сопряжения закрученных потоков с нижним бьефом.....	109
3.1. Гидравлические исследования сопряжения потоков.....	109
3.2. Экспериментальная установка для физического моделирования.....	109
3.3. Описание модели.....	112
3.4. Условия моделирования.....	119
3.5. Методика проведения эксперимента и средства измерения.....	126

3.6. Результаты гидравлических исследований.....	133
Выводы по главе 3.....	145
Глава 4. Численное моделирование сопряжения закрученных потоков с массивом воды в нижнем бьефе.....	147
4.1. Математические модели турбулентного течения жидкости.....	147
4.2. Классификация моделей турбулентности.....	149
4.3. Линейные RANS-модели.....	151
4.4. $k - \omega$ -модель.....	153
4.5. $k - \varepsilon$ -модель.....	154
4.6. SST $k - \omega$ -модель.....	155
4.7. Численные методы анализа стационарных течений в рамках RANS-моделей турбулентности.....	156
4.7.1. Метод конечных элементов.....	156
4.7.2. Моделирование в Ansys.....	159
4.8. Математическая модель сопряжения продольно-циркуляционных течений с нижним бьефом.....	160
4.8.1. Модель продольно-циркуляционного течения.....	160
4.8.2. Исследование сходимости.....	162
4.9. Вклад турбулентных пульсаций в модель вихревого стока.....	169
4.10. Сопряжения закрученного потока с нижним бьефом в виде затопленной струи в рамках $k - \varepsilon$ - модели.....	174
4.11. Зависимость характера течения от скорости сброса и закрутки.....	179
4.12. Подгонка параметров математической модели.....	180
4.13. Результаты численных экспериментов.....	184
Выводы по главе 4.....	200
Заключение.....	202
Список литературы.....	206
Список работ автора по теме диссертации.....	219

ВВЕДЕНИЕ

Водосбросные системы гидроузлов и их сопряжения с нижним бьефом представляют собой сложную задачу при проектировании и эксплуатации гидротехнических объектов. В диссертационной работе описаны исследования сопряжения продольно-циркуляционных течений, формируемых в вихревых водосбросных системах, с массивом воды в нижнем бьефе. В работе представлена информация о новом экспериментальном стенде для физического моделирования задачи сопряжения закрученной затопленной струи с потоком в нижнем бьефе, созданном в гидравлической лаборатории Российского университета дружбы народов (РУДН). Был выполнен комплекс лабораторных испытаний с получением скоростных характеристик затопленной струи с помощью ультразвукового измерителя скорости. Наряду с физическим изучением гидравлического явления был выполнен численный эксперимент, где исходными параметрами явились данные эксперимента. Проведено сравнение полученных результатов. В ходе работы получены данные о распространении продольно-циркуляционной затопленной струи, выпускаемой в движущийся массив воды под разными углами.

Актуальность темы исследования:

В практике гидротехнического строительства наряду с традиционными конструкциями водосбросных систем гидроузлов всё чаще стали применяться сравнительно новые схемы водосбросов с закруткой потока. Такие конструкции получили название вихревые, поскольку они используют эффекты продольно-циркуляционных (закрученных) потоков. Водосбросы с закруткой потока предназначены преимущественно для использования при высоких напорах и скоростях течения воды. Потребность в использовании таких сооружений возникает при требовании защиты обтекаемых поверхностей от кавитационной эрозии или сопряжения сбрасываемого потока с массивом воды в нижнем бьефе. Последнее часто связано с необходимостью гашения кинетической энергии потока в пределах напорного водосбросного тракта, до выхода его в

нижний бьеф. Конструкции водосбросов, использующих продольно-циркуляционные потоки, могут применяться и при регулировании сбросных расходов с исключением смены безнапорных и напорных гидравлических режимов течения воды в водосбросном канале.

Всё более широкое применение закрученных потоков жидкости и газа связано с целым рядом важных свойств, которыми обладают такие течения по сравнению с обычными осевыми потоками. Интенсивный тепло- и массообмен, происходящий в закрученных потоках, повышенная турбулентность течения, используются в устройствах и аппаратах в различных областях техники, в том числе и гидротехнике. Отечественными и зарубежными исследователями, наряду с разработками в других областях, проводились многочисленные эксперименты с закрученными потоками в инженерной гидравлике для применения их в гидротехнике, гидромелиорации, гидромашиностроении, гидротранспорте. Одним из наиболее интересных направлений в изучении поведения закрученных потоков явились исследования характеристик взаимодействующих закрученных потоков жидкости и газа.

К вихревым водосбросам можно отнести шахтные водосбросы или водосбросы, выполненные по горизонтальным схемам туннельного или трубчатого типа с вихревым затвором, с тангенциальными или спиральными завихрителями, создающими в отводящем туннеле продольно-циркуляционное течение. Такие сооружения были, например, использованы в гидроузлах Тери (Индия), Компося (Китай), а также рассматривались на этапе проектирования, как один из вариантов, на Туполангском (Узбекистан), Рогунском (Таджикистан), Тельмамском (Россия) и Лидзяся (Китай) гидроузлах. В таких водосбросных системах гашение кинетической энергии происходит плавно на всей длине отводящего тракта. С помощью продольно-циркуляционных потоков, течение которых организовано определённым образом, можно интенсифицировать процесс гашения кинетической энергии сбросного потока. В этом случае гашение может происходить быстро, на очень коротком участке водосбросного канала.

Сопряжения выходных, концевых участков водосбросов туннельного или трубчатого типов может, в зависимости от компоновки гидроузла, происходить по-разному: в виде взаимодействия выходного потока с водобойными колодцами различной конструкции, отбросом струи с использованием трамплинов или в виде затопленной струи, выходящей в массив воды нижнего бьефа.

Работа любых водосбросных систем, в том числе систем, использующих продольно-циркуляционные течения, помимо прочих параметров, характеризуется также особенностью взаимодействия сбросного потока с нижним бьефом. Сопряжения концевых участков водосбросов туннельного или трубчатого типа может, в зависимости от компоновки гидроузла, происходить по-разному. Например, в виде взаимодействия выходного потока с водобойными колодцами различной конструкции, отбросом струи с использованием трамплинов или в виде затопленной струи, выходящей в массив воды нижнего бьефа.

В процессе работы вихревых водосбросов при различных гидравлических режимах может наблюдаться выход воды в нижний бьеф не только в виде осевого, но и в виде потока с его остаточной закруткой. В этих случаях представляются важными режимы сопряжения выходящего продольно-циркуляционного потока с движущимся массивом воды нижнего бьефа.

Степень разработанности темы диссертации

Циркуляционные и циркуляционно-продольные течения жидкостей и газов (закрученные потоки) широко используются в различных технологических процессах, сооружениях и установках. Изучению характеристик таких потоков посвящены работы многих исследователей: И.С. Громеки, Г.Н. Абрамовича, М.А. Гольдштика, Л.Г. Лойцянского, А.А. Халатова и других. Применениями закрученных потоков в практической гидротехнике занимались также М.В. Потапов, О.Ф. Васильев, А.Д. Альтшуль.

Эффекты, возникающие в продольно-циркуляционных течениях, были применены к водосбросным сооружениям гидроузлов (Г.И. Кривченко, С.И. Остроумов). Свое дальнейшее развитие эти идеи получили в трудах Г.И.

Кривченко, Е.В. Квятковской, А.П. Мордасова, В.В. Волшаника, А.Л. Зуйкова, Н.В. Ханова, А.В. Шленева, Б.А. Животовского, Н.К. Пономарева, Г.В. Орехова, Е.М. Смирнова, а также в работах ряда зарубежных авторов. В результате проведенных исследований были получены данные, которые легли в основу создания вихревых водосбросных систем различной конструкции.

В настоящее время накоплен достаточно большой объем результатов исследований гидротехнических сооружений, использующих закрутку потока как на физических моделях (А.П. Мордасов, А.Л. Зуйков, В.В. Волшаник, Г.В. Орехов), так и с помощью математического моделирования и применения различных вычислительных программных комплексов (М.Р. Петриченко, Н.С. Харьков, В.К. Ахметов и др.). Большой вклад в исследование закрученных потоков аналитическим методом применительно к гидротехническим сооружениям внёс А.Л. Зуйков.

При этом проблемы сопряжения закрученных потоков с нижним бьефом изучены недостаточно, что послужило основанием для выбора тематики настоящего диссертационного исследования.

Цель диссертационной работы:

Цель работы заключается в исследовании аналитическими, физическими и математическими численными методами гидравлических характеристик сопряжения продольно-циркуляционных течений с массивом воды нижнего бьефа.

Задачи исследования:

- выполнить гидравлический расчет закрученных турбулентных струй, выходящих из концевых сечений вихревых водосбросов под уровень нижнего бьефа в случае выпуска струи в неподвижное пространство, в спутный или сносящий поток;
- провести на экспериментальном стенде физическое моделирование условий сопряжения нижнего бьефа с закрученной затопленной струей, выходящей из вихревого водосбросного сооружения, формирующего донный режим течения;

- выполнить численным методом математическое моделирование режимов сопряжения затопленной закрученной струи с водным потоком в нижнем бьефе и последующим определением гидравлических условий течения.

Научная новизна: работы состоит в следующем:

1. Получены экспериментальные данные, актуализирующие дальнейшие расчеты зоны сопряжения ($L \leq 5d$) слабозакрученного потока с нижним бьефом.
2. Проведена валидация данных физического эксперимента путем сравнения с математической моделью.
3. Проведен гидравлический расчёт продольно-циркуляционного потока, выходящего из вихревого водосброса под уровень нижнего бьефа.
4. С помощью программного комплекса получены результаты численного эксперимента сопряжения затопленной циркуляционно-продольной струи с нижним бьефом.

Объект исследования:

Объектом исследования является течение в нижнем бьефе гидроузлов, в составе которых предполагается установить водосбросные системы с использованием продольно-циркуляционных течений – вихревые водосбросы.

Предмет исследования:

Предметом исследования являются гидравлические характеристики сложных струйных течений, образующихся в результате сопряжения продольно-циркуляционных течений, выходящих из вихревых водосбросов и течений, сформировавшихся в нижнем бьефе.

Теоретическая значимость результатов работы:

В работе автором рассматривается аналитический подход к решению задачи сопряжения затопленного продольно-циркуляционного струйного течения с массивом воды нижнего бьефа. Аналитический метод позволяет получить основные параметры продольно-циркуляционного течения, сформировавшегося в вихревых водосбросных системах. Наряду с этим в работе использованы два других способа получения кинематических характеристик затопленной закрученной струи, взаимодействующей с массивом воды нижнего

бьефа: это физическое моделирование и численный эксперимент с использованием программного комплекса. Объединение трёх указанных способов современного исследования гидравлического явления позволяет получить обоснованные и надёжные результаты.

Практическая значимость результатов работы:

Практическая ценность работы состоит в том, что полученные результаты могут быть использованы при проектировании и строительстве гидроузлов, в состав которых входят вихревые водосбросные системы, на выходе которых формируются продольно-циркуляционные течения, а также позволят повысить точность гидравлических расчетов таких сооружений.

Степень достоверности результатов исследования:

Надёжность и достоверность полученных данных обусловлена применением разных подходов к организации проведения исследований. В работе использованы три способа получения искомых параметров сложного течения, связанного с сопряжением двух потоков. Как отмечалось выше, это аналитический, физический и математический численные способы получения необходимой информации о физическом явлении. Физическое и численное моделирование гидравлических явлений являются приближёнными способами. В настоящее время, для получения достоверных данных о сложном механическом явлении используются оба указанных подхода, которые дополняют друг друга, позволяя получить надёжные и достоверные данные.

Методология и методы исследования:

Методологические основы настоящей работы базируются на опыте предыдущих исследований сложных течений жидкости, как закрученные потоки. Авторы некоторых, наиболее значимых работ, отражающие различные вопросы гидродинамики закрученных потоков и внедрения их в практику, перечислены выше. Диссертационная работа построена на применении основных методов, с помощью которых в настоящее время проводятся гидравлические исследования. Это методы математического (численного) и физического моделирования дополняют друг друга. При исследовании гидравлических

явлений физическими методами особую роль играют методы теории подобия гидромеханических процессов.

Положения и результаты, выносимые на защиту:

- результаты гидравлического расчёта продольно-циркуляционного потока, выходящего из вихревого водосброса под уровень нижнего бьефа;
- результаты физического моделирования сопряжения закрученной затопленной струи в массив воды нижнего бьефа при разных углах и скоростях взаимодействия;
- результаты численного эксперимента сопряжения затопленной продольно-циркуляционной струи с нижним бьефом с помощью программного комплекса.

Личный вклад автора:

заключается в получении результатов, изложенных в диссертации, заключается в проведении физического эксперимента с использованием современных методов исследования потоков и лабораторного оборудования для их моделирования, построении сравнительной модели данных, полученных путем физического эксперимента, с результатами, полученными с помощью математического моделирования, анализе и обобщении научных работ по тематике диссертации, и разработке методики расчета гидравлических характеристик струи, выпускаемой под уровень нижнего бьефа.

Апробация работы:

Апробация результатов диссертации заключалась в публикации статей и представлении автором основных положений и материалов исследования на всероссийских и международных научно-практических конференциях:

- 2-nd International Congress of Scientists 2018 (ICS 2018), 03-05 May 2018. Moscow, Russia;
- International Scientific and Practical Conference Engineering Systems 2019 (ISPACES 2019), 4-5 April 2019. Moscow, Russia;
- научно-технических семинарах департамента «Строительство» инженерной академии РУДН 2017–2019 гг.;

- IV Всероссийский научно-практический семинар «Современные проблемы гидравлики и гидротехнического строительства», Москва, НИУ МГСУ, 26 мая 2021 г.

Публикации по результатам исследований.

Материалы диссертации достаточно полно изложены в 8 научных публикациях, из которых 3 работы опубликованы в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (Перечень рецензируемых научных изданий), и 3 работы опубликованы в журналах, индексируемых в международных реферативных базах Scopus, Web of Science и других научных журналах и изданиях.

Структура и объём работы.

Работа состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы. Объём работы: 220 страниц машинописного текста, 122 рисунка, 24 таблицы. Список литературы включает 135 наименований.

Глава 1. Гидравлические предпосылки сопряжения с нижним бьефом водосбросных гидротехнических сооружений

1.1 Обзор исследований по сопряжению водосбросных гидротехнических сооружений с нижним бьефом

В настоящее время напоры на гидротехнических сооружениях возрастают и превзошли отметку в 300м (ГЭС Цзиньпин-1 305м). При таких напорах скорость воды, выпускаемой в НБ, достигает 50–60 м/с. В результате ставятся технические проблемы безопасной эксплуатации гидротехнических сооружений в том числе защиты обтекаемых поверхностей от кавитационных разрушений, для обеспечения которой требуются принципиально новые решения, что влечет за собой решение новых сопутствующих задач.

Кавитация это явление суть которого состоит в нарушении сплошности потока жидкости, то есть образование каверн в потоке вводы, с последующим их коллапсом в следствие которого высвобождается большое количество энергии, было предсказано Л. Эйлером еще в XVIII веке и О. Рейнольдсом в 1873 году задолго до его обнаружения в 1893 году при испытании английского эскадренного миноносца «Дэринг».

Проблемы, связанные с развитием ядра и его превращением в каверну, были впервые рассмотрены Рэлеем и затем подробно изучены Кнэппом [1].

От зарождения каверны до ее схлопывания проходят следующие этапы:

1) Образуется каверна, и начинается его рост под действием растягивающих напряжений в жидкости, в то же время, поскольку давление внутри каверны близко к вакууму в нее начинает испаряться водяной пар, а также другие газы, растворенные в воде, картина в моменте, когда скорость движения поверхности каверны равна 0, то есть конец полупериода роста (Рисунок 1.1).

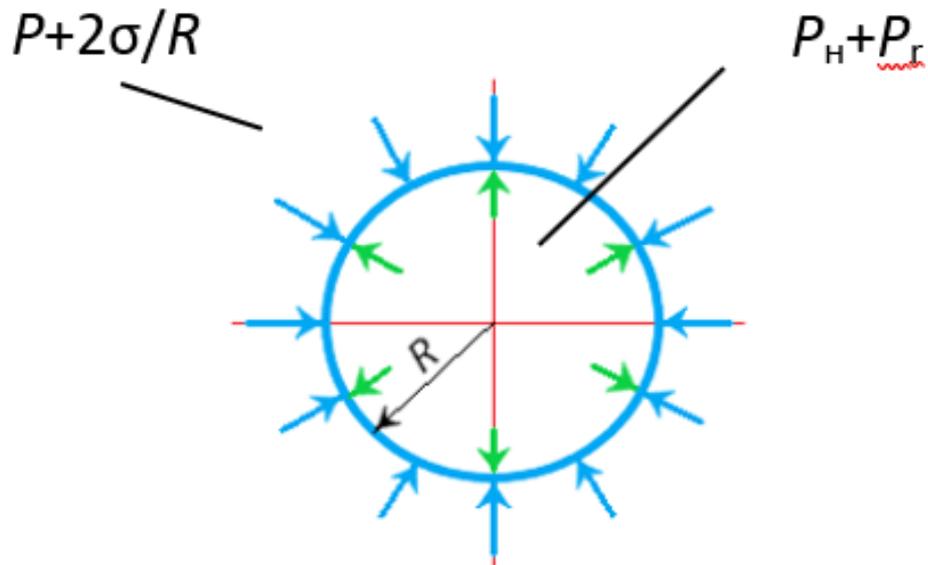


Рисунок 1.1 – Силы, действующие на поверхность парогазового пузырька при статическом равновесии [2]: R – радиус каверны; P – давление воды в потоке; σ – коэффициент поверхностного натяжения; P_H – давление газа (насыщенного) внутри каверны; P_r – парциальное давление газа.

2) Под воздействием давления жидкости поверхность каверны начинает двигаться с ускорением в сторону центра каверны, внутри кавитационной каверны повышаются давление и температура, за счет термодинамических процессов, происходящих в испаренных внутрь каверны газов

3) Поверхность каверны за счет повышающегося ускорения достигает скорости, выше скорости звука, и в этот момент изменяются условия внутри пузырька

4) Содержимое каверны конденсируется на внутренней стороне оболочки пузырька, поэтому снижается давление внутри, поверхность каверны может уменьшаться далее. Скорость движения оболочки пузырька к центру равна

скорости звука. Известно, что обозначенные условия в кавитационном пузырьке ($P_b \sim 103 \text{ МПа}$, $T \sim 10^4 \text{ °К}$) являются конечными для процесса коллапса [3] В последней стадии движение пузырька к центру заканчивается и пузырек схлопывается (Рисунок 1.2) [3].

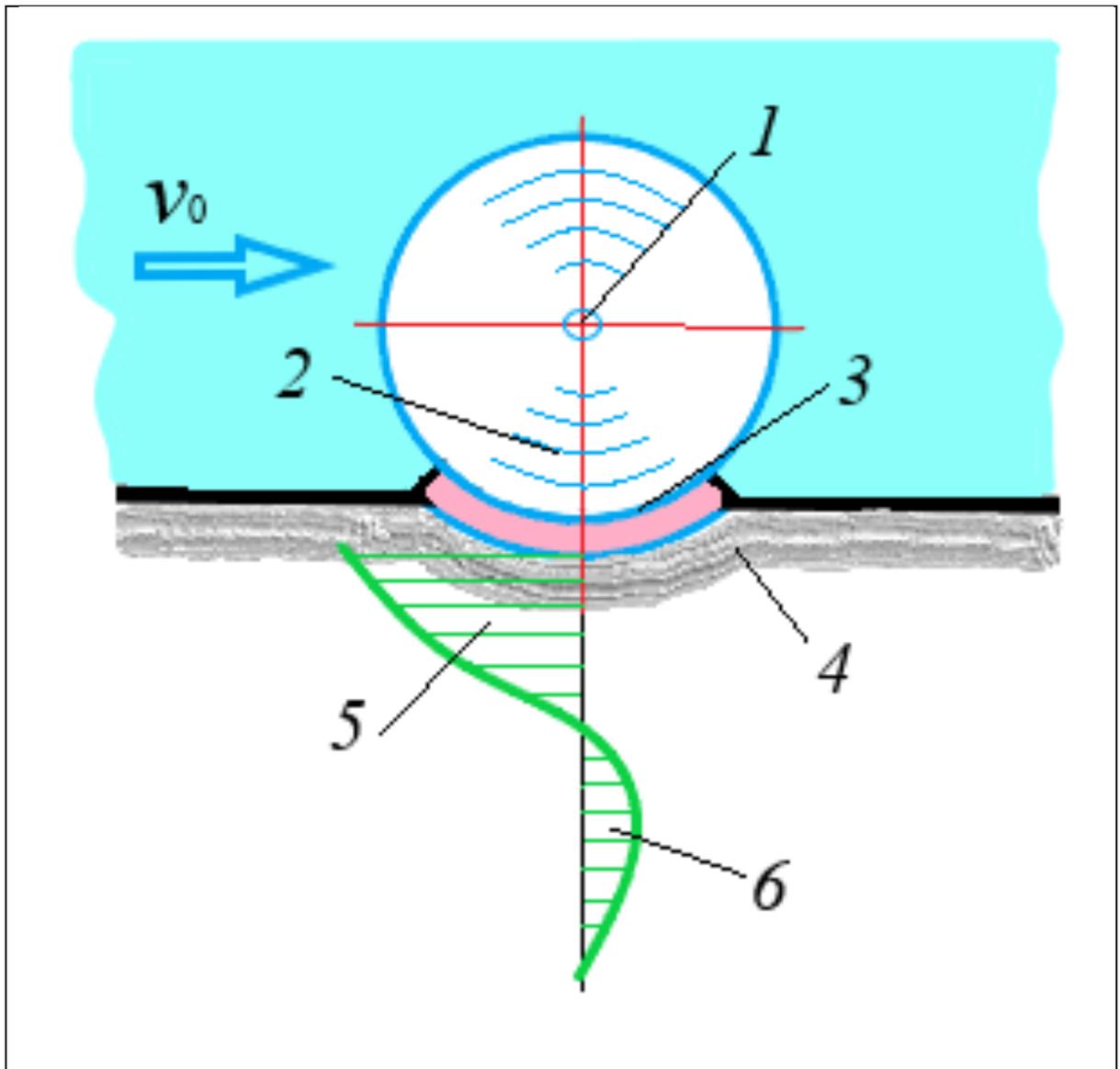


Рисунок 1.2 – Схема распространения ударной волны при захлопывании пузырька, не касающегося твердой границы: 1 – захлопывающийся пузырек; 2 – фронт ударной волны; 3 – впадина с приподнятыми краями; 4 – зона пластических деформаций; 5 – ударная волна, вызывающая сжатие; 6 – тоже растяжение [4]

В процессе коллапса достигаются такие силы что жидкость начинает светиться, данное явление часто называют сонолюминесценцией, по способу ее получения в лабораторных условиях с помощью звуковой волны, в некоторых случаях даже образуются наночастицы (Рисунок 1.3):

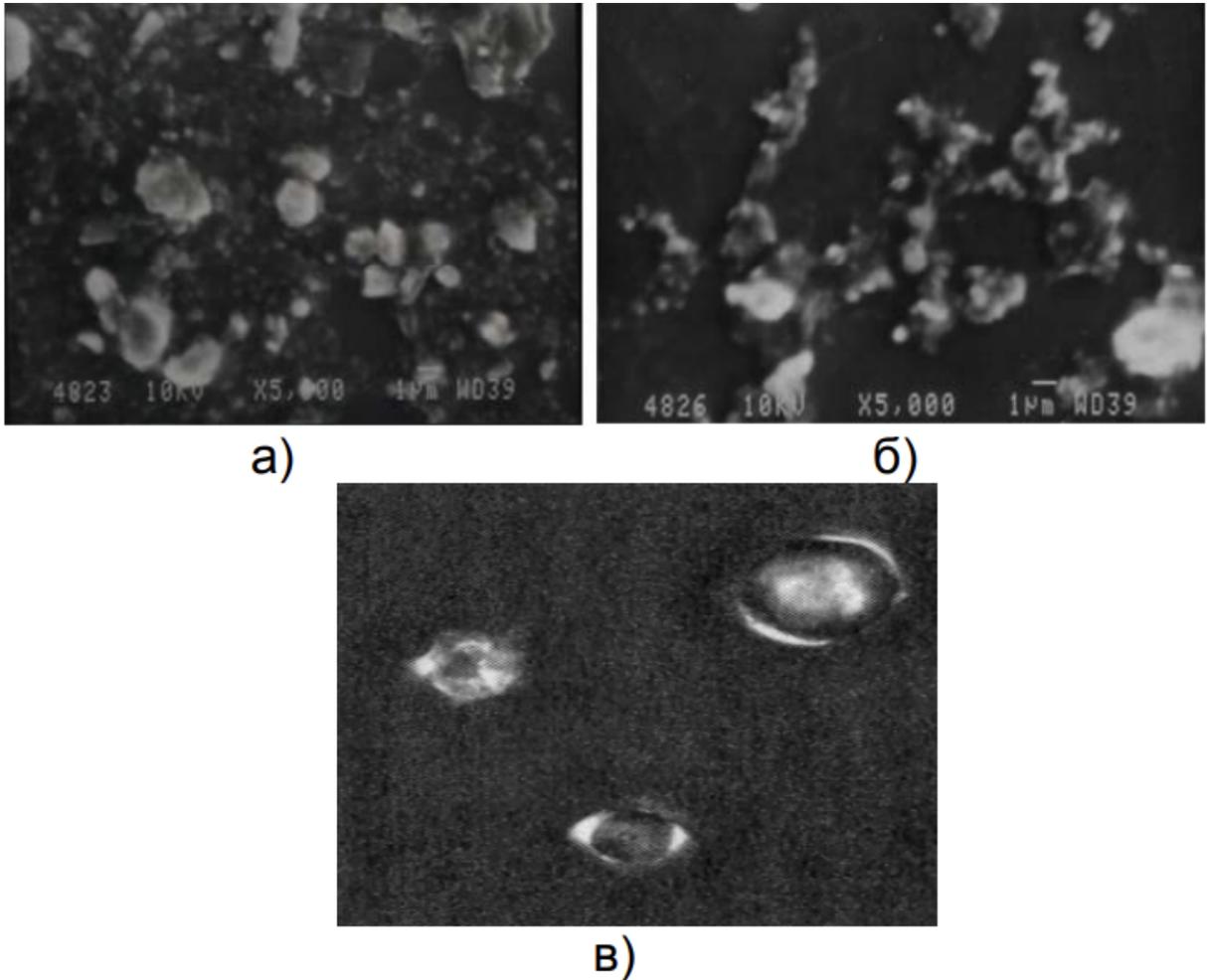


Рисунок 1.3 – Фотографии наночастиц, полученных с помощью кавитации из: а – гексана; б – этанола; в – алмазы, полученные Э.М. Галимовым [5]

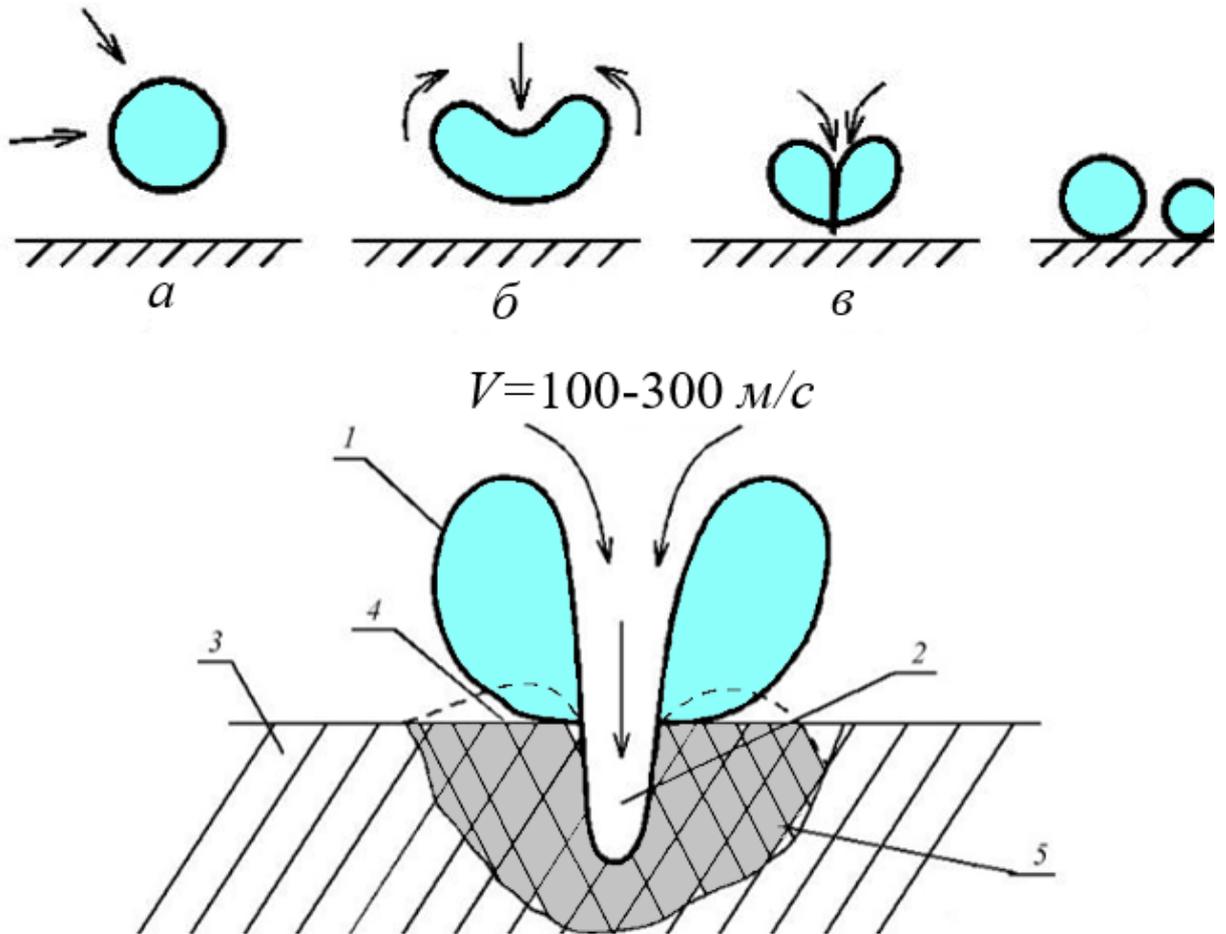


Рисунок 1.4 - Механизм разрушения материала конструкции по гипотезе Корнфельда – Суворова

1 – коллапсирующий пузырек; 2 – кумулятивная струйка; 3 – стенка; 4 – «выдавленный» материал (стадия пластической деформации); 5 – зона пластической деформации [6]

По гипотезе Корнфельда – Суворова можно представить механизм разрушения материала конструкции в целом следующим, при воздействии на обтекаемую поверхность, производимым кумулятивными струйками (Рисунок 1.4) (процесс является импульсным и нестационарным), происходит деформация поверхности и, как следствие снижения усталостной прочности материала, выкрашивание, выбивание отдельных частиц. Начиная с этого момента интенсивность эрозии резко возрастает и существенную роль начинают играть гидродинамические факторы, определяющие разрушения в рамках теории

ударной волны: вибрация, акустическое излучение и в определенных случаях химические и коррозионные факторы и т. п. На начальной стадии (пластическая деформация) процесс возможно описать, решив гидродинамическую задачу проникания с учетом прочности материала. [6]

Иницируется этот процесс разными способами, например электрической дугой, как в специальных буровых установках или звуковой волной в установках перемешивания или очистки поверхности, но в этих случаях кавитация выполняет полезную работу, в то время как вызванная увеличением скорости внутри гидротехнических сооружений, она оказывает критическое влияние на работу сооружения, вплоть до нарушения целостности конструкции (Рисунок 1.5).



Рисунок 1.5 – Водобойный колодец СШ гидроузла с разрушенным дном
(автор Козлов Д.В.)

С данными явлениями приходится считаться и бороться разными методами, например устраивая многоуровневые водосбросы разбивая общий напор на меньшие значения (Рисунок 1.6), однако это приводит к удорожанию гидротехнического сооружения, также на некоторых сооружениях используются

технологии покрытий, однако в этом случае требуется систематическое обновление данных покрытий, так как кавитационному разрушению подвержены все материалы. В связи с этим неоднократно исследовался вопрос о том, какие характеристики материала определяют его эрозионную стойкость.

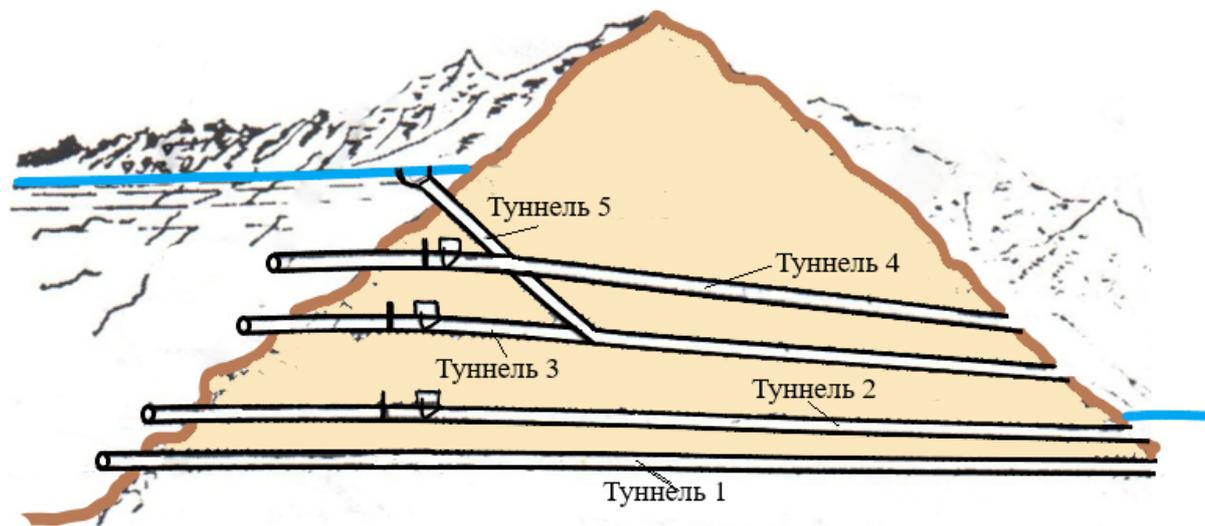


Рисунок. 1.6 – Водосбросная система Нурекского гидроузла на реке Вахш [7]

Е.П. Георгиевской была предложена эмпирическая формула для определения введенного Тирувенгадамом понятия энергии деформации как параметра, характеризующего сопротивление материала эрозии:

$$S_e = (T + Y) \frac{\varepsilon}{2}, \quad (1.1)$$

где S_e – расчетная величина энергии деформации; T – временное сопротивление; Y – предел текучести; ε – относительное удлинение.

То есть при протекании кавитационных процессов непосредственно в зоне, близкой к конструкционным элементам, эрозия все равно будет происходить, поэтому в современной практике все чаще используется использование устройств завихрителей потока, позволяющих за счет создания градиента давления, предотвратить нарушение сплошности потока у стенки, а следовательно, и кавитационной эрозии [6].

В водовыпускных гидротехнических сооружениях вихревого типа, работающих в условиях высоких скоростей, осложняются и без того сложные

технические проблемы, такие как гашение избыточной кинетической энергии и защита обтекаемых поверхностей от кавитации (и сопутствующих ей проблем). Оба этих явления представляют угрозу экологической и технической безопасности эксплуатации гидроузлов.

В своде правил «Водопропускные гидротехнические сооружения (водосбросные, водоспускные и водовыпускные). «Правила проектирования» (СП 290.1325800.2016) указывается также, что «при проектировании, строительстве и эксплуатации водопропускных гидротехнических сооружений необходимо обеспечить соблюдение требований по охране окружающей среды, в том числе по сохранению ландшафта, чистоте речных вод, атмосферы и т.д.» (п. 4.29) [8].

Для решения первой задачи необходимо знать механизм регулирования гидротехнического сопротивления в отводящем водоводе, а для решения второй задачи воспользуемся известным теоретическим положением о том, что кавитации не будет, если

$$K_{\text{кав}} > K_{\text{кр}} \quad (1.2)$$

где: $K_{\text{кав}}$ – параметр кавитации; $K_{\text{кр}}$ – критический параметр кавитации (зависит от формы неровностей бетонной поверхности и интенсивности закрутки);

$$K_{\text{кав}} = \frac{P_R + P_{\text{ат}} - P_{\text{п.ж.}}}{\rho V_{\text{хар}}^2 / 2} \quad (1.3)$$

здесь $P_{\text{ат}}$ – атмосферное давление на отметке нижнего бьефа,

$P_{\text{п.ж.}}$ – давление насыщенных паров жидкости,

P_R – давление у стенки отводящего водовода,

$V_{\text{хар}}$ – характерная скорость у стенки на высоте выступа.

В качестве характерной принимаем скорость у стенки V_R :

$$V_{\text{хар}} = V_R. \quad (1.4)$$

При осевом напорном течении скорости вдоль трубы не изменяются.

$$V_{\text{хар}} = V_R = V_m = \text{const}, \quad (1.5)$$

где V_m – продольная составляющая скорости у стенки на высоте расчетного выступа шероховатости.

Из формулы (1.3) можно увидеть, что отсутствие кавитации обеспечивается в условиях работы шахтных водосбросов, когда параметр $K_{\text{кав}}$ будет стремиться к увеличению ($K_{\text{кав}} \chi \geq K_{\text{кав max}}$), что может быть достигнуто путем повышения давления у стенки P_R и уменьшения скорости $V_{\text{хар}}$.

Чтобы оценить общие гидравлические условия прибегнем к гипотезе о том, что если в условном осевом напорном течении на каждую частицу воды будет также влиять (дополнительно действовать) центробежная массовая сила, возбуждающая вращение потока относительно оси отводящего тракта, то это приведет к значительным изменениям структуры течения. Такую структуру можно создать искусственным путем, например, с помощью тангенциального или иного по конструкции завихрителя.

В создаваемом продольно циркуляционном течении в отводящем водоводе проявляются новые полезные свойства:

- увеличенный (положительный) радиальный градиент давления на стенке водовода, что затрудняет появление кавитации;
- повышенная диссипация механической энергии жидкости (снижает среднюю скорость потока)

Данный метод благодаря своим особенностям стал широко применяться в гидротехническом строительстве сооружений с высокими напорами, по данным на 1983 год в мире было построено более 50 вихревых шахтных водосбросов [4], а на данный момент количество подобных сооружений возросло (Рогунской, Колымской, Тельмамской, Сарезской гидроэлектростанций, ГЭС Терри в Индии, Лидзяся (КНР), Компося (КНР), Туполангском (Узбекистан)).

Закрученный поток представляет собой сложное течение, характеризующееся непрерывным изменением полей скоростей и давления во всей области, занятой движущейся жидкостью. В закрученном потоке резко возрастает турбулентность, что вызывает повышенную диссипацию механической энергии. Чтобы подчеркнуть компоненты скорости течения, т. е. продольную и тангенциальную оно называется также продольно-циркуляционным течением. Процессы, происходящие в сооружениях, где используются закрученные потоки,

изучены достаточно подробно [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16] однако условия сопряжения водосбросных сооружений с нижним бьефом все еще остаются малоизученными поэтому они и стали целью исследования данной научной работы.

В продольно-циркуляционном течении в отводящем водоводе при движении появляются новые полезные качества, классифицируемые как его особенности, способствующие решению технических проблем, возникающих в условиях высокоскоростных течений:

- положительный радиальный градиент давления, что увеличивает давление на стенки и затрудняет кавитацию;
- повышенная диссипация избыточной кинетической энергии потока, что снижает среднюю продольную скорость;
- замыкание кавитационного факела в толще потока, что уменьшает или исключает динамическое воздействие на обтекаемые поверхности.
- конструкция вихревого водосброса позволяет использовать строительный водосброс в качестве эксплуатационного на последующий эксплуатационный период, что дает существенный экономический эффект и позволяет разместить сооружения гидроузла в стесненном горном створе;
- схема вихревого водосброса позволяет уменьшить вибрацию скального массива, что повышает экологическую безопасность гидроузла (благодаря рассредоточенному гашению механической энергии по трассе водоотводящего водовода).

Комплекс этих свойств, проявляемых в продольно-циркуляционных течениях, является поистине уникальным для решения задач гидравлического расчета шахтного вихревого водосброса и повышения надежности и безаварийности его работы. Ни одним из этих свойств осевой поток не обладает.

К числу первых предложений по использованию закрученных потоков в высоконапорных водосбросных сооружениях относятся предложения профессора Г.И. Кривченко и инженера С.И. Остроумова [17] (Рисунок 1.7).

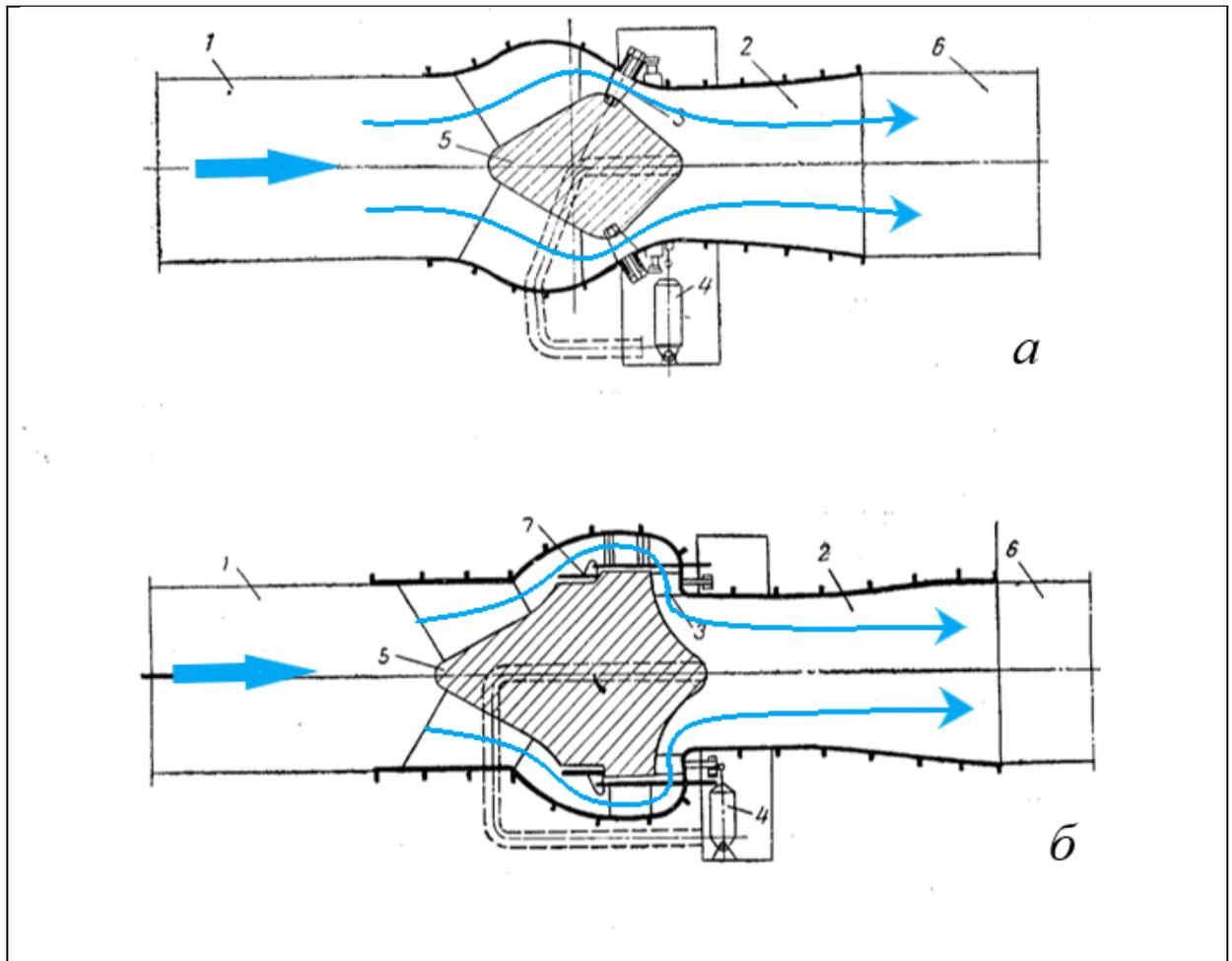


Рисунок 1.7 – Водосбросное сооружение с закруткой потока

а – Закручивающее устройство без применения кольцевого затвора; б – то же, с кольцевым затвором; 1 – подводящий водовод; 2 – камеры; 3 – поворотные лопатки; 4 – подвижной механизм привода лопаток; 5 – обтекатель; 6 – отводящий водовод; 7 – кольцевой затвор [17]

В последующих работах других авторов идея использования закрутки потока в гидротехническом строительстве получила дальнейшее развитие, а также обогатилась новыми предложениями и разработками. Изучению характеристик таких потоков посвящены работы многих исследователей: Громеки И.С. [18], Абрамовича Г.Н [19], Гольдштика М.А. [20, 21], Лойцянского Л.Г. [22, 23], Халатова А.А. [24] и других. Применениями закрученных потоков в практической гидротехнике занимались также Потапов М.В. [25], Васильев О.Ф. [26], Альтшуль А.Д. [27].

Свое дальнейшее развитие эти идеи получили в трудах Кривченко Г.И. [28, 29, 30, 31,], Мордасова А.П. [32], Волшаника В.В. [14, 33, 34], Ханова Н.В. [35, 36], Шленева А.В. [37], Животовского Б.А. [38, 39, 40, 41, 42, 43], Пономарева Н.К. [44, 45], Смирнова Е.М. [46], Орехова Г.В. [47, 48, 49, 50] а также в работах ряда зарубежных авторов: Batchelor G.K.[51], Burgers J.M.[52], Hashimoto H.[53], Nakabayashi K [54], Pascal P.[55] Reynolds A.J.[56]. В результате проведённых исследований были получены данные, которые легли в основу создания вихревых водосбросных систем различной конструкции.

В настоящее время накоплен достаточно большой объём результатов исследований гидротехнических сооружений, использующих закрутку потока как на физических моделях, так и с помощью математического моделирования и применения различных вычислительных программных комплексов (Петриченко М. Р. [57, 58, 59], Харьков Н.С [60, 61, 62]., Ахметов В. К. [63,] и др.). Большой вклад в исследование закрученных потоков аналитическим методом применительно к гидротехническим сооружениям внёс Зуйков А. Л. [64, 65, 66, 67].

Однако смежные проблемы гидравлики, связанные с применением таких сооружений, все еще остаются малоизученными. К ним относится проблема распространения закрученных турбулентных струй, выпускаемых из вихревых водосбросов под уровень нижнего бьефа гидроузлов.

Важными задачами являются разработка математических и вычислительных моделей взаимодействия закрученных турбулентных струй с потоком в нижнем бьефе, разработка инженерных методов гидравлического расчета такого взаимодействия, а также разработка практических рекомендаций по проектированию сопряжений вихревых водосбросов с массивом воды в нижнем бьефе.

При этом проблемы сопряжения закрученных потоков с нижним бьефом изучены недостаточно, что послужило основанием для выбора тематики настоящего диссертационного исследования.

В современной практике к основным типам сопряжения трубчатых и

туннельных водосбросов с нижним бьефом относят:

а) Плавное сопряжение трубчатых водосбросов с водобойным колодцем с помощью открытых лотков, устраиваемых непосредственно за водосбросами (Рисунки 1.8–1.9).



Рисунок 1.8 – Береговой ступенчатый водосброс, Саяно-Шушенская ГЭС (URL: https://swalker.org/uploads/posts/2014-10/1412939468_swalker.org_008.jpg)



Рисунок 1.9 – Пример ступенчатого водосброса на Саяно-Шушенской ГЭС (URL: https://swalker.org/uploads/posts/2014-10/1412939468_swalker.org_008.jpg)

б) Плавное сочленение концевых участков трубчатых (донных) и туннельных водосбросов, на выходе которых спокойное течение, с устройствами нижнего бьефа (Рисунок 1.10, 1.11).

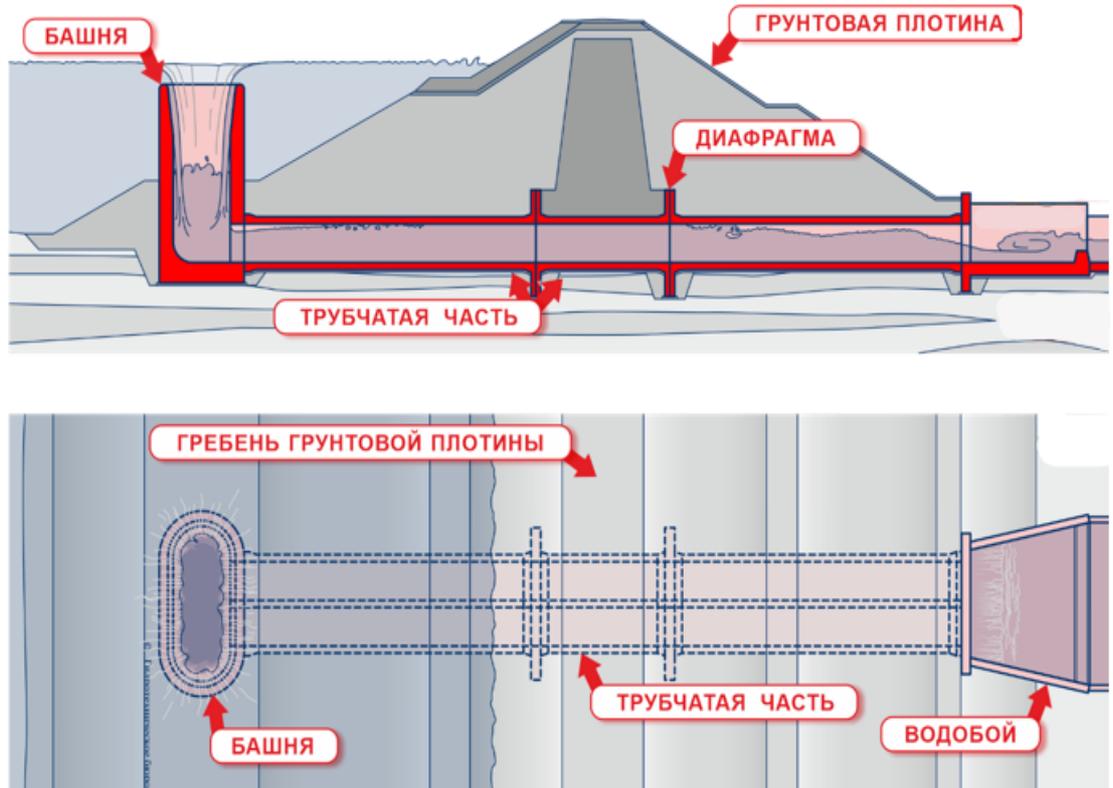


Рисунок 1.10 – Пример водосбросного сооружения работающего в безнапорном режиме

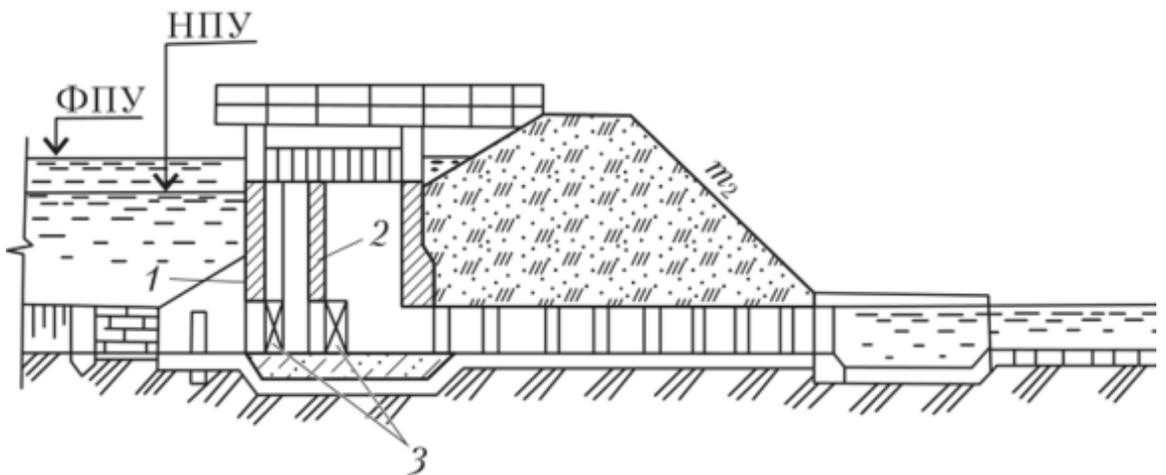


Рисунок 1.11 – Водосбросного сооружения работающего в напорном режиме

в) Сопряжение трубчатых водосбросов с водобойным колодцем, имеющим специальные гасители энергии (Рисунки 1.12, 1.13).

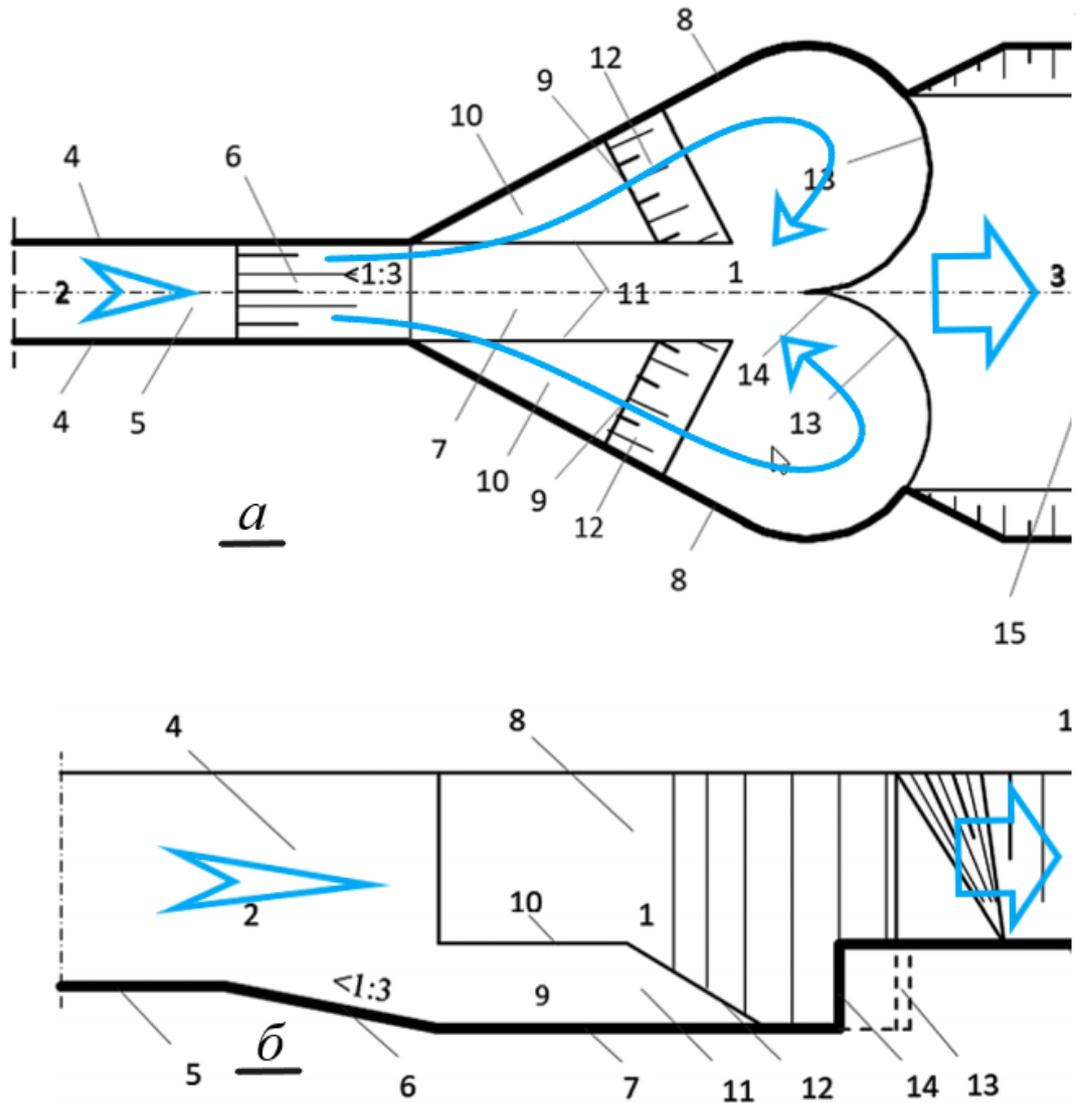
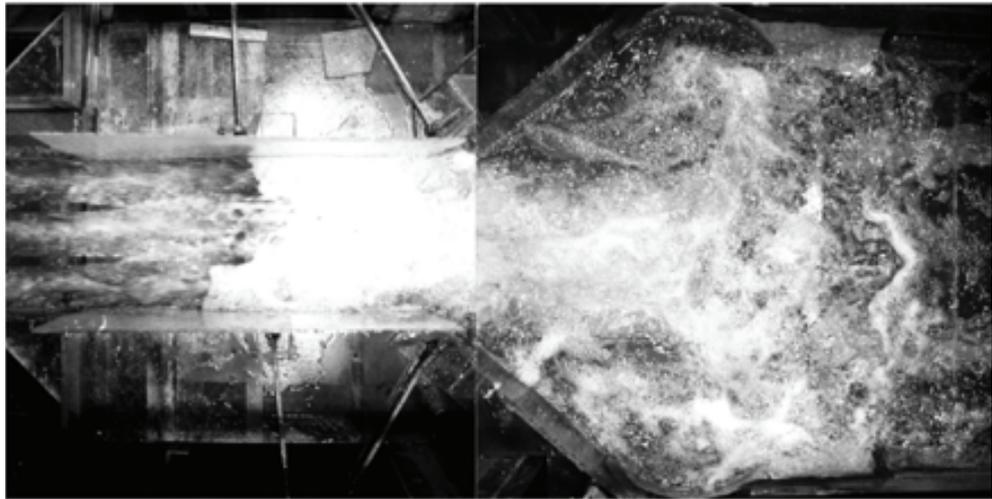
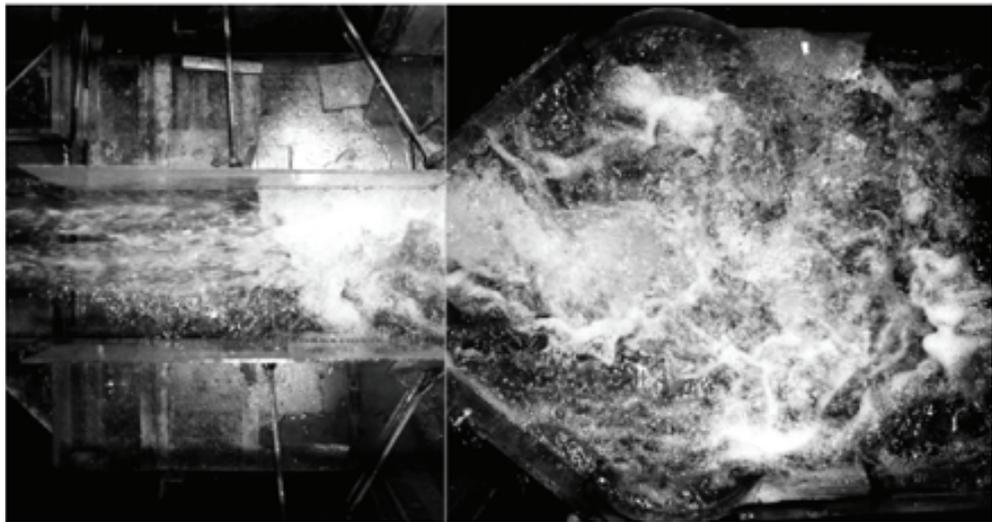


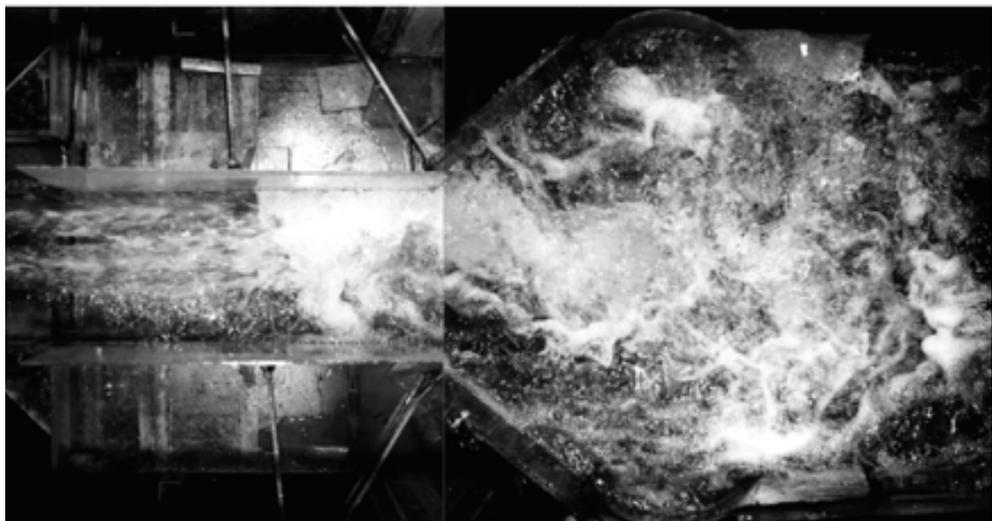
Рисунок 1.12 – Водобойный колодец с закруткой потока с криволинейным порогом: а – план водобойного колодца с закруткой потока; б – продольный разрез по оси колодца; (1 – водобойный колодец; 2 – подводящий водовод; 3 – отводящий водовод; 4 и 5 – стенка и дно подводящего водовода; 6 – концевой участок дна подводящего водовода; 7 – дно водобойного колодца; 8 – боковые стенки водобойного колодца; 9 – уступ; 10 – горизонтальная грань уступа; 11 – внутренняя грань уступа; 12 – наклонная грань уступа; 13 – криволинейный участок порога водобойного колодца; 14 – зуб порога; 15 и 16 – дно и боковые стенки отводящего водовода; [68]



а



б



в

Рисунок 1.13 – Работа водобойного колодца с закруткой потока: а – при работе трех труб; б – при работе двух труб; в – при работе одной трубы

$b \times h = 4,0 \times 5,0$ м пропускающих по $322 \frac{\text{м}^3}{\text{с}}$ при напоре $H_{\text{расч.}} = 67$ м [68]

г) Сопряжение глубинных водосбросов с помощью отброса струи в водобойный колодец (Рисунок 1.14 в).

д) Сопряжение трубчатых и туннельных водосбросов с помощью отброса струи в естественное или закрепленное русло. (Рисунки 1.14–1.16).

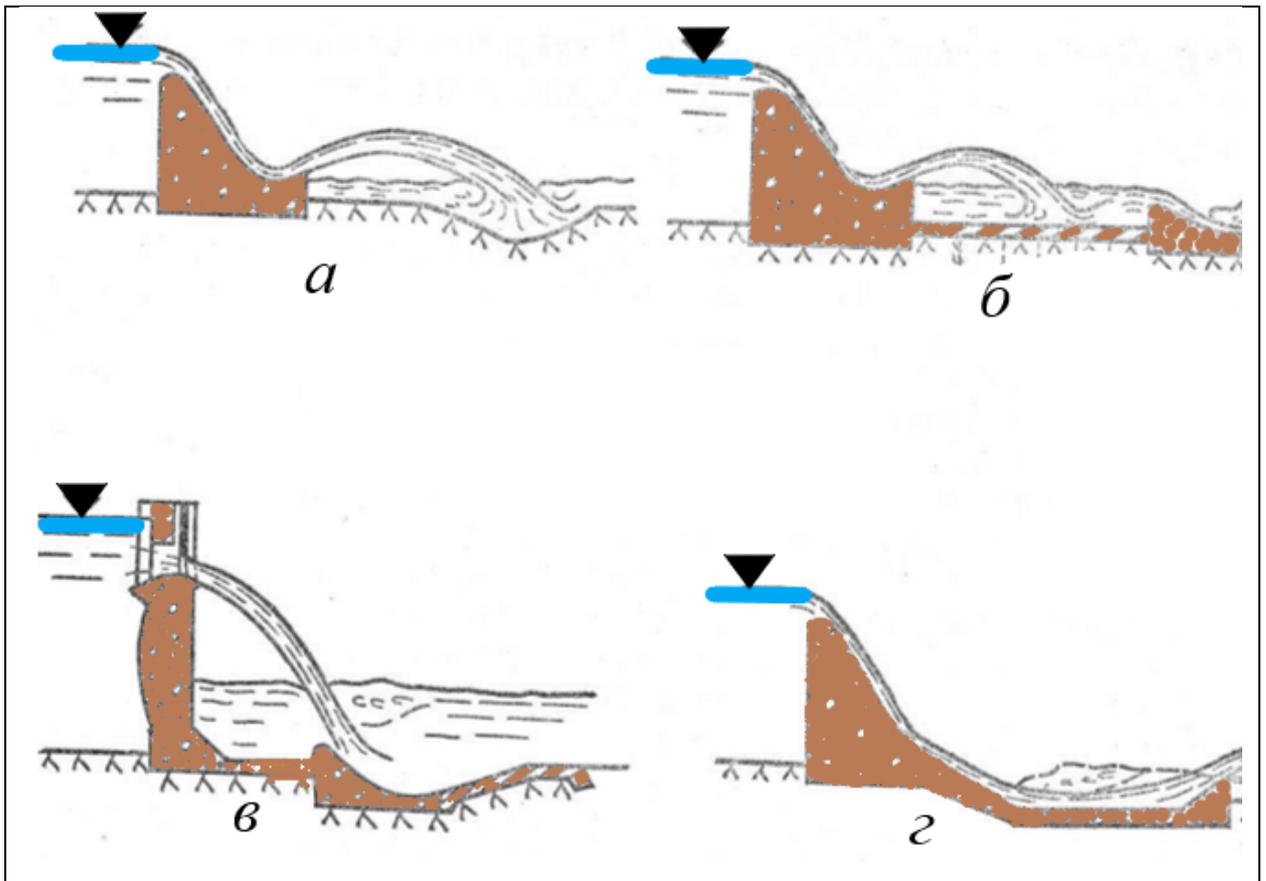


Рисунок 1.14 – Сопряжение с отбросом и свободным падением струи: а, б, – отброс с носка трамплина соответственно на дно, на специальное железобетонное покрытие, заанкеренное в скалу; в – отброс из глубинного отверстия на водобой; г – гашение с помощью ковша – колодца, работающего при расходах частой повторяемости с донным режимом, а при расходах редкой повторяемости – с отбросом струи

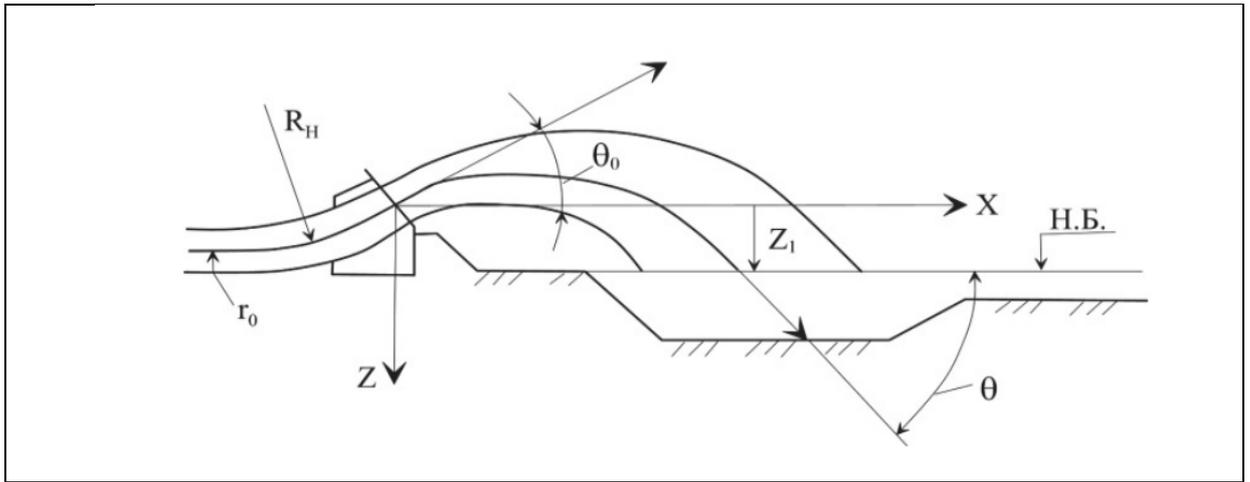


Рисунок 1.15 – Схема отброса струи в нижний бьеф [45] X , Z координатные оси; R_n – радиус трамплина; θ_0 – угол между вектором скорости на трамплине и осью X ; θ – угол между вектором средней скорости затопленной струи и осью X в точке дна ямы размыва.

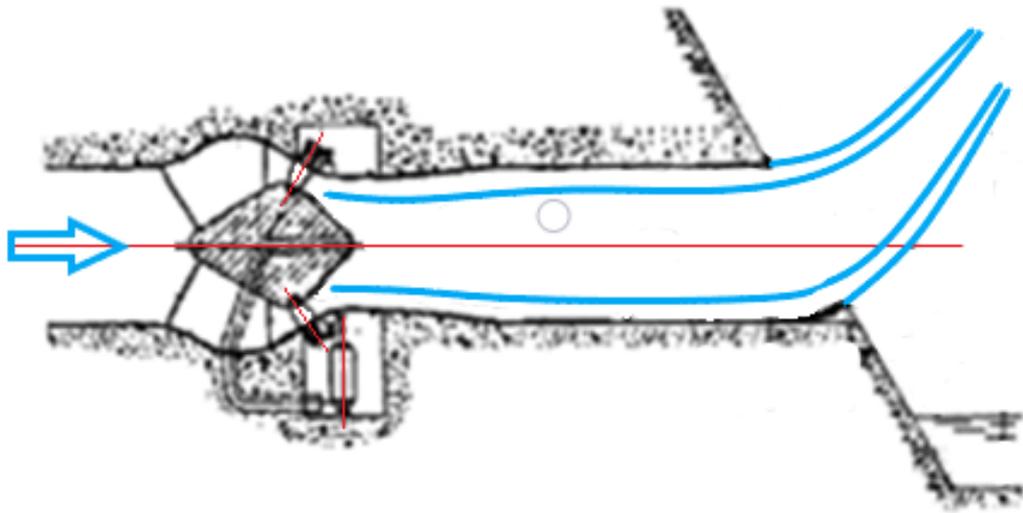


Рисунок 1.16 – Вихревой водосброс, патент [69]

В данном разделе рассматриваются геометрические и кинематические характеристики закрученной струи с остаточной закруткой (остаточная закрутка), распространяющейся в нижнем бьефе, а именно:

- а) неподвижное пространство, затопленное той же жидкостью

- б) в спутном потоке ($0 \leq \alpha \leq 90$) под уровень нижнего бьефа (НБ);
- в) в сносящий поток под уровень НБ;
- г) с отбросом струи в воздух (ниспадающая струя в НБ).

Наиболее частый случай использования продольно-циркуляционных течений, использование закручивающих устройств в составе шахтных водосборов с использованием строительного водосброса в качестве основного водовода (Рисунки 1.17–1.19).

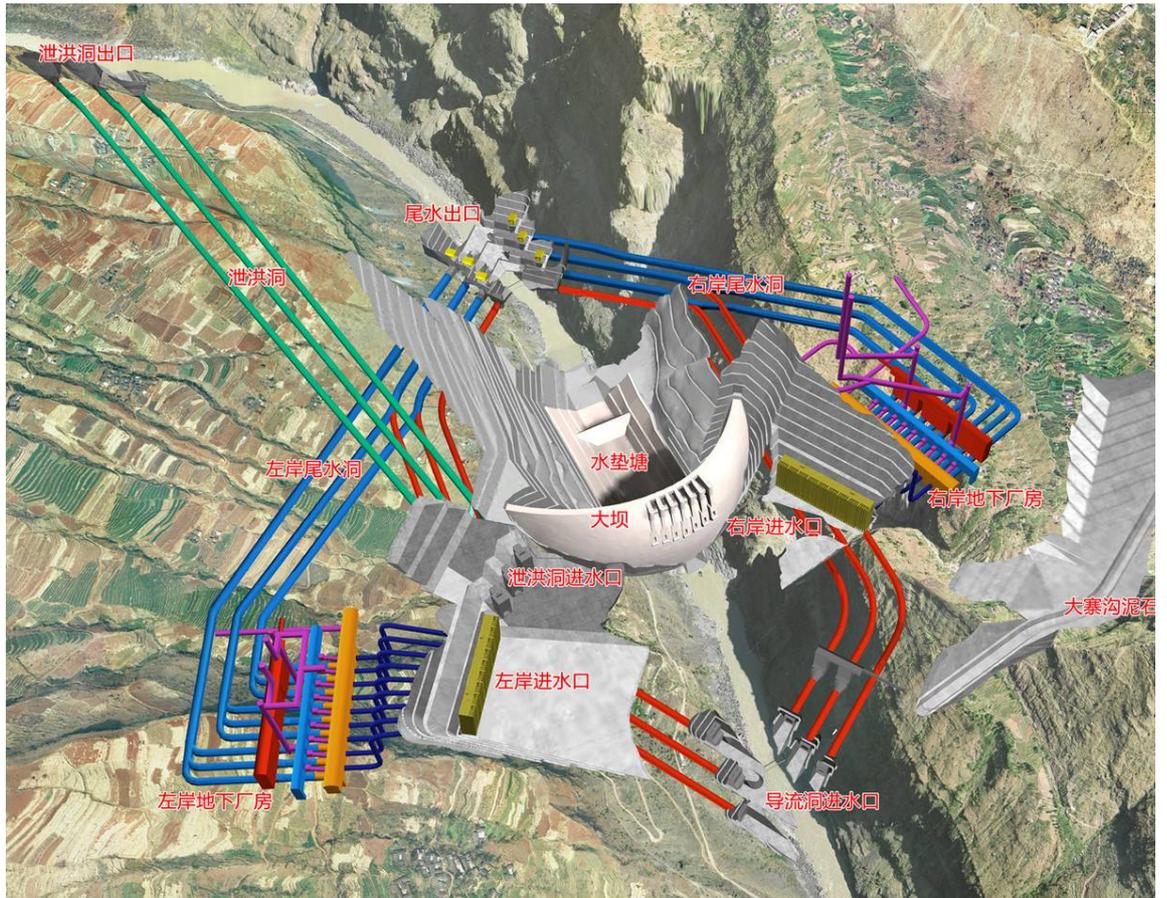


Рисунок 1.17 - Схема ГЭС Xiluodu (Китай) (автор Ван Цин Хэй)



Рисунок 1.18 - Модель проекта Lianghekou (Китай) (автор Ван Цин Хэй)

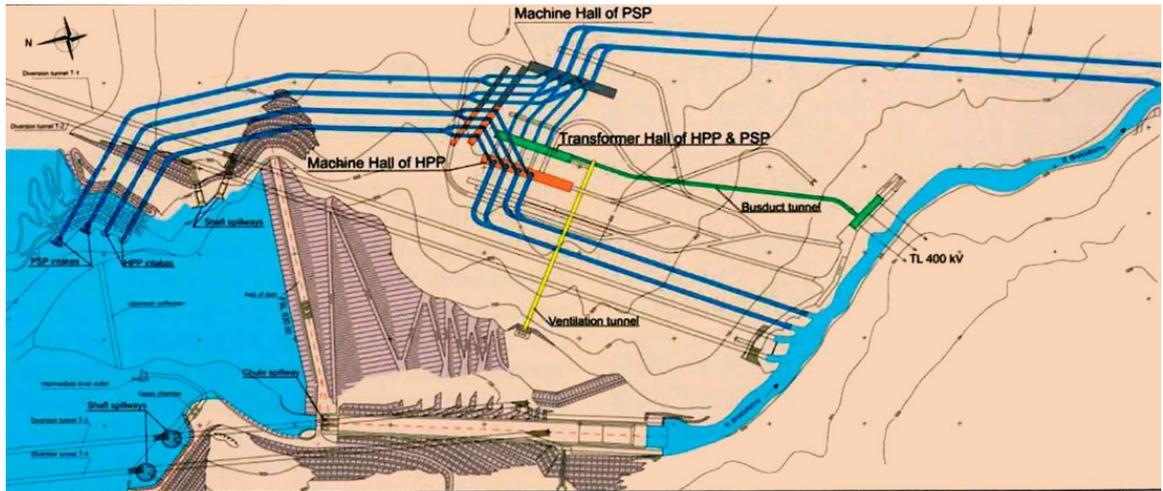


Рисунок 1.19 - Генеральный План ГЭК Тери [32]

Несмотря на то, что чаще используется схема с отбросом струи, вариант с выпуском струи под уровень нижнего бьефа рассматривается во многих работах разных авторов, например в работе Мордасова А.П. (Рисунок 1.20).

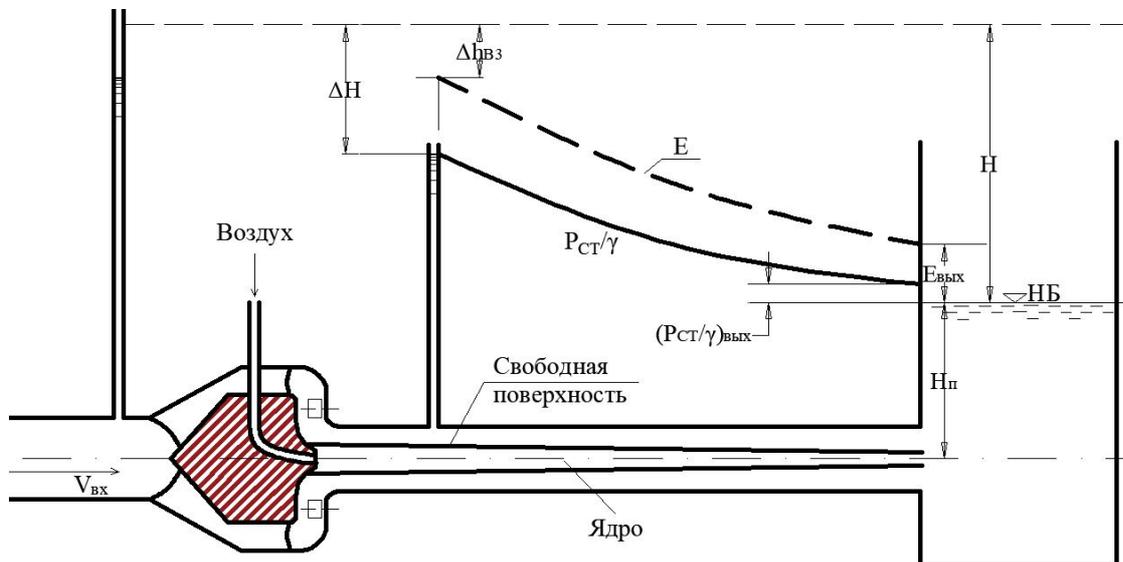


Рисунок 1.20 - Схема выпуска струи с остаточной закруткой под уровень нижнего бьефа [32]

Или в работе Волшанника В.В. (Рисунки 1.21, 1.22) [34].

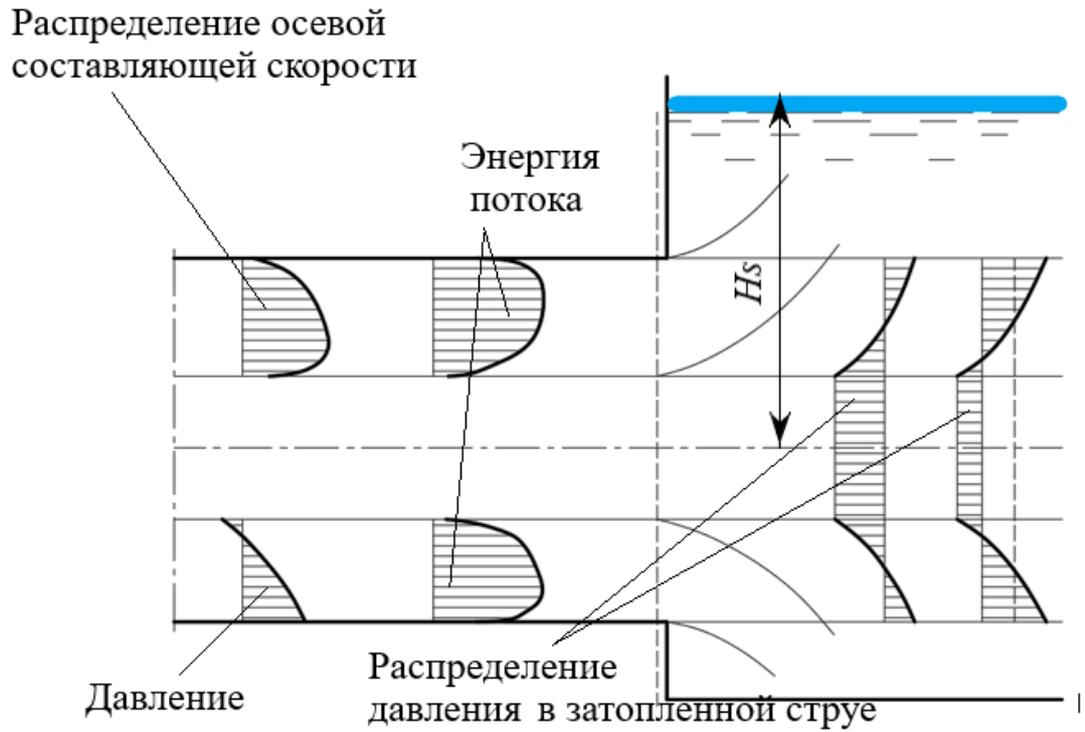


Рисунок 1.21 – Характеристики закрученного потока в выходном сечении

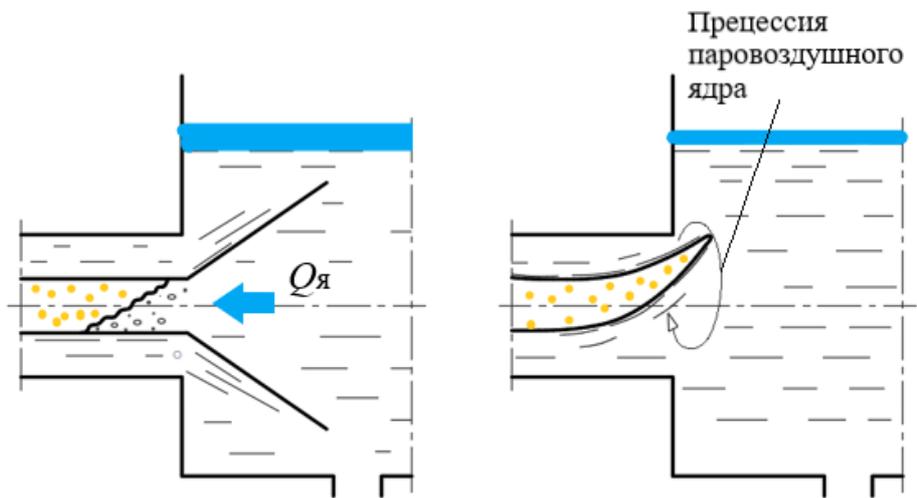


Рисунок 1.22 – Влияние подтопления на поведение паровоздушного ядра: а – заплеск воды из нижнего бьефа в ядро; прецессия паровоздушного ядра

Однако впервые задачу о ламинарном и турбулентном распространении закрученной струи в безграничном пространстве, заполненной той же жидкостью, поставил и решил в первых двух приближениях Лойцянский Л.Г. [22, 23].

1.2. Применение продольно-циркуляционных течений в водосбросных системах гидротехнических сооружений

В состав любого гидроузла входят водосбросные сооружения различных типов и конструкций, предназначенные для сброса из верхнего бьефа в нижний бьеф или в бассейн соседней реки излишков воды в период прохождения паводков. Классификация сбросных сооружений и терминология, применяющаяся для их описания весьма разнообразна. Она зависит от напора, действующего на сооружения, способа управления сбрасываемыми расходами, заглубления водоприёмной части водосброса под уровень воды в верхнем бьефе, по конструкции, по гидравлическому режиму течения и другим отличиям. Различаются водосбросные системы применёнными способами гашения кинетической энергии потока.

В настоящем разделе речь пойдёт о водосбросах, в которых используются продольно-циркуляционные потоки воды, то есть потоки, имеющие помимо продольной компоненты скорости течения ещё и тангенциальную составляющую. В специальной литературе, посвящённой водосбросным системам, такие сооружения называют также водосбросы с закруткой потока или вихревые водосбросы. Термин «вихревые» в данном контексте отражают исключительно закрученность всего потока, проходящего через поперечное сечение проточного тракта в отличии от распространённого обычного (продольно-осевого) потока. Этот термин не надо путать с аналогичным термином, используемым в гидромеханике для описания структуры потока: вихревой поток или

безвихревой, то есть потенциальный [27]. Хотя, надо сказать, что структура любого закрученного потока является вихревой структурой.

Водосбросы с закруткой потока предназначены в основном для использования при высоких напорах (свыше 50 м), когда по условиям защиты обтекаемой поверхности от кавитационной эрозии (при скоростях потока более 20-25 м/с) или сопряжения потока с нижним бьефом требуется промежуточное гашение кинетической энергии потока в пределах глубинного водосбросного тракта. Водосбросные схемы с закруткой потока используют и тогда, когда необходимо заполнить водой всё сечение водосбросного канала (например, туннеля) или исключить смену режимов (безнапорного и напорного) при регулировании сбросных расходов.

По способу гашения избыточной кинетической энергии водосбросы делятся на вихревые и контрвихревые.

В вихревых системах гашение энергии осуществляется плавно на всей длине отводящего тракта. В контрвихревых схемах гашение энергии происходит в весьма ограниченной камере гашения на очень небольшой длине проточного тракта. Длина такого участка может составлять несколько диаметров цилиндрической камеры гашения, причём на этой короткой длине может гаситься до 95% всей кинетической энергии потока. Поэтому контрвихревые схемы могут иметь короткий выходной участок, который непосредственно сопрягается с нижним бьефом. Как вихревые, так и контрвихревые схемы допускают выход в массив нижнего бьефа потока с остаточной циркуляцией. Закрученный поток может выходить в нижний бьеф как при штатной работе водосбросной системы при регулировании расхода, так и в случае отказа узлов или конструкций, обеспечивающих штатную работу. В последнем случае в нижний бьеф может выходить поток с большим значением циркуляции.

Вихревые водосбросы состоят из подводящего водовода, закручивающего устройства, камеры гашения (для контрвихревого водосброса) и отводящего водовода.

Вихревые водосбросы в зависимости от того, по каким участкам водосбросного тракта движется закрученный поток, подразделяются на горизонтальные (Рисунок 1.23) и вертикальные (Рисунок 1.24).

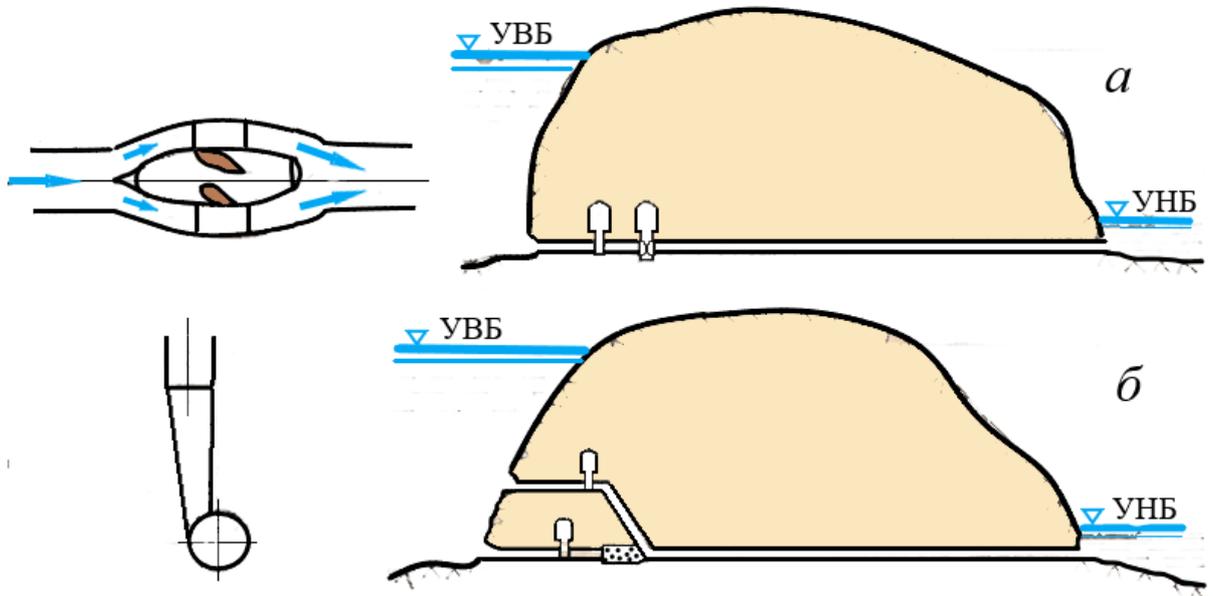


Рисунок 1.23 - Вихревые водосбросы с горизонтальными схемами расположения проточного тракта: Закручивающие устройства в виде: *а*– вихревого лопаточного затвора; *б* – тангенциального завихрителя: *1* – закручивающие устройства; *2* – отводящий водовод (туннель), в котором закручивающим устройством формируется циркуляционно-продольный (закрученный) поток.

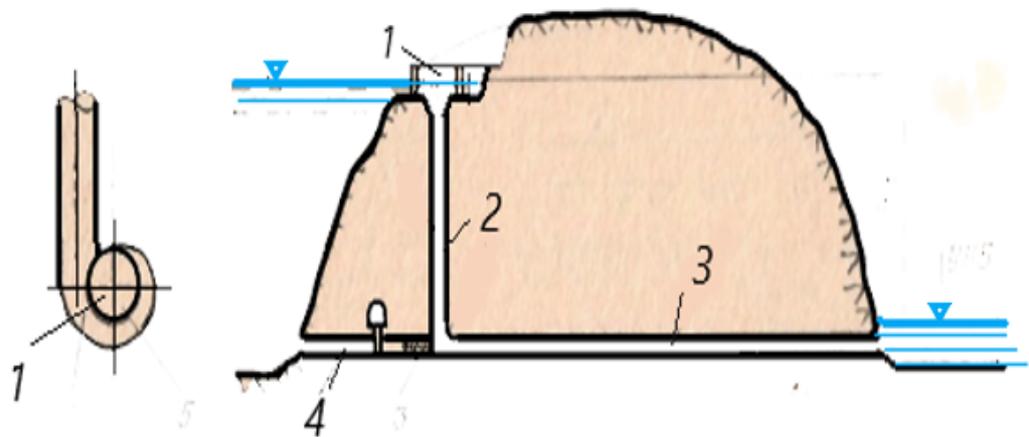


Рисунок 1.24 – Схема вихревого водосброса с вертикальным

расположением проточного тракта: 1 – закручивающее устройство в виде спиральной камеры; 2 – шахта с закрученным потоком; 3 – горизонтальный туннель с закрученным потоком; 4 – заглушенный участок водосброса строительного периода

В вихревых водосбросах закручивающее устройство осуществляет закрутку потока, преобразуя поступающий продольно-осевой поток в циркуляционно-продольный. Он формируется в отводящем тракте, как правило, круглоцилиндрической формы. Центробежные силы вращательного движения создают на стенке (облицовке) канала повышенное давление, препятствующее развитию кавитации. Вследствие действия тех же сил может происходить разрыв сплошности потока в осевой зоне течения, в результате чего в этой области образуется полость, заполненная парами воды с давлением ниже атмосферного вакуум).

На рисунках 1.25–1.27 показаны завихрители различных конструкций, применяемых для закрутки продольно-осевых течений и перевода их в циркуляционно-продольные.

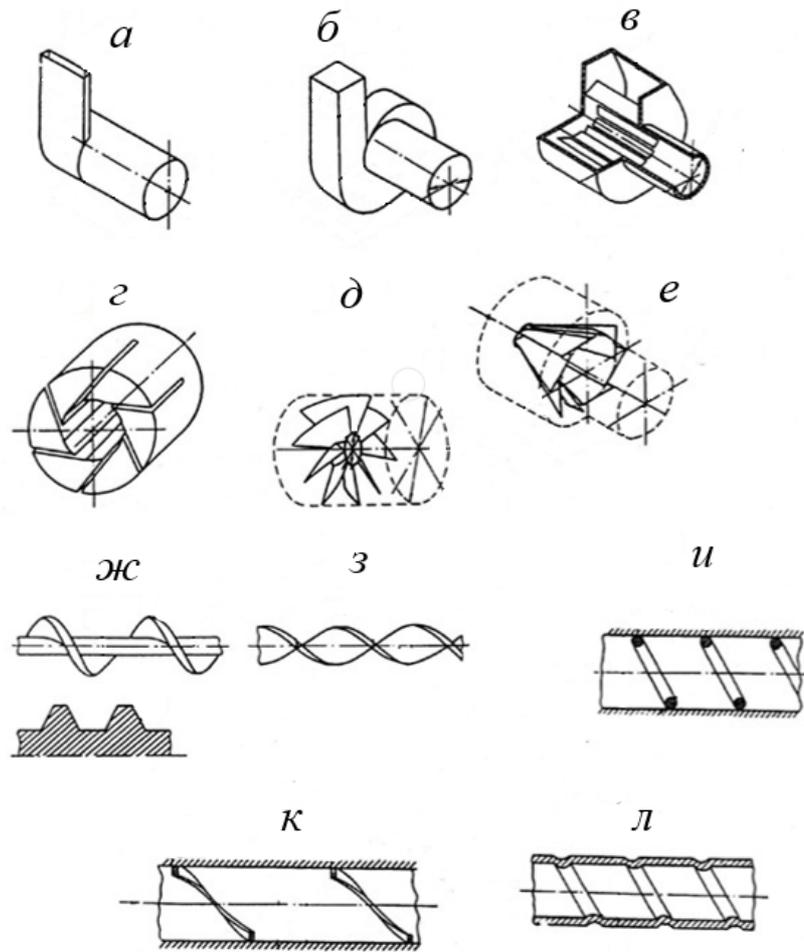


Рисунок 1.25 – Конструктивные схемы завихрителей потоков жидкости и газа: *а* – тангенциальный бескамерный; *б* – тангенциальный со спиральной камерой; *в* – лопастной радиальный; *г* – щелевой, *д* – лопастной осевой, *е* – лопастной конический; *ж* – шнековый с прямоугольными и трапециевидными выступами; *з* – ленточный; *и* – проволочная навивка; *к* – внутреннее оребрение; *л* – спиральная накатка. Завихрители позиций *а* – *е* иногда называют локальными завихрителями, а позиции *ж* – *л* непрерывными [70]

В каналах за локальными завихрителями (Рисунок 1.25, *а* – *е*) циркуляционно-продольное течение всегда является неравномерным. Если в циркуляционно-продольном потоке отсутствует радиальная составляющая скорости течения, то такое течение будет равномерным, его наблюдают в каналах с непрерывными шнековыми или ленточными завихрителями (Рисунок 1.25, *ж*–*л*) [9].

В практике гидротехнического строительства наиболее часто применяются тангенциальные бескамерные и тангенциальные завихрители с камерой в виде полной или частично охватной спирали. Такие локальные завихрители показаны на рисунках 1.26 и 1.27. При рассмотрении варианта вихревого водосброса, применительно к конкретному объекту, принимается во внимание конструкция закручивающего поток устройства в виде вихревого затвора, (Рисунок 1.28). Такая схема позволяет регулировать гидравлические характеристики водосброса: расход воды, кинематику потока (степень закрутки), осевые (продольные) и тангенциальные составляющие скорости течения. Важным свойством такой конструкции является его способность выполнять функции затвора с возможностью полностью перекрывать сбросной поток.

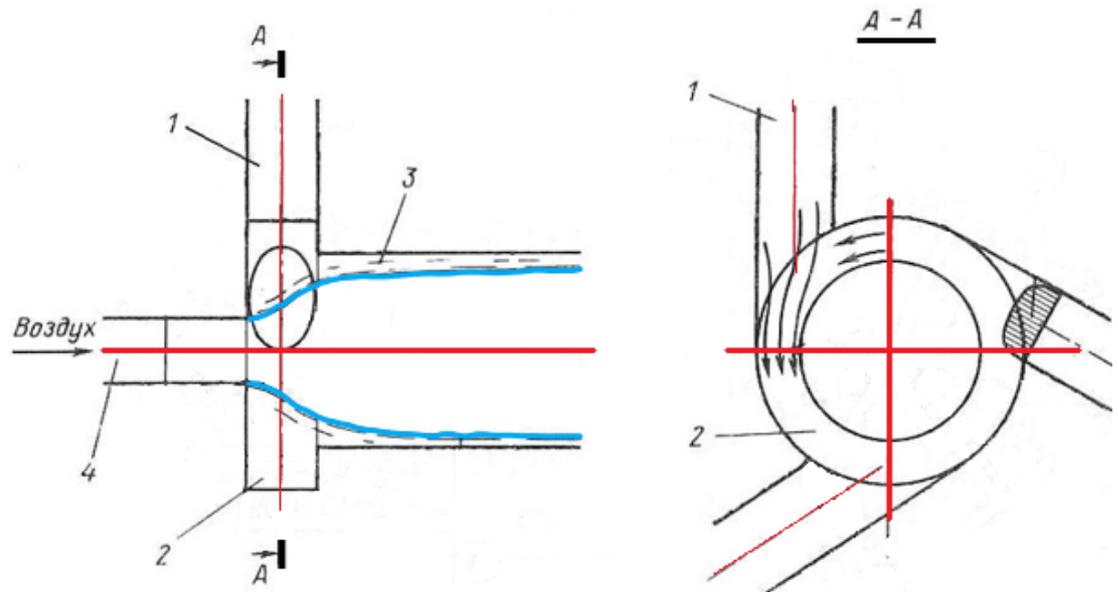


Рисунок 1.26 - Тангенциальный камерный завихритель: 1 – подводящие каналы, 2 – узел закрутки потока (вихревая камера), 3 – отводящий канал, 4 – воздуховод [32]

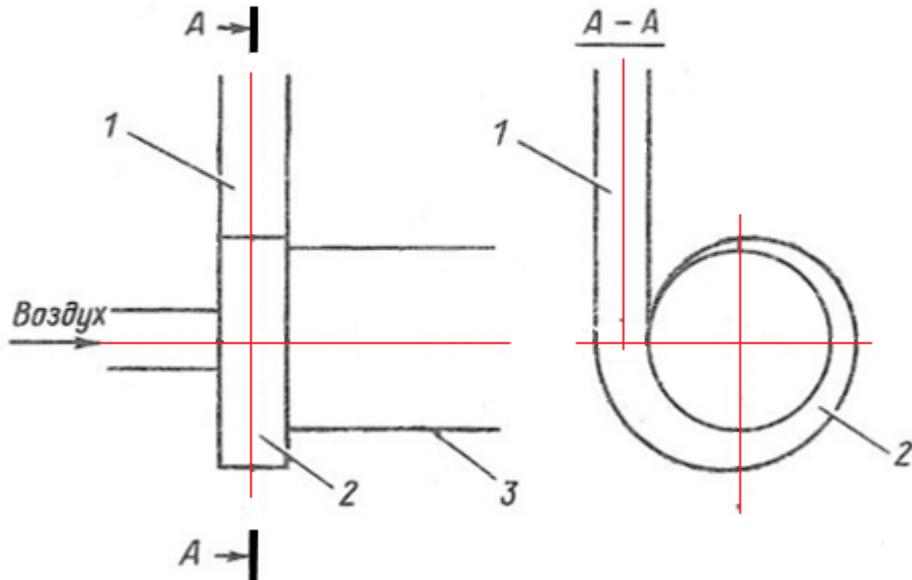


Рисунок 1.27 – Тангенциальный завихритель с камерой в виде спирали; 1 – подводящие каналы, 2 – узел закрутки потока (вихревая камера), 3 – отводящий канал [32]

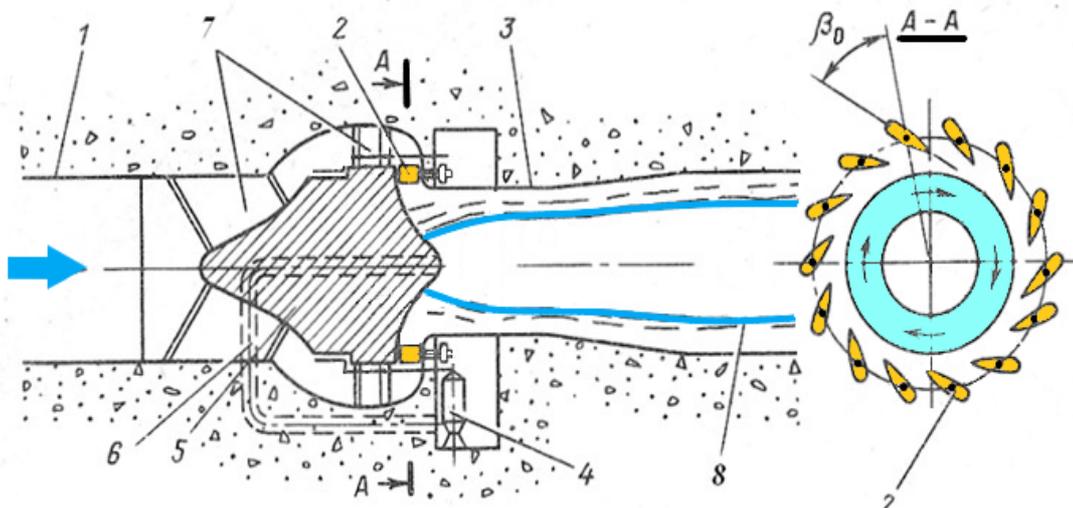


Рисунок 1.28 – Вихревой затвор; 1 – подводящий водовод, 2 – камера закрутки, 3 – поворотные лопатки, 4 – гидропривод, 5 – обтекатель, 6 – отводящий водовод, 7 – аварийно-ремонтный затвор, 8 – вихревой жгут, β_0 – угол установки лопаток завихрителя [32]

Как было сказано выше, контрвихревые водосбросы, в зависимости от

способа взаимодействия закрученных потоков подразделяются на водосбросы с соосным вращением потоков и системы с вращением потоков относительно разных осей.

На рисунке 1.29 показана схема вихревого водосбросного сооружения, где два циркуляционно-продольных течения, сформированных завихрителями *1* в виде двух спиральных камер, соединяются в круглоцилиндрической камере *3*, где происходит интенсивное гашение кинетической энергии. Далее, в отводящем канале (туннеле) *4* добиваются того, что структура потока либо продольно-осевая, либо с некоторой остаточной циркуляцией, то есть, на выходе получается закрученный поток. Такие режимы на выходе водосбросной системы возможны в результате регулирования расхода на её входе.

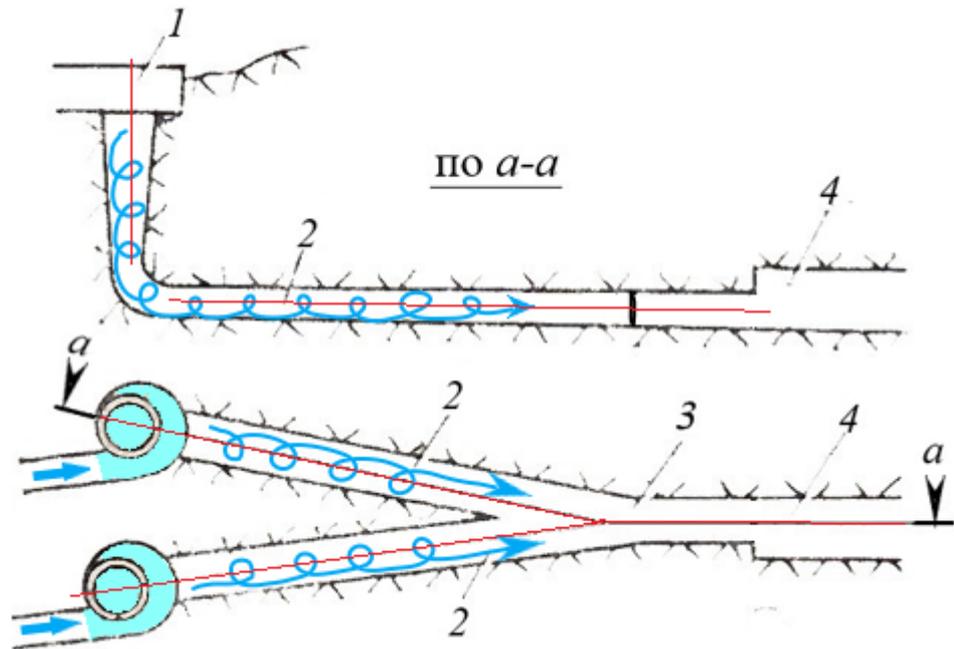


Рисунок 1.29 - Контрвихревой гаситель кинетической энергии водосброса с вращением закрученных потоков относительно разных осей: *1* – два завихрителя в виде полноохватной спирали; *2* – два соединяющиеся под углом канала (туннеля); *3* – камера взаимодействия двух продольно-циркуляционных потока (камера гашения); *4* – выходной канал (туннель) [32]

Возможна другая схема организации предварительно закрученных потоков и их силовое взаимодействие. Такая схема предусматривает коаксиальное

расположение противоположно закрученных потоков, то есть, оси двух вращающихся потоков совмещены. Начальный путь течения эти потоки вращаются в самостоятельных каналах: внутреннем и наружном, разделённых стенками. После этого потоки встречаются и начинают взаимодействовать в цилиндрической камере взаимодействия или камере гашения. Вся кинетическая энергия потока гасится на длине камеры гашения, превращаясь в тепло. Длина камеры гашения небольшая и составляет 6–8 её диаметров. При больших напорах и расходах в камере может гаситься энергия в десятки и сотни мегаватт. На рисунке 1.30 показана схема контрвихревого гасителя с коаксиально расположенными и противоположно вращающимися закрученными потоками.

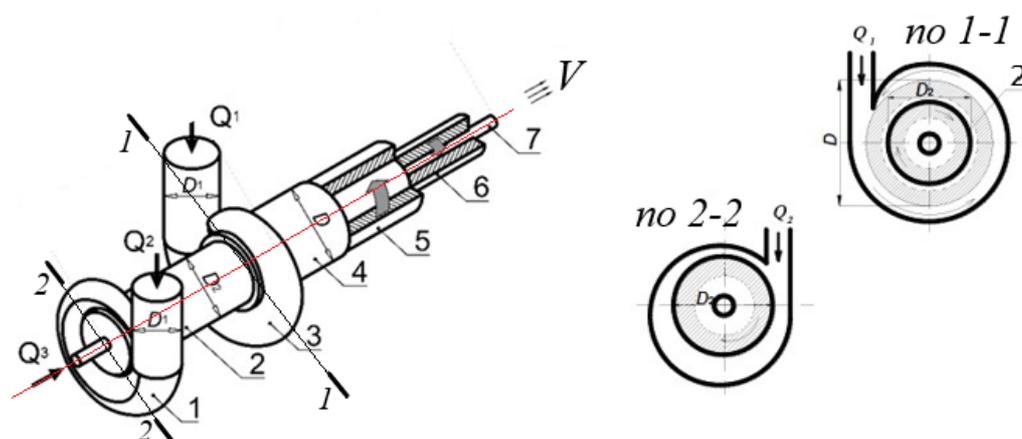


Рисунок 1.30 – Контрвихревой гаситель кинетической энергии водосброса с вращением закрученных потоков вокруг одной (совмещённой) оси. Взаимодействующие потоки в камере гашения коаксиально расположены и имеют взаимно противоположное вращение. Показан вариант двуслойного течения: *1* – завихритель внутреннего закрученного потока с расходом Q_2 ; *2* – промежуточный патрубок; *3* – завихритель периферийного закрученного потока с расходом Q_1 ; *4* – цилиндрическая камера гашения диаметром D ; *5* – внешний закрученный поток; *6* – внутренний закрученный поток; *7* – осевой поток воды с расходом Q_3 [32]

На рисунке 1.31 показана схема контрвихревого водосброса, реализующего эффекты, которые возникают при взаимодействующих коаксиально расположенных противоположно закрученных потоках, как это показано на

рисунке 1.30. Конструкция водосброса создана применительно к гидроузлу с напором 150 м и пропускаемому холостому расходу 3380 м³/с.

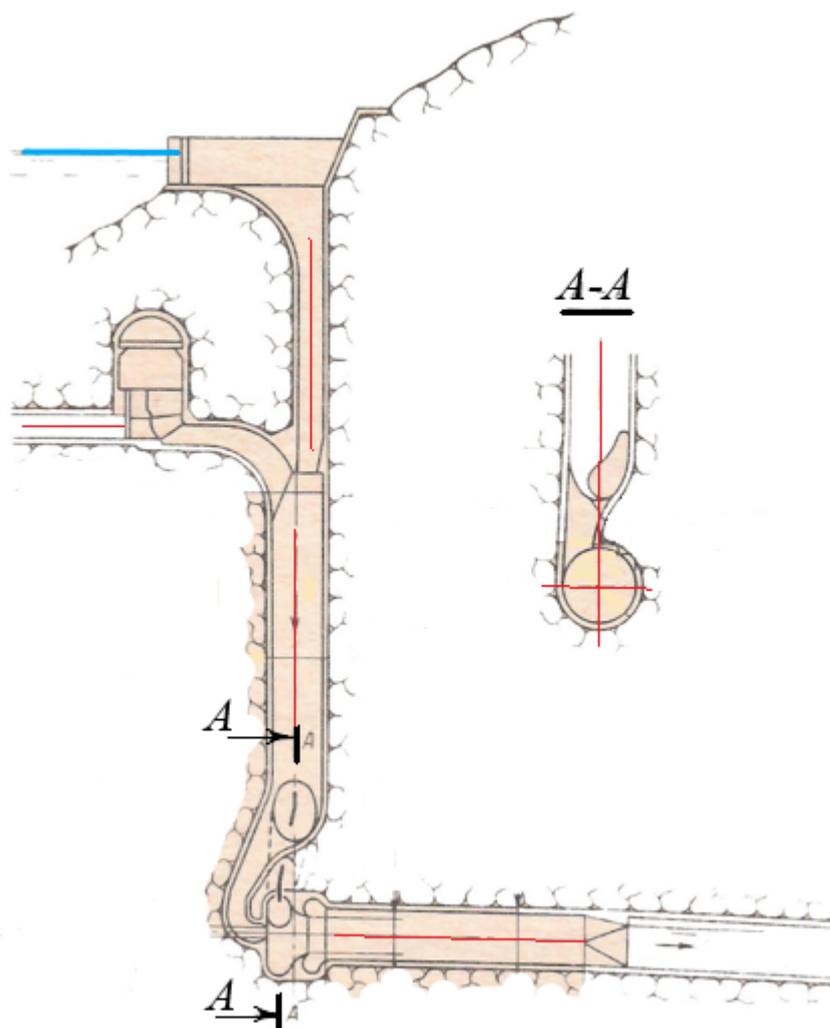


Рисунок 1.31 - Контрвихревой водосброс на параметры: $Q = 3380 \text{ м}^3/\text{с}$; $H = 150 \text{ м}$; вертикальная бетонная шахта диаметром 16 м; диаметр камеры гашения 14,66 м [32]

Рассмотрим несколько контрвихревых коаксиальных водосбросных сооружений применительно к реально проектируемым объектам. На Рисунок 1.32 показан один из вариантов контрвихревого коаксиального водосброса высоконапорной Рогунской ГЭС (Таджикистан). Этот вариант характеризуется возведением единого комплекса строительно-эксплуатационных водосбросных сооружений на левом берегу р. Вахш. По этому варианту глубинный

строительно-эксплуатационный водосброс состоит из пяти водоводов 4 диаметром 5 м, подводящих воду к затворам. Водоводы перекрываются плоскими затворами 2 диаметром 4 м с сопровождающим кольцом (10 штук затворов), рассчитанными на статический напор 200 м. Водосброс оборудован транспортно-аэрационным туннелем и воздуховодами, обеспечивающими подвод воздуха в пространство за затворы. За затворами располагаются водоводы 4 диаметром 4 м, подводящие воду к узлу взаимодействия потоков. Эти водоводы присоединяются к закручивающим камерам соплами с выходным диаметром 3,25 м. Камера гашения 5 диаметром 14 м и длиной 45 м вписывается в габариты строительного туннеля второго яруса. От камеры гашения через переходный участок сбрасываемый расход отводится по туннелю второго яруса в нижний бьеф.

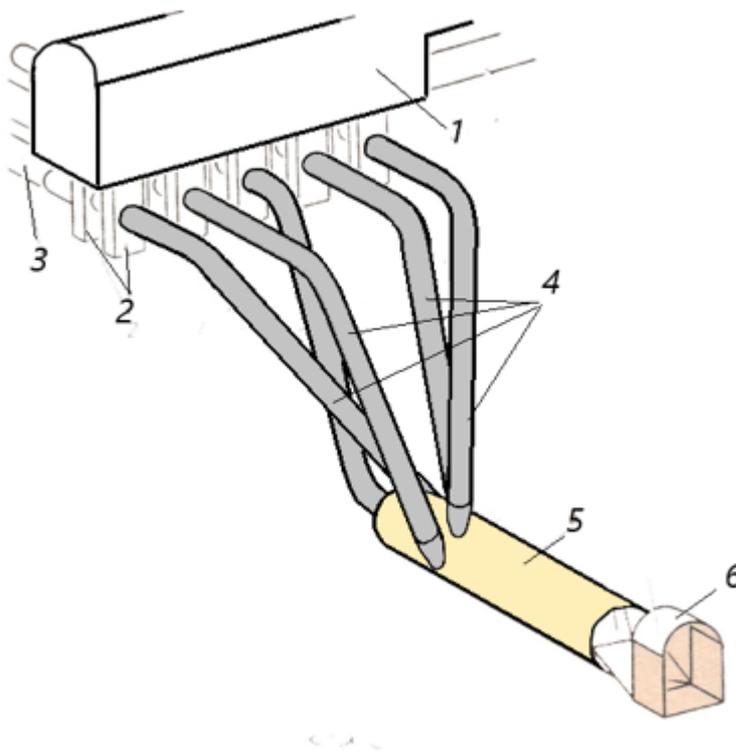


Рисунок 1.32 - Один из вариантов высоконапорного контрвихревого коаксиального водосброса Рогунской ГЭС (напор 320 м): 1 – помещение затворов; 2 – камеры плоских затворов; 3 – подводящая деривация; 4 – водоводы к камере гашения; 5 – камера гашения; 6 – сопрягающий портал [32]

Для пропуска расходов в период строительства Колымского гидроузла на

правом берегу реки в выемке сооружена строительная железобетонная труба, рассчитанная на $10700 \text{ м}^3/\text{с}$, длиной 400 м, шириной в свету 22 м, высотой 29,5 м, площадью поперечного сечения 560 м^2 . Левобережный эксплуатационный водосброс в проекте принят открытого типа в составе подводящего канала и быстротока, оканчивающегося трамплином, для гашения энергии в русле реки предусматривается яма размыва. По завершении строительства основных сооружений строительная труба будет заделана бетонной пробкой.

Все попытки с помощью традиционных решений приспособить строительную трубу для использования в эксплуатационный период не увенчались успехами. Через трубу при ФПУ можно пропускать расходы до $2500\text{--}3000 \text{ м}^3/\text{с}$. При больших расходах гидравлический прыжок длиной более 200 м не уместится в водобойном колодце, устраиваемом в нижнем бьефе, причем вследствие изгиба русла поток выскакивает на берег, который возвышается над дном русла на 15–20 м. Использование трубы для пропуска паводка в эксплуатационный период требует также возведения в верхнем бьефе водоприемного сооружения (башни), что при расходе через трубу не более $3000 \text{ м}^3/\text{с}$ при расчетном сбросном расходе $17\,600 \text{ м}^3/\text{с}$ оказывается экономически целесообразным.

Приспособить проточный тракт водосброса строительного периода для эксплуатационных режимов окажется возможным за счет применения контрвихревого коаксиального гасителя. Вариант компоновки предназначенного для этой цели башенного контрвихревого водосброса на расход до $6000 \text{ м}^3/\text{с}$ показан на рисунке 1.33.

При проектировании водосброса исходили из жесткой необходимости соблюдения следующих условий: гаситель должен полностью вписываться в габариты строительной трубы, и обеспечивать максимально возможное гашение энергии (скорость потока на выходе из трубы должна быть не более 25 м/с).

Водосброс состоит из прямоугольной башни с отверстиями по $12 \times 13 \text{ м}^2$, водоприемника с водосливом, построенным по координатам Офицерова-Кригера, контрвихревого гасителя, представляющего металлическую полую

конструкцию с заполненным бетоном затрубным пространством, который также может быть выполнен в виде железобетонной конструкции с внешней металлической облицовкой.

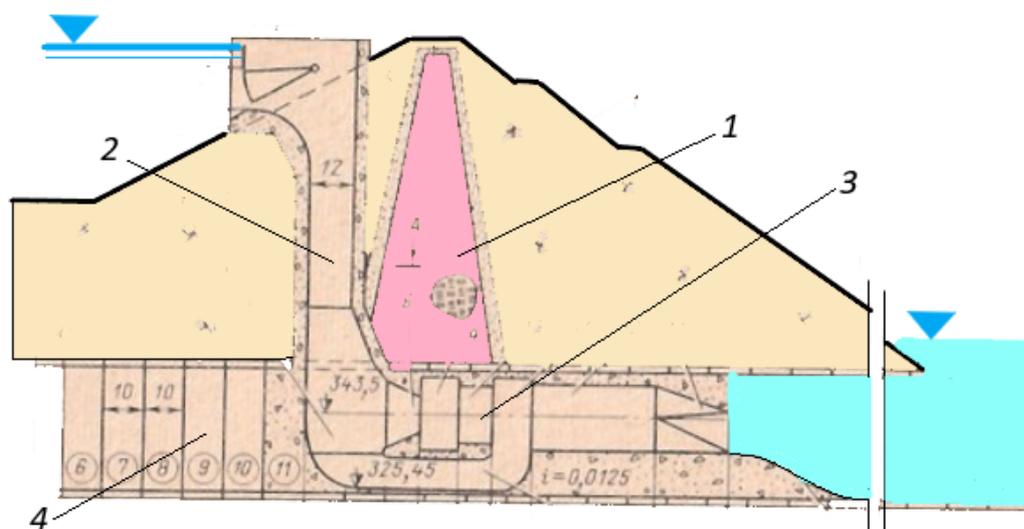


Рисунок 1.33 - Башенный водосброс с контрвихревым коаксиальным гасителем кинетической энергии в составе Колымской ГЭС: 1 – грунтовая плотина; 2 – эксплуатационный водоприёмник башенного типа; 3 – контрвихревой коаксиальный гаситель, встроенный в водосброс строительного периода; 4 – водосброс строительного периода [32]

Проектные проработки сооружений Катуньской ГЭС предусматривали сооружение контрвихревого водосброса. По одному из предложенных вариантов шахтный контрвихревой водосброс представляет собой вертикальную шахту 1 диаметром 16,6 м и высотой 150 м, на оголовке которой установлено пять плоских регулирующих затворов 2 размерами 5×8 м. Шахта соединена с камерой 3 гашения диаметром 15 м и длиной 65 м системой из трёх круглых трубопроводов 4 диаметрами 6,7 м (подаёт воду в приосевую зону камеры гашения), 5,6 м (формирует внутренний закрученный поток) и 4,8 м (формирует внешний закрученный поток). Камера гашения имеет внутренний обтекатель диаметром 12,2 м, направляющий один закрученный поток внутрь другого, а также переходный участок, сопрягающий камеру гашения с отводящим

безнапорным туннелем (шириной 13,5 м и высотой 20 м), по которому вода отводится в нижний бьеф. Другой вариант водосброса отличается тем, что водоводы, формирующие закрученные потоки, выполнены в виде двух прямоугольных коробов, размерами 6×4,1 м (формирует внутренний закрученный поток), 6×3 м (формирует наружный закрученный поток). Камера гашения диаметром 15 м переходит в цилиндрический отводящий водовод того же диаметра, по которому поток отводится в нижний бьеф. Над отводящим водоводом устроена воздухозаборная галерея.

При НПУ по первому и по второму вариантам обеспечивается пропуск расхода 3150 м³/с при скорости транзитного потока около 18–21 м/с. Сбросной расход выходит под уровень нижнего бьефа.

Работа вихревых водосбросных систем, описанная в данном разделе, связана с эффектами, которые возникают в циркуляционно-продольных течениях по сравнению с традиционными продольно-осевыми потоками и эффектами их попарного взаимодействия. В контексте настоящей работы нас в основном будут интересуют гидравлические условия на выходе из вихревых водосбросных систем рассмотренных типов. Анализируя работу водосбросные системы с закруткой потока необходимо отметить, что сопряжение с массивом воды в нижнем бьефе может быть, так же, как и для водосбросов с продольным течением, выполнено с выпуском потока в атмосферу в виде отброшенной закрученной струи или в виде затопленной струи. В последнем случае в массив нижнего бьефа может выходить закрученный поток. Исследование сопряжения продольно-циркуляционных затопленных потоков с движущимся массивом воды в нижнем бьефе является целью настоящей работы.

Рассмотрим кратко условия течения вихревых, рассмотренных выше, водосбросных сооружений гидроузлов.

Вихревые водосбросы подобные схемам, Рисунок 1.23 –1.24, построены по принципу создания одного закрученного потока с помощью завихрителя в длинном отводящем горизонтальном канале (туннеле) или вертикальном подводящем. Закрученный поток по длине канала теряет свою энергию за счёт

гидравлического сопротивления. В таких системах на стенках канала может выполняться специальное оребрение, увеличивающее энергогасящий эффект. Однако в конце канала (выходной сопрягающий портал) возможна остаточная циркуляция потока. Неполное гашение энергии, наличие остаточной закрутки потока связано ещё и с регулировочными функциями водосбросной системы. Речь идёт о том, что вихревой водосброс может быть рассчитан на какие-то определённые значения расхода и напора. В процессе эксплуатации эти параметры могут изменяться, что приведёт к циркуляции на выходе проточного тракта. И выход в массив нижнего бьефа закрученной струи. Конечно, надо понимать, что здесь речь идёт об остаточной закрутке, которая характеризуется малым значением циркуляции или малыми значениями тангенциальных компонент скорости течения в поперечных сечениях потока.

Контрвихревые водосбросные системы с коаксиально расположенными закрученными потоками или с потоками с отдельными осями вращения, так же, как и закрученные монопоток, могут на выходе в нижний бьеф сбрасывать затопленные закрученные потоки.

Как правило, контрвихревые системы проектируют, исходя из равенства моментов количества движения каждого из двух циркуляционно-продольных (закрученных) потоков. Момент количества движения одного закрученного потока можно записать [10]

$$M = \int_0^R \rho r u_\theta u_x 2\pi r dr, \quad (1.6)$$

где ρ – плотность воды 1000 кг/м³; r – текущий радиус закрученного потока в цилиндрическом канале; u_θ – тангенциальная (окружная) составляющая скорости закрученного потока; u_x – аксиальная (осевая) составляющая скорости закрученного потока.

Момент количества движения циркуляционно-продольного потока может быть найден и через параметр A как

$$M = 2AIR_\Gamma = 2A\rho QVR_\Gamma, \quad (1.7)$$

где сам параметр A определен согласно геометрической форме проточной части завихрителя.

Для закручивающих устройств (локальных завихрителей) различного типа эта характеристика вычисляется по различным, но однотипным формулам, например, для лопаточного радиального локального завихрителя (Рисунок 1.25, в) или цилиндрического вихревого затвора (Рисунок 1.26)

$$A = \frac{\pi R R_0}{n a b} \sin \beta_0, \quad (1.8)$$

а для бескамерных и тангенциальных завихрителей (Рисунок 1.25, а и б)

$$A = \frac{\pi R R_0}{n \delta S_T} \sin \beta_0, \quad (1.9)$$

или при $\beta_0 = 90^\circ$, $n = 1$ и $S_T = \pi R_T^2$

$$A = \frac{R R_0}{\delta R_T^2}, \quad (1.10)$$

здесь R , R_0 – радиусы отводящего водовода и установки осей поворотных направляющих лопаток вихревого затвора или эффективный радиус для тангенциальных и бескамерных завихрителей (см. поясняющие Рисунки), β_0 – угол установки лопаток вихревого затвора или угол скоса канала бескамерного завихрителя, n – число лопаток вихревого затвора или число подводящих тангенциальных каналов, a – ширина водопропускного канала или каналов между лопатками вихревого затвора при угле их установки β_0 , b – высота направляющих лопаток вихревого затвора (длина водопропускного канала), S_T – площадь поперечного сечения подводящего тангенциального канала, R_T – радиус тангенциального канала круглого поперечного сечения, δ – коэффициент сжатия потока на входе в камеру закрутки.

Расход Q , гидравлический радиус R_L , средняя по расходу скорость V , а также число Россби Ro в створе непосредственно за локальным завихрителем являются функционально зависимыми только от формы и размеров его проточной части, т.е. от геометрической характеристики закручивающего устройства A . Таким образом, момент количества движения каждого i -го из взаимодействующих потоков M_i может быть определен до выполнения опытов или задан в процессе проектирования модели как функция

$$M_i = M(A_i). \quad (1.11)$$

Очевидно, что для того, чтобы на выходе из активной зоны контрвихревое течение не имело остаточной закрутки, на входе в активную зону оно должно быть задано определенным образом. Таким, при котором на выходе из локальных завихрителей взаимодействующие коаксиальные противоположно закрученные потоки (слои) имели бы моменты количества движения, взаимно компенсирующие друг друга. То есть суммарный момент потоков одного направления вращения необходимо компенсировать равным ему суммарным моментом противоположного вращения. Тогда, полагая, что направление вращения определяется знаком момента, можно записать в виде равенства

$$\sum_{i=1}^n M_i = 0, \quad (1.12)$$

где n – число взаимодействующих потоков (слоев).

Однако, в процессе эксплуатации рассмотренных контрвихревых систем при регулировании расходов может сложиться ситуация, когда равенство (1.12) выполняться не будет. В этом случае происходит разбаланс моментов количества движения и на выходе получаем закрученный поток, который выходит в нижний бьеф в виде закрученной затопленной струи.

Слабо закрученный поток на выходе из камеры гашения контрвихревых водосбросных систем может возникать и при соблюдении равенства (1.12). Исследования показали, что в поперечном сечении камеры гашения, отстоящим от начального створа на расстоянии 12 радиусов ($12 R$) или шесть диаметров камеры гашения формируется слабозакрученный монопоток. Картины течения в указанном створе показаны на Рисунке 1.34.

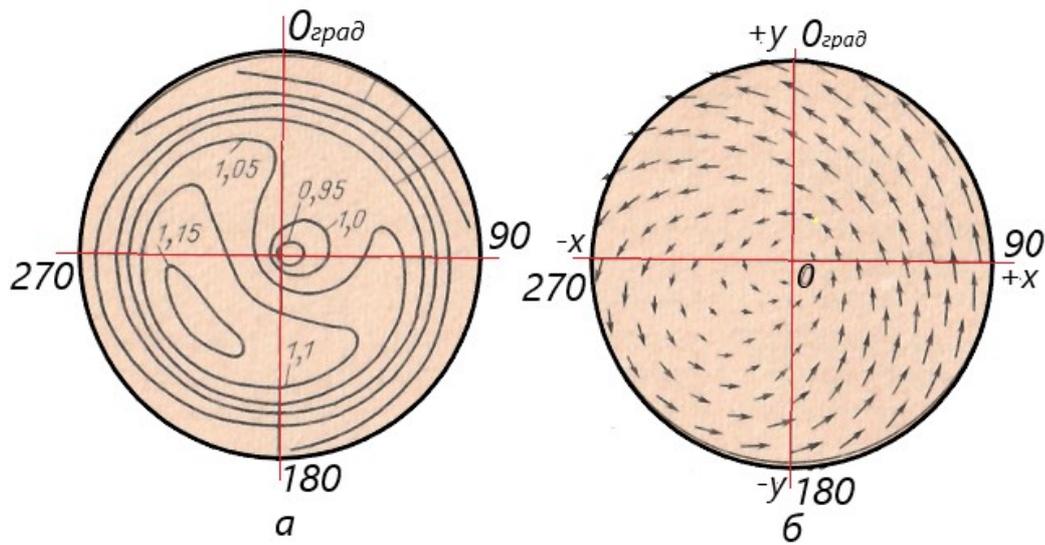


Рисунок 1.34 - Диаграммы контрвихревого течения в створе, отстоящем от начала взаимодействия на расстоянии 6 диаметров камеры гашения: а – изолинии аксиальных составляющих скоростей течения; б – векторное поле тангенциальных составляющих скоростей течения, отнесённые к средней расходной скорости течения V . Здесь $V = Q/\omega$, ω – площадь сечения [32]

Рассмотрение основных типов вихревых водосбросов показывает, что при работе таких конструкций сопряжение с нижним бьефом может происходить в виде затопленной циркуляционно-продольной струи, взаимодействующей с текущим массивом воды нижнего бьефа.

Выводы по главе 1

Развитие инженерной науки позволяет возводить сложные гидротехнические сооружения с высокими напорами, что влечет за собой ряд сложностей, которые необходимо решить для безопасной и безаварийной работы этих сооружений. Два самых критических явления — это кавитация и избыточная кинетическая энергия. Существуют разные способы решения этих проблем,

однако самыми целесообразными является борьба с этими явлениями внутри гидротехнического сооружения. Научные изыскания многих Авторов и расширяющаяся практика применения закрученных потоков в составе гидротехнического сооружения, уже позволяют использовать разного рода завихрители потока при проектировании ГТС, однако, выпуск слабозакрученного потока под уровень нижнего бьефа на начальном участке в $l \leq 5 \div 10d$, изучен слабо, а значит остается вызовом для современных исследователей.

1) Приведено обоснование проблематики научной работы.

2) Дан обзор сопряжений водосбросных систем с нижним бьефом

3) Дан обзор практики применения закрученных потоков в водосбросных системах гидроузлов.

4) Показано, что при использовании вихревых водосбросов возможно несколько вариантов гашения кинетической энергии, в том числе выход закрученного потока под уровень нижнего бьефа.

Глава 2. Закрученные затопленные турбулентные струи в безграничном пространстве, заполненном той же жидкостью

2.1. Закрученный поток в цилиндрическом водоводе

Основной трудностью задачи является возникновение в закрученной струе поля давлений, связанного с наличием центробежных сил. Все существующие до сих пор решения задачи, включая и упомянутые, относятся к случаю слабо закрученной ламинарной струи, т. е. струи, обладающей скоростями, расположенными в меридиональной плоскости. Известны решения для ламинарной струи, которые потом обобщаются для случая турбулентной струи.

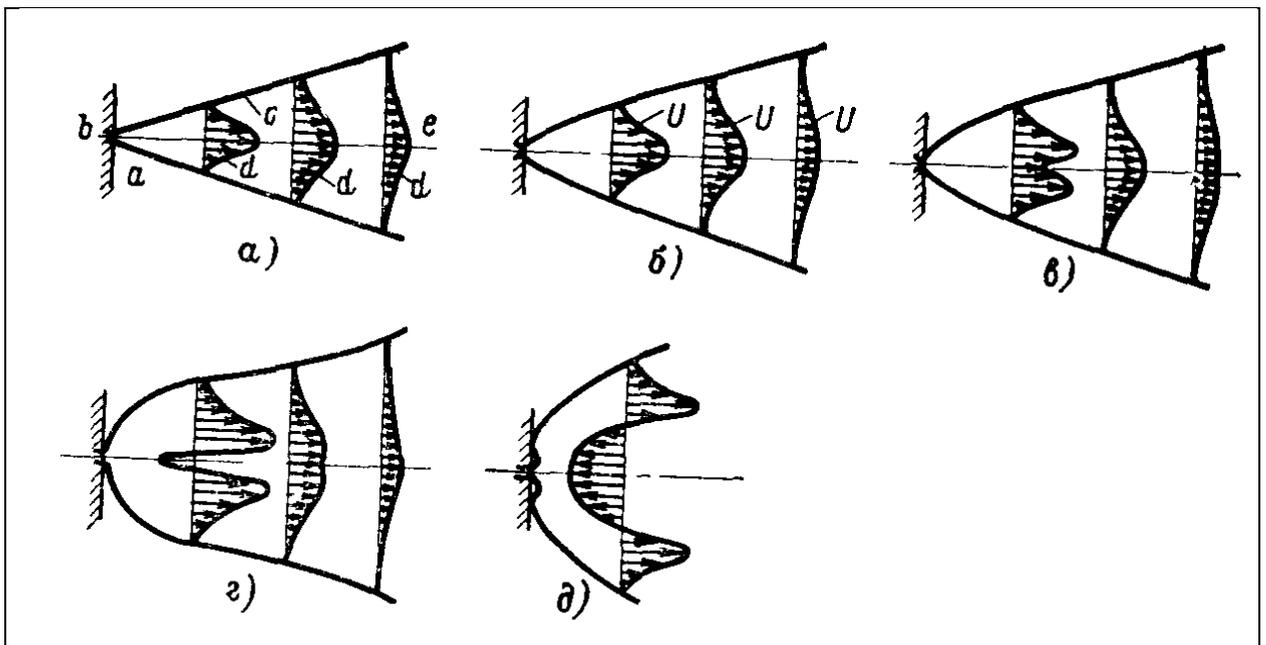


Рисунок 2.1 – Профиль скоростей свободных затопленных струй различной степени крутки. а – прямоточная струя, б – слабозакрученная струя, в – умеренно закрученная струя, г – сильнозакрученная сомкнутая струя, д – сильнозакрученная разомкнутая струя, а – стенка, б – отверстие в стенке, с – границы струи, d – профиль скорости на различных расстояниях от стенки, e – ось струи U – аксиальная скорость [71]

Ниже приведено теоретическое решение задачи о распространении осесимметричной закрученной ламинарной и турбулентной струй в безграничном пространстве, затопленной той же жидкостью.

Система дифференциальных уравнений для слабо закрученной струи, где за слабо закрученные струи принимаются струи, характеризуемые параметром закрутки $\chi_* \leq 0,5$ или $\Pi < 0,35$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\omega^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) \\ u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{v\omega}{r} &= v \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\omega}{r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

здесь x – продольное расстояние от источника струи; u – продольная составляющая скорости; v – радиальная составляющая скорости; ω – окружная составляющая скорости; p – разность между давлением в данной точке струи и давлением вне её; r – расстояние от оси струи $\rho = \text{const}$.

Интегрирование этой системы производится на основе разложения в ряд по убывающим отрицательным степеням искомым величин (компоненты скорости, давление) с использованием констант, полученных опытным путем. Получаемое решение имеет вид:

$$\psi = v \left[\frac{\alpha^2 \eta^2}{1+1/4\alpha^2 \eta^2} x - \beta \frac{1/4\alpha^2 \eta^2 (1-1/4\alpha^2 \eta^2)}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^2} \right] \quad (2.2)$$

$$u = \frac{2\alpha^2}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^2} \frac{1}{x^2} - \frac{1}{2} \beta \alpha^2 \frac{1-3/4\alpha^2 \eta^2}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^3} \frac{1}{x^2} \quad (2.3)$$

$$V = \sqrt{v} \left[\frac{\alpha^2 \eta^2 (1-1/4\alpha^2 \eta^2)}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^2} \frac{1}{x} - \frac{1}{2} \beta \alpha^2 \frac{\eta(1-3/4\alpha^2 \eta^2)}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^3} \frac{1}{x^2} \right] \quad (2.4)$$

$$w = \rho g \frac{\alpha \eta}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^2} \frac{1}{x^2} \quad (2.5)$$

$$p = \frac{2}{3} (\rho g)^2 \frac{1}{(1+1/4\alpha^2 \eta^2)^2} \frac{1}{x^4} \quad (2.6)$$

Секундный массовый расход будет в том же приближении равен

$$M = 2\pi \mu (4x + \beta) \quad (2.7)$$

Величины α , β и ρ являются характерными постоянными струи, которые должны быть наперед заданы или выражены через суммарные характеристики струи:

$$\eta = \frac{r}{x\sqrt{v}}; \quad \alpha = \sqrt{\frac{3K_0}{16\pi\mu}}; \quad \gamma = \frac{3\sqrt{3}}{64\pi\sqrt{\pi}} \frac{L_0\sqrt{\rho K_0}}{\mu^2}. \quad (2.8)$$

здесь K_0 и L_0 – импульс струи и момент количества движения струи соответственно. Эти постоянные вместе с физическими константами ρ и μ служат основными количественными характеристиками струи вдали от её источника.

Приведенное выше решение позволяет сделать заключение о некоторых общих закономерностях распространения слабо закрученных струй [22, 23]:

- быстрое убывание закрутки при удалении от источника;
- продольная и поперечная скорости в струе убывают обратно пропорционально первой степени расстояния от источника;
- скорость закрутки убывает обратно пропорционально квадрату того же расстояния;
- слабо закрученные струи в достаточном удалении от начального участка ведут себя как незакрученные;
- слабая закрутка не влияет на меридиональную часть течения в струе;
- разность между давлениями внутри струи и вне её имеет место лишь при наличии закрутки и быстро убывает с удалением от источника струи по закону обратной пропорциональности четвертой степени расстояния от источника;
- приведенные зависимости позволяют определить размеры струи, компоненты скорости и давление в струе.

Система дифференциальных уравнений для турбулентной закрученной струи:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial r} \overline{u'v'} - \frac{\overline{u'v'}}{r}$$

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{v\omega}{r} = -\frac{\partial}{\partial r} \overline{v'w'} - 2 \frac{\overline{v'w'}}{r}$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho w^2}{r} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial r} = 0, \quad .$$

В (2.9) те же обозначения, что и в случае ламинарного слабо закрученного движения, u', v', w' - пульсационные добавки скоростей. Также в этой системе опущены члены, выражающие влияние обычной молекулярной вязкости, и пренебрежено влиянием нормальных компонент тензора турбулентных напряжений на давление. Особое значение для рассматриваемой задачи имеют касательные турбулентные напряжения:

$$\tau_{rx} = -\rho \overline{u'v'} = A \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \tau_{r0} = -\rho \overline{v'w'} = A \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right) \quad (2.10)$$

$$A = \rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \approx \rho c b^2 \frac{2u_m}{b} \approx 2c^2 \rho b u_m \quad (2.11)$$

здесь A – коэффициент «турбулентной вязкости», u_m – максимальная скорость на оси потока, c – некоторая безразмерная константа, зависящая от интенсивности турбулентности, b – ширина струи.

Принимая за основной поток незакрученную струю, а изменения, вносимые закруткой, как незначительные возмущения, Л.Г. Лойцянский принимает гипотезу постоянства коэффициента турбулентного обмена (вязкости) A . Специально поставленные Дубовым В.С. [72] опыты показали, что предлагаемая теория слабо закрученной струи хорошо соответствует действительности. Это решение удовлетворительно согласуется с опытными данными [11] начиная с сечения струи, отстоящего от ее начала на расстоянии ($l > 10d$), но не дает достаточно удовлетворительных результатов для начального участка струи, который представляет наибольший интерес взаимодействия струи с руслом водотока. Кроме того, решение не учитывает в достаточной мере конечность начального диаметра струи. Все это необходимо для оценивания ситуации динамического воздействия при сопряжении струи с нижним бьефом, а также для оценки взаимодействий с дном русла. Для этого необходимо иметь гидравлические характеристики струи именно на этом начальном участке.

Остаточная закрутка на выходе из водовода достаточно мала и равна значениям $\Pi = 0,1 \div 0,35$, следовательно, выпускаемую струю можно характеризовать как слабо закрученную, а для таких струй имеется теоретическое определение параметров [22, 24].

Измерение интенсивности закрутки потока производится с использованием параметров закрутки $\Pi = \tau_u / \tau$ или коэффициент Хигера-Бэра $Sn = M / IR$, где τ_u , τ – касательные напряжения поверхностного трения и его тангенциальная компонента, M – осевая составляющая потока момента количества движения, I – осевая составляющая потока полного количества движения, R – радиус водовода. Связь между этими параметрами (для автомодельной области $lg Re \geq 5,8$, Рисунок 2.2).



Рисунок 2.2. – Взаимосвязь параметров закрутки $\Pi = f(Sn)$

В данной работе рассматривается распространение избыточного давления $p_{изб}$ в поперечном сечении продольно-циркуляционного течения водовода. Согласно данным, полученным экспериментально в работе [40], на избыточное давление влияет степень закрутки потока Π , оно также

постоянно увеличивается вдоль радиуса, достигая своего максимального значения на стенке водовода (Рисунок 2.3).

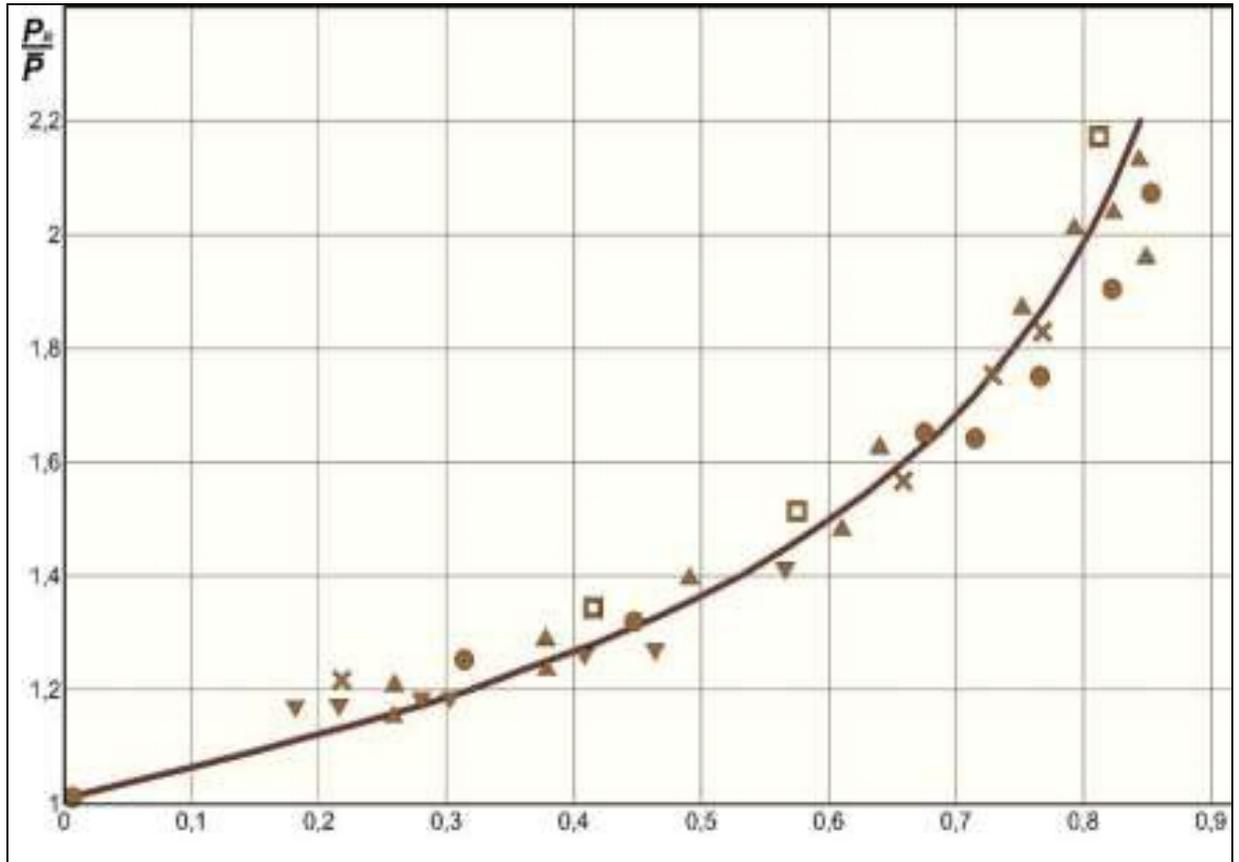


Рисунок 2.3. – Относительное давление на внутренней стенке водовода
 $\Pi = f(PR/P)$

Для прямолинейного течения давление, которое измеряется в горизонтальной плоскости сечения, является постоянным. Такое рассредоточение давления уменьшает возможность возникновения кавитации.

Другая величина, которая может оказывать влияние на параметр кавитации $K_{\text{кав}}$ является характерная скорость на высоте обтекаемого выступа $V_{\text{хар}}$, которую можно обозначить в виде абсолютной скорости у стенки водовода V_R [40]

$$V_R = V_{\text{хар}} = \sqrt{V_u^2 + V_m^2} \quad (2.12)$$

здесь V_u – тангенциальная составляющая скорости потока у стенки на высоте выступа, V_m – осевая составляющая скорости. Параметр V_u , а следовательно, V_R и $V_{\text{хар}}$ уменьшаются вдоль оси водовода в силу постоянного уменьшения

закрутки, увеличивая параметр $K_{\text{кав}}$ и делая невозможным появление кавитационной эрозии.

В основе расчетов лежит параметр закрутки Π на выходе из отводящего тракта, с помощью которого возможно найти профили осевой и окружной скорости в начальном сечении струи, без которых невозможно определение граничных условий. Осевая скорость в водотоке или в начальном сечении закладывается в пределах $V=20\div 25$ м/сек, по условиям работы вихревого водоброса, подсчитанная на выходе из отводящего водовода. Значения осевой и окружной скорости в начале струи принимаются те же, что и на выходе из отводящего водовода. Давление (в горизонтальной плоскости) в результате закрутки убывает по радиусу от периферии к оси канала, как в водотоке, так и в струе.

Задача гидравлических расчетов закрученной струи, выпускаемой под уровень НБ, является достаточно сложной. Разработанные теоретические решения дают приближенные результаты, но распространяются с определенного расстояния от выхода потока из водовода в НБ (обычно $10\div 12$ диаметров канала), однако для расчета гидравлических условий при сопряжении струи с НБ, а также для оценки ситуации в русле реки, требуется наличие гидравлических характеристик струи именно на начальном участке длиной $10\div 12$ диаметра канала [38, 40, 73].

Оценка динамических условий на выходе из водовода является важной характеристикой при истечении под уровень. Как и отмечалось ранее, в рассматриваемых нами случаях в конце водовода поток имеет уже остаточную закрутку ($\Pi < 0,35$), которая играет положительную роль в борьбе с кавитацией, повышая местное давление на стенке водовода. Но при выпуске закрученной струи под уровень НБ есть опасность повышенных динамических нагрузок из-за потери стабильности осесимметричности закрученного потока.

Эксперимент, проведенный на кафедре ГиГС РУДН Животовским Б.А. [40], подтвердил, что при критическом низком уровне затухания закрутки

спиральный вихрь терял стабильность и начинал закручиваться вместе с потоком, далее распадаясь на отдельные вихревые образования. Очевидно, что это происходит при определенных характеристиках потока. Было предположение, что это состояние потока может интегрально зависеть от параметра закрутки Π и числа Рейнольдса. Для проверки гипотезы был снова проведен эксперимент при разной начальной закрутке и для ряда чисел Рейнольдса Re от $1,1 \times 10^4$ до $4,24 \times 10^5$ при двух диаметрах водовода. Как результат, были описаны границы форм движения закрученного потока, а именно: 1) потеря устойчивости прямолинейного вихря и его переход к спиральному вихрю и 2) распад спирального вихря на отдельные вихревые образования. Переход прямолинейного вихря к спиральному происходит при определенных критических значениях параметра закрутки потока Π и не зависит от числа Рейнольдса; переход от одной формы к другой совершается при значении $\Pi=0,55$, а разделение спирального вихря – при $\Pi=0,26$.

Распад вихря может случиться в водоводе, струе, и даже после выхода из трубы в реке. В работе [9] рассматривается разделение вихря. За ключевую характеристику закрутки при распаде вихревого жгута принимается параметр $S_{кр}$.

$$S_{кр} = \frac{2V_{\theta}}{V_x} \quad (2.13)$$

здесь V_{θ} – тангенциальная скорость на входе в струю на радиусе входа $R/2$; V_x – осевая скорость на оси на входе в трубу.

Используя источник [38], для критических характеристик параметра $S_{кр}$, обуславливающего состояние и распад вихря, была установлена взаимосвязь между параметром $S_{кр}$ и другими характеристиками закрутки струи (таблица 2.1).

Таблица 2.1 – Взаимосвязь параметра S , Π , R_0

$S_{кр}$	$tg\theta$ (α)	Π	R_o	$1/R_o$
1,33	0,66	0,55	0,7	1,43

1,08	0,54	0,54	0,69	1,45
0,92	0,46	0,4	0,32	3,12
0,68	0,34	0,32	0,31	3,23
0,33	0,165	0,16	0,16	6,25

В работе [74] показано, что наибольшие пульсации давления на стенке водовода происходят при параметре закрутки $\Pi > 0,65 \div 0,7$, которая возникает при установке лопаток вихревого затвора на угол $\beta > 30^\circ \div 35^\circ$. Так как параметр закрутки уменьшается по длине отводящего тракта, то ожидать возникновения интенсивных нагрузок на выходе не следует.

В экспериментах Б.А. Животовского [38,40] поток с остаточной закруткой потока ($\Pi \leq 0,4$) не оказывал динамическое воздействие на выходе, условия были достаточно спокойны. При гидравлическом моделировании вихревого водосброса, выполненного в уменьшенных масштабах 1:60 и 1:120 для условий гидроузла Тери в Индии были проведены эксперименты с затопленным выходом отводящего туннеля подковообразной формы. Как показали исследования [15, 41], работа в эксплуатационных режимах с водовоздушной подушкой в шахте приводит к изменению процесса воздухозахвата в шахте, который, в свою очередь, оказывает влияние на условие работы отводящего туннеля и на основные кинематические параметры потока. Затопленный режим работы водосброса приводит к изменению кинематических характеристик потока, модифицируя геометрические характеристики закрученного потока жидкости (диаметр ядра, толщину водяного кольца) из-за увеличенного давления в центре закрученного потока.

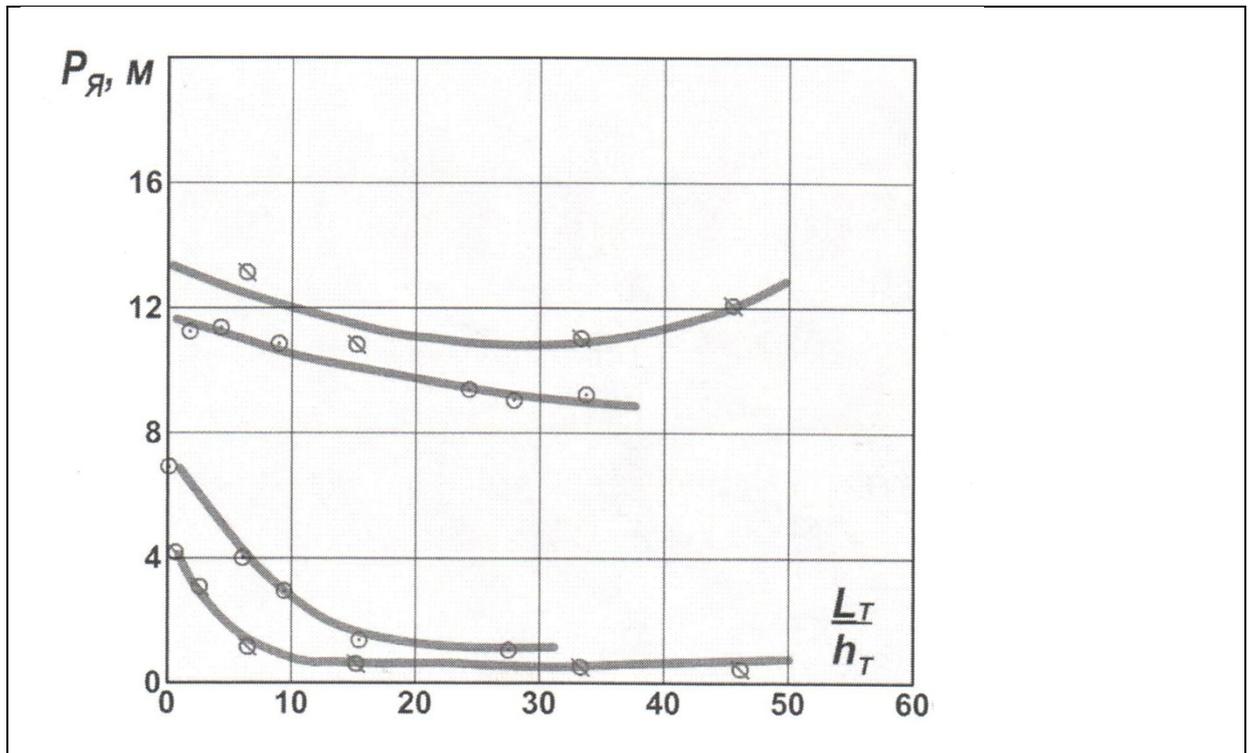


Рисунок 2.4 – Распределение давления в ядре по длине туннеля в зависимости от затопления нижнего бьефа при расчетном расходе

Стоит отметить, что при затоплении выхода увеличиваются давления на стенки туннеля, что уменьшает возможность возникновения кавитации за шероховатостью бетонной обделки.

Для работы шахтного вихревого водосброса в постоянном режиме с азированием в шахте и обеспечением нормальных условий работы водосброса, необходимо соединять вихревой жгут с атмосферой, а также обеспечить отвод воздуха в конце туннеля.

Необходимо отметить следующие достоинства вихревого шахтного водосброса:

- позволяет разместить гидроузел в стесненных горных условиях путем использования строительных туннелей в качестве отводящих водоводов, переоборудованных под вихревые водосбросы;

- существенно уменьшить уровень вибрации скального массива за счет постепенного гашения энергии потока по длине отводящего тракта.

Доказательством возможности применения вихревых водосбросов в

плотинах с высоким напором является построенный гидроузел Тери (Индия) с действующим напором $H=220\text{м}$ [75, 76]. На рисунке 2.4 представлена схема сооружения с закруткой потока – вихревого водосброса (гидроузел Тери, Индия).

2.2. Сопряжение вихревого водосброса с нижним бьефом путем выпуска струи под уровень воды

При сопряжении вихревого водосброса с нижним бьефом путем выпуска струи под уровень свободной поверхности необходимо знать, как изменяются гидравлические характеристики струи, т. к. эти изменения должны учитываться при проектировании комплекса сооружений нижнего бьефа.

В начальном сечении струя обладает закруткой, равной остаточной закрутке на выходе из отводящего водотока вихревого водосброса. Интенсивность закрутки оценивается: в отводящем водоводе – интегральным параметром закрутки Π или параметром χ_* , а в струе – параметрами закрутки χ или χ_* [1÷5].

$$\Pi = \frac{\tau_u}{\tau} = \frac{W_R}{V_R} = \sin \alpha, \quad (2.14)$$

$$\chi = \frac{L_0}{J_0 r_0}. \quad (2.15)$$

$$\chi_* = \frac{L_0}{J_{0u} r_0}. \quad (2.16)$$

$$J_{0u} = 2\pi \int \rho U^2 r dr. \quad (2.17)$$

здесь τ , τ_u – полное касательное напряжение на стенке отводящего водотока и его тангенциальная составляющая;

L_0 , J_0 – поток момента количества движения относительно продольной оси и поток полного количества движения;

J_{0u} – поток количества движения;

r_0 – радиус отводящего водовода на выходе или радиус начального сечения струи;

W_R, V_R – окружная и полная скорость у стенки отводящего водовода на выходе или в начальном сечении струи;

α_R – угол скоса потока у стенки в выходном сечении отводящего водовода.

Остаточная закрутка на выходе из вихревого водосброса обычно невелика и составляет $\Pi=0,1\div 0,35$ (соответствует $\chi_*=0,05\div 0,25$); что позволяет отнести выпускаемую струю к классу слабо закрученных струй, по которым имеется теоретическое решение.

Заметим, что к классу слабо закрученных относят струи, характеризующиеся параметром закрутки $\chi_* \leq 0,5$ [9, 10, 27].

Для установления связи между параметрами закрутки χ_* и Π на выходе из отводящего цилиндрического водовода, используются опытные данные [11]. Расчеты по определению этой связи представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 - Определение зависимости $\chi_*=f(\Pi)$

χ_*	по формуле $tg\alpha_R = 1.13 \chi_*^{0.82}$			по формуле $tg\alpha = 1.18 \chi_*^{0.76}$		
	$tg\alpha_R$	α_R^0	$\Pi=\sin\alpha_R$	$tg\alpha_R$	α_R^0	$\Pi=\sin\alpha_R$
0.46	0.59	30.7	0.51	0.65	33.0	0.54
0.37	0.5	26.7	0.45	0.47	25.2	0.43
0.29	0.4	22.0	0.38	0.39	21	0.36
0.23	0.34	18.9	0.32	0.33	18.3	0.31
0.17	0.25	14.5	0.25	0.3	16.7	0.28
0.15	0.24	13.4	0.23	0.28	15.6	0.27
0.1	0.17	9.7	0.17	0.20	11.6	0.20
0.08	0.14	8.1	0.14	0.17	9.8	0.17
0.05	0.1	5.5	0.10			

По значению параметра Π на выходе из отводящего водовода можно определить профили осевой и окружной скоростей в начальном сечении струи, которые необходимы для задания граничных условий.

Уточним условия на выходе из отводящего водовода в начальном сечении затопленной струи. Продольная средняя скорость U_0 в отводящем водоводе или в начальном сечении струи принимается по условиям работы вихревого водосброса в пределах $U_0=20\div 25$ м/сек, подсчитанная по площади поперечного сечения на выходе из отводящего водовода. Профили продольной и окружной скоростей в начале струи остаются теми же, что и на выходе из отводящего водовода. Давление (в горизонтальной плоскости) вследствие закрутки уменьшается по радиусу от периферии к оси как в водоводе, так и в струе, за пределами которой давление постоянно.

Область струи в затопленном пространстве рассматривается как пограничный слой в виде закрученного турбулентного течения, к которому применяются основные положения теории пограничного слоя.

При компоновке вихревого водосброса в составе гидроузла с выпуском струи под уровень могут встретиться следующие основные схемы, классифицируемые по условиям выпуска струи (Рисунок 2.6).

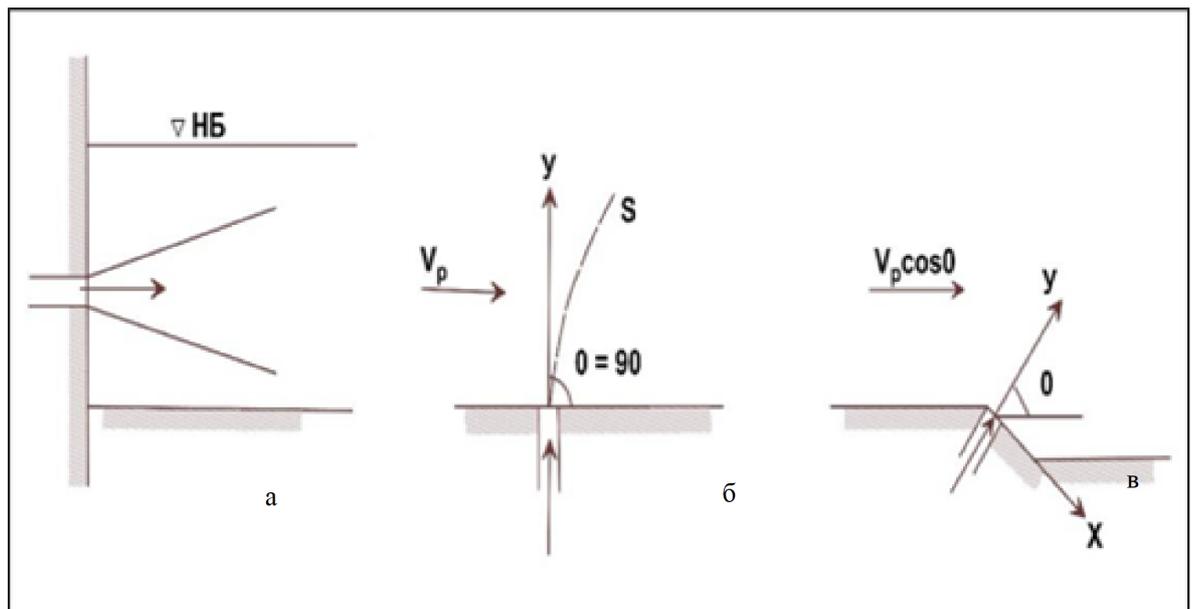


Рисунок 2.6 – Схемы выпуска струи

Схема I. Струя выпускается под уровень нижнего бьефа. Струя может рассматриваться как затопленная в неподвижном пространстве (Рисунок 2.6, а).

Схема II. Струя выпускается под уровень нижнего бьефа со скоростью, соответствующей скорости потока в НБ, направление которых совпадают. Струя в этой схеме может рассматриваться как струя в спутном потоке (Рисунок 2.6, а).

Схема III. Струя выпускается под уровень нижнего бьефа, а направление течения перпендикулярно направлению выпускаемой струи. Струя в этой схеме может рассматриваться как струя в сносящем потоке (Рисунок 2.6, б).

Схема IV. Струя выпускается под уровень нижнего бьефа, направление скорости составляет с направлением оси струи некоторый угол $0 < \theta < 90^\circ$. Струя в этой схеме рассматривается, так же, как и в предыдущем случае, как струя в сносящем потоке (Рисунок 2.5, в).

Заметим, что задача расчета гидравлических характеристик закрученной струи, выпускаемой под уровень нижнего бьефа, являясь достаточно сложной, кроме того, существенно зависит от схемы сопряжения выпускаемой струи с речным потоком. В каждом случае особенности схемы сопряжения требуют своего индивидуального подхода к решению задачи.

Базовым решением при этом является решение для слабо закрученной струи в неподвижном пространстве, затопленном той же жидкостью.

Для данной схемы сопряжения можно использовать имеющиеся теоретические разработки по закрученной струе, распространяющейся в неподвижном пространстве, заполненном той же жидкостью [9, 10, 27, 63]. С помощью теоретического решения можно определить скорость вдоль струи и в поперечных сечениях, и давление, а также геометрические размеры струи.

Однако, это решение, как указывается самими авторами [10, 27] дает приемлемые результаты начиная с сечений, отстоящих от начального на $\ell/d > 10$ (ℓ – расстояние от начального сечения). На начальном участке ($\ell/d \leq 10$) решение дает недостаточно приемлемые значения осевой скорости U_{max}/U'_{max} , расчет, который по теоретической формуле (2.18) представлен в таблице 2.3.

$$\frac{U_{max}}{U'_{max}=1-\frac{1}{16\sqrt{\pi}\sigma\ell}d}. \quad (2.18)$$

здесь U_{max} , U'_{max} – максимальные скорости на оси соответственно с учетом конечного диаметра d струи в ее начальном сечении и при $d = 0$, σ – опытный коэффициент, равный $\sigma = 0,021$.

Таблица 2.3 - Изменение максимальной скорости на оси струи

№ сечения	d/ℓ	ℓ/d	U_{max}/U'_{max}
0	∞	0	$-\infty$
1	0.6	1.67	0
2	0.18	5.6	0.7
3	0.1	10	0.84
4	0	∞	1.0

По данным таблицы 2.3 построен график изменения величины U_{max}/U'_{max} (Рисунок 2.7), из которого видно, что в начальном сечении струи продольная скорость на оси отрицательна, а на удалении $\ell/d=1,67$ – равна нулю, что не соответствует действительности. Затем скорость увеличивается и начинает приближаться к экспериментальным значениям в сечениях, отстоящих от начального на расстоянии $\ell/d \geq 10 \div 15$.

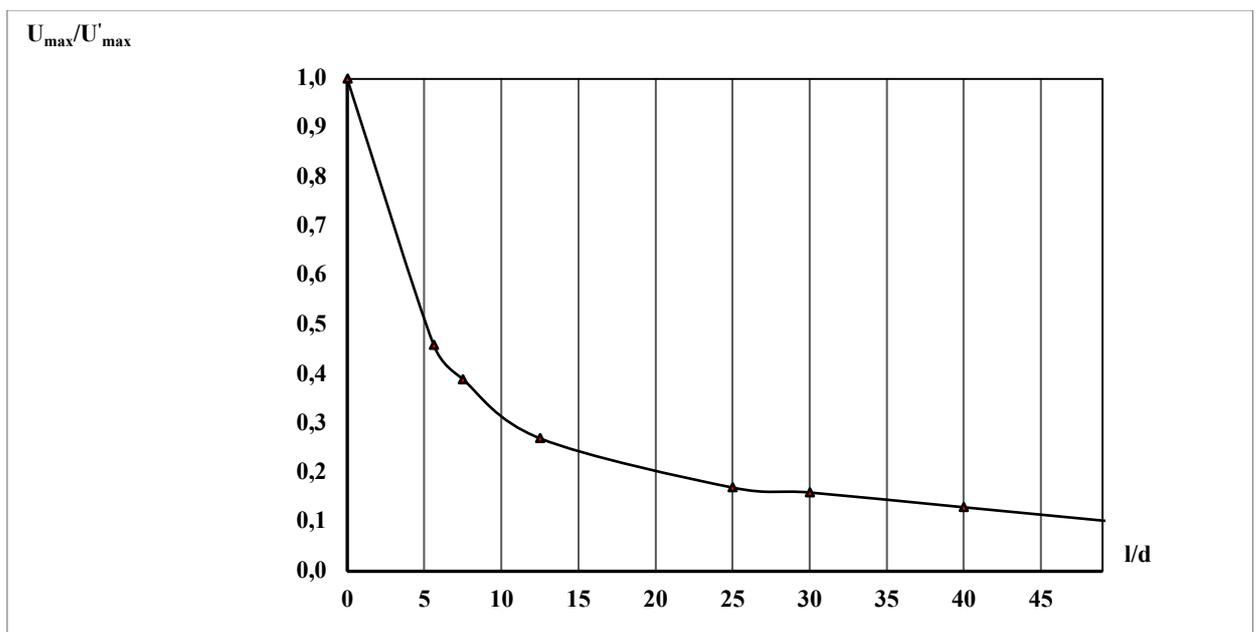


Рисунок. 2.7 – График изменения величины U_{max}/U'_{max}

На рисунке 2.7 нанесена кривая $U_{max}/U_0(\ell/d)$, характеризующая фактическое изменение продольной скорости на оси. Сравнение приведенных результатов свидетельствует о том, что теоретический расчет не позволяет получить требуемых результатов, на начальном участке струи. Между тем, струя взаимодействует с руслом водотока именно в пределах этого участка $\ell/d < 10 \div 15$, который представляет наибольший интерес для расчета сопряжения с нижним бьефом (натурная длина этого участка значительна и составляет $100 \div 150$ м, так как обладает за счет остаточной закрутки большей диссипацией чем поток в нижнем бьефе).

К тому же для реализации теоретического решения необходимо иметь константы, получаемые из эксперимента, применительно к условиям задачи, которые могут изменяться в широких пределах.

Заметим также, что теоретическое решение не позволяет в достаточной мере учесть конечный размер струи в начальном сечении и начальный расход, поступающий через это сечение. Теория исходит из положения, согласно которому диаметр отверстия, из которого истекает струя, бесконечно мал, а начальный расход $Q_0=0$ (считается, что расход поступает из внешнего пространства через внешние границы струи благодаря эжекции). Между тем начальный диаметр струи в сооружениях может достигать значительных размеров $d=10 \div 12$ м, а начальный объемный расход $Q_0=2000 \div 2200$ м³/с, что безусловно подлежит учету.

В этих условиях приходится искать приближенные решения применительно к условиям рассматриваемых вихревых водосбросов.

Теоретически установлено, что в затопленной осесимметричной струе поток полного количества движения J_0 и поток момента количества движения L_0 через поперечное сечение струи есть величины постоянные вдоль всей струи.

$$J_0 = 2\pi \int (p + \rho U^2) r dr = const, \quad (2.19)$$

$$L_0 = 2\pi \rho \int r^2 UW \cdot dr = const. \quad (2.20)$$

Уточним, что постоянная J_0 представляет проекцию на ось струи главного вектора количества движения, переносимого в единицу времени через сечение

струи, бесконечно удаленное от ее источника, где $p \rightarrow 0$ [9]. Здесь p – разность давлений в точке струи и давления вне струи (при $x \rightarrow \infty p \rightarrow 0$ [27]).

Из сопоставления формул (2.15, 2.16) с формулами (2.17, 2.19, 2.20) следует, что параметры закрутки χ , χ^* также постоянны вдоль струи.

Исследованиями ряда авторов [64, 77] показано, что параметры Π , χ^* для закрученного потока в цилиндрических водоводах однозначно характеризуют кинематическую структуру потока и играют роль критерия подобия. По аналогии можно считать, что две струи, имеющие одинаковую интенсивность закрутки $\chi = idem$, $\chi^* = idem$ будут подобны.

Для анализа закономерностей изменения параметров закрученной струи применительно к вихревым водосбросам нами использованы экспериментальные данные [10, 27]. Эксперимент проводился на воздухе. Интенсивность начальной закрутки в этом эксперименте составила по данным авторов [10, 27] $\chi = 0,52$.

Заметим, что интенсивность закрутки, подсчитанная по эюрам скорости эксперимента [10, 27] с использованием формулы $\chi = \frac{L_0}{J_0 r_0 / 2}$, принятая в нашей работе, совпала указанным значением $\chi = 0,52$ (таблица 2.4).

Это лишний раз подтверждает, что используемый эксперимент относится к классу слабо закрученных струй.

Интенсивность закрутки χ^* в начальном сечении струи приравняется к остаточной закрутке в конце отводящего водовода. Для условий данного эксперимента выполнены расчеты (таблица 2.4) по определению параметров закрученной струи.

Из таблиц видно, что величины L_0 , $J_{0ст.}$, χ^* постоянны вдоль струи, а расход по длине струи увеличивается (за счет эжекции).

Таблица 2.4 - Определение величин J_{0U} , L_0 , Q

r ,	r	Δr ,	U ,	W ,	U^2	$\frac{\Delta J_{0U}}$	ΔQ	$\Delta L_0/\rho$	при-
м	$/r_0$	м	м/с	м/с	10^3	ρ	10^{-2} м ³ /с	10^{-3}	меч.
					м ² /с ²				

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Сечение 1 ($\ell=0.09\text{м}$, $\ell/d=5.6$)									
0.0038	0.1	0.0038	73	3.0	5.33	0.48	0.65	0.08	
0.0076	0.2	0.0038	72	8	5.18	0.94	1.31	0.79	
0.0114	0.3	0.0038	66	11	4.36	1.19	1.8	2.25	
0.0152	0.4	0.0038	48	12.5	3.03	1.1	1.7	3.9	
0.0228	0.5	0.0038	37	12.5	1.6	0.73	1.68	3.99	
0.0228	0.6	0.0038	31	10	0.9	0.49	1.67	3.8	
0.0266	0.7	0.0038	26	9	0.4	0.24	1.65	3.95	
0.0304	0.8	0.0038	13	7	0.17	0.11	0.94	2.0	
0.0342	0.9	0.0038	8	6	0.06	0.05	0.65	1.3	
0.038	1.0	0.0038	1	3	0.016	0.02	0.1	0.05	
$\Sigma =$						5.35	$12.2 \times 10^{-2} =$ 0.12	21.5	
$\chi_* = \frac{21.5 \times 10^{-3}}{5.35 \times 0.008} = 0.52$									
$r,$ м	$r /$ r_0	$\Delta r,$ м	$U,$ м/с	$W,$ м/с	U^2 10^3 $\text{м}^2/\text{с}^2$	$\frac{\Delta J_{0U}}{\rho}$	ΔQ $10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}$	$\Delta L_0 / \rho$ 10^{-3}	при- меч.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Сечение 2 ($\ell=0.12\text{м}$, $\ell/d=7.5$)									
0.0052	0.1	0.0052	60	4	3.6	0.61	1.02	0.21	
0.0104	0.2	0.0052	58	5	3.36	1.14	1.97	1.02	
0.0156	0.3	0.0052	48	8	2.3	1.17	2.45	3.05	
0.0208	0.4	0.0052	35	8.3	1.22	0.83	2.38	4.1	
0.026	0.5	0.0052	27	8	0.73	0.62	2.29	4.77	
0.0312	0.6	0.0052	19	6	0.36	0.36	1.94	3.62	
0.0364	0.7	0.0052	12	4.8	0.14	0.16	1.43	2.49	
0.0416	0.8	0.0052	8	3.5	0.064	0.09	1.09	1.58	
0.0463	0.9	0.0052	6	2.0	0.036	0.05	0.9	1.07	
0.052	1.0	0.0052	4	1.5	0.016	0.03	0.08	0.71	
$\Sigma =$						5.09	16.15×10^{-2} $= 0.16$	22.6	
$\chi_* = \frac{22.6 \times 10^{-3}}{5.09 \times 0.008} = 0.56$									

Сечение 3 ($\ell=0.2$ м, $\ell/d=12.5$)									
0.007	0.1	0.007	42	2	1.76	0.54	1.29	0.18	
0.014	0.2	0.007	39	2.8	1.52	0.94	2.4	0.94	
0.021	0.3	0.007	34	3.3	1.116	1.07	3.1	2.17	
0.028	0.4	0.007	28	3.9	0.78	0.96	3.45	3.66	
0.035	0.5	0.007	22	3.8	0.48	0.74	3.39	4.50	
0.042	0.6	0.007	15	3.5	0.22	0.41	2.78	4.07	
0.049	0.7	0.007	9	3.0	0.08	0.17	1.94	2.85	
0.056	0.8	0.007	7	2.5	0.05	0.12	1.72	2.41	
0.063	0.9	0.007	6	1.5	0.04	0.11	1.66	1.57	
0.07	1.0	0.007	4	1.0	0.02	0.06	1.23	0.86	
$\Sigma =$					5.12	22.96×10^{-2} $= 0.23$		23.2	
$\chi_* = \frac{23 \times 10^{-3}}{5.12 \times 0.008} = 0.56$									
Сечение 4 ($\ell=0.3$ м, $\ell/d=18.7$)									
0.009	0.1	0.009	30	0.6	0.9	0.45	1.5	0.08	
0.018	0.2	0.009	28	1.1	0.78	0.86	2.8	0.6	
0.027	0.3	0.009	26	1.6	0.68	1.04	4.0	1.7	
0.036	0.4	0.009	23	1.8	0.53	1.08	4.7	3.03	
0.045	0.5	0.009	20	0.8	0.4	1.02	5.1	4.1	
0.054	0.6	0.009	16	1.75	0.26	0.79	4.9	4.6	
0.063	0.7	0.009	13	1.5	0.17	0.6	4.6	4.23	
0.072	0.8	0.009	11	1.3	0.12	0.49	4.4	4.2	
0.081	0.9	0.009	4	0.95	0.02	0.09	1.8	1.4	
0.09	1.0	0.009	1	0.2	0.01	0.05	0.5	0.1	
$\Sigma =$					6.47	$34.3 \times 10^{-2} =$ 0.34		24	
$\chi_* = \frac{24 \times 10^{-3}}{6.47 \times 0.008} = 0.46$									

Продолжение таблицы 2.4

$r,$ м	r/r_0	$\Delta r,$ м	$U,$ м/с	$W,$ м/с	U^2 10^3 $\text{м}^2/\text{с}^2$	$\frac{\Delta J_{0U}}{\rho}$	ΔQ 10^{-2} $\text{м}^3/\text{с}$	$\Delta L_0 / \rho$ 10^{-3}	при- меч.
-----------	---------	------------------	-------------	-------------	--	------------------------------	--	----------------------------------	--------------

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Сечение 5 ($\ell=0.4\text{м}$, $\ell/d=25$)									
0.0115	0.1	0.0115	26	0.4	0.68	0.57	2.1	0.1	
0.023	0.2	0.0115	24	0.65	0.58	0.96	3.9	0.6	
0.0345	0.3	0.0115	22	0.95	0.48	1.19	5.5	1.8	
0.046	0.4	0.0115	18	1.05	0.29	0.97	5.9	2.89	
0.0575	0.5	0.0115	15	1.05	0.23	0.96	6.2	3.76	
0.069	0.6	0.0115	10	1.05	0.1	0.30	5.0	3.61	
0.0805	0.7	0.0115	6	0.95	0.04	0.23	3.45	2.67	
0.092	0.8	0.0115	5	0.9	0.025	0.17	3.3	2.74	
0.1035	0.9	0.0115	3	0.6	0.01	0.07	2.2	1.39	
0.115	1.0	0.0115	1	0.1	-	0.1	0.8	0.1	
$\Sigma=$						5.62	38.4×10^{-2}	19.66	
								$^2 = 0.38$	
							$\chi_* = \frac{19.7 \times 10^{-3}}{5,62 \cdot 0.008} = 0.45$		

Параметры струи в начальном сечении определяются полем скоростей и остаточной закруткой потока Π на выходе из отводящего водовода вихревого водосброса.

Значение Π обычно принимается равным $\Pi \leq 0,35$ из условия работы вихревого водосброса. При указанной интенсивности закрутки продольная скорость на выходе из отводящего водовода или в начальном сечении струи близка к постоянной по сечению, а окружная скорость изменяется вдоль радиуса по закону, близкому закону вращения твердого тела [11, 77, 78] (при $\Pi < 0,2$) или по параболическому закону (при $0,25 \leq \Pi \leq 0,35$),

Таким образом, в начальном сечении струи можно принять

$$U_0 = \text{const}, \quad (2.21)$$

а окружную скорость W – в зависимости от указанных выше значений Π , что близко к фактическому распределению скорости.

Найдем выражение для потока полного количества движения J_0 (формула 2.19) при принятых предпосылках:

$$J_0 = 2\pi \int r(p + \rho U^2) dr = 2\pi \int pr dr + 2\pi\rho \int rU^2 dr.$$

Подчеркнем, что под p понимается разность давления в точке струи и давления вне струи. При $x \rightarrow \infty$ $p \rightarrow 0$ [27].

Обозначим

$$J_{op} = 2\pi \int pr dr \quad (2.22)$$

$$J_{ou} = 2\pi\rho \int rU^2 dr \quad (2.23)$$

тогда

$$J_0 = J_{ou} + J_{op}. \quad (2.24)$$

Найдем выражение давления p , для чего используем известное уравнение

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{W^2}{r}. \quad (2.25)$$

Умножим на ∂r и подставим выражение скорости W по принятому закону ее распределения, получим выражение для давления P' . Давление P' представляет собой прирост давления вдоль радиуса к периферии. Примем для простоты давление на оси $P_{\text{оси}} = 0$.

Обозначим прирост давления от оси ($\bar{r} = 0$) до границы струи ($\bar{r} = 1.0$) через P'_0 . Тогда искомое давление P , представляет собой разность давлений в точке струи P' и на ее границе P'_0 ,

$$P = P' - P'_0, \quad (2.26)$$

где давление P' представлено формулами (2.27, 2.26), а давление P'_0 формулами (2.28, 2.26).

Определим давление P для двух случаев.

Случай I распределения окружной скорости по закону вращения твердого тела: $W = \omega r$, $\Pi < 0,2$:

$$\frac{\partial P'}{\partial r} dr = dP' = \rho \omega^2 r dr$$

$$dP' = \rho \omega^2 r_0^2 \bar{r} d\bar{r}$$

$$P' = \rho \omega^2 r_0^2 \int_0^1 \bar{r} d\bar{r}$$

$$P' = \frac{1}{2} \rho \omega^2 r_0^2 \bar{r}^2 + C$$

Определим постоянную C и давление на границе струи P_r

- при $\bar{r}=0$, $P'=0$, $C=0$;
- при $\bar{r}=1$, $P' = P'_0$, $W=W_{гр}$.

или

$$P' = 0.5 \rho W_{гр}^2 \bar{r}^2 \quad (2.27)$$

$$P'_0 = 0.5 \rho W_{гр}^2$$

где $\bar{r} = \frac{r}{r_0}$.

Выражение для давления P запишется в форме:

$$P = 0.5 \rho W_{гр}^2 (\bar{r}^2 - 1) = -0.5 \rho W_{гр}^2 (1 - \bar{r}^2) \Big|_{\bar{r}=0}^{\bar{r}=1} \quad (2.28)$$

Случай II распределения окружной скорости по параболическому закону ($0,25 \leq \Pi \leq 0,35$)

$$W = \bar{W} U_0, \quad \bar{W} = f(\Pi, \bar{r})$$

Закон изменения скорости \bar{W} установлен экспериментально и выражается формулой

$$\bar{W} = \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \bar{r}^m \quad (2.29)$$

где показатель степени определен из опытов [77], $m=0,2$. Подставляя (2.29) в (2.25), получим

$$\begin{aligned} dP' &= \rho \frac{(U_0 \bar{W})^2}{r_0 \bar{r}} r_0 d\bar{r} = \rho U_0^2 \frac{\bar{W}^2}{\bar{r}} d\bar{r} = \rho U_0^2 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \bar{r}^{(2m-1)} d\bar{r} \\ P' &= \rho U_0^2 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \int \bar{r}^{(2m-1)} d\bar{r} = \rho U_0^2 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \frac{\bar{r}^{2m}}{2m} + C, \end{aligned} \quad (2.30)$$

где P' – приращение давления от оси до точки произвольного радиуса в струе

При $\bar{r}=0$, давление на оси $P'=0$, $C=0$;

при $\bar{r}=1$

$$P' = P'_0 = \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \frac{1}{2m} \rho U_0^2. \quad (2.31)$$

Искомое давление P равно

$$P = P' - P'_0 = \frac{1}{2m} \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \rho U_0^2 (\bar{r}^{2m} - 1) \quad (2.32)$$

или

$$P = K\rho U_0^2 (\bar{r}^{2m} - 1), \quad (2.33)$$

где опытный коэффициент K учитывает интенсивность закрутки

$$K = \frac{1}{2m} \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} = 2.5 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2}$$

Подставляя найденные выражения давления P в формулу (2.22), получим: для случая I распределения окружной скорости по закону вращения твердого тела: $W = \omega r$, $\Pi < 0,2$)

$$\begin{aligned} J_{0P} &= -2\pi r^2 \int_0^1 [0.5\rho W_{\text{гр.}}^2 (1 - \bar{r}^2)] \bar{r} d\bar{r} = -\pi r_0^2 W_{\text{гр.}}^2 \int_0^1 (1 - \bar{r}^2) \bar{r} d\bar{r} = \\ &= -\pi r_0^2 W_{\text{гр.}}^2 \left[\int_0^1 \bar{r} d\bar{r} - \int_0^1 \bar{r}^3 d\bar{r} \right] = -\pi r_0^2 W_{\text{гр.}}^2 \left[\frac{\bar{r}^2}{2} - \frac{\bar{r}^4}{4} \right]_{\bar{r}=0}^{\bar{r}=1} \\ J_{\text{оп.}} &= -\frac{\pi}{4} \rho r_0^2 W_{\text{гр.}}^2 = -0.25\pi r_0^2 W_{\text{гр.}}^2. \end{aligned} \quad (2.34)$$

для случая II при $0,25 \leq \Pi \leq 0,35$. Окружная скорость распределяется по параболическому закону (формула 2.29).

$$\begin{aligned} J_{0P} &= 2\pi \int_0^1 K\rho U_0^2 (\bar{r}^{2m} - 1) r_0^2 \bar{r} d\bar{r} = 2\pi K\rho U_0^2 r_0^2 \int_0^1 (\bar{r}^{2m} - 1) \bar{r} d\bar{r} = \\ &= 2\pi K\rho U_0^2 r_0^2 \left[\int_0^1 \bar{r}^{2m} \bar{r} d\bar{r} - \int_0^1 \bar{r} d\bar{r} \right] = 2\pi K r_0^2 \rho U_0^2 \left[\frac{\bar{r}^{2m+2}}{2m+2} - \frac{\bar{r}^2}{2} \right]_0^1 = \\ &= \frac{2\pi K r_0^2}{2} \rho U_0^2 \left[\bar{r}^2 \left(\frac{\bar{r}^{2m}}{m+1} - 1 \right) \right]_0^1 = K\pi \rho U_0^2 r_0^2 \left[\bar{r}^2 \left(\frac{\bar{r}^{2m}}{m+1} - 1 \right) \right]_0^1 = \\ &= 2.5 \left(\frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} U_0^2 \right) \pi r_0^2 \left[\bar{r}^2 \left(\frac{\bar{r}^{2m}}{m+1} - 1 \right) \right]_0^1 = 2.5\pi \rho W_{\text{гр.}}^2 r_0^2 \left[1^2 \left(\frac{1^{0.4}}{0.2+1} - 1 \right) \right] \\ &= -0.42\pi \rho W_{\text{гр.}}^2 r_0^2 \end{aligned}$$

Таким образом

$$J_{0P} = -0,42\pi r_0^2 W_{\text{гр.}}^2 \quad (2.35)$$

Величина J_{0U} в формуле (2.24) для обоих расчетных случаев принимается по формуле (2.23). при $U_0 = \text{const}$:

$$J_{0U} = 2\pi\rho \int_0^1 r U^2 dr = 2\pi\rho r_0^2 U_0^2 \int_0^1 \bar{r} d\bar{r} = \pi\rho r_0^2 U_0^2,$$

$$J_{0U} = \pi\rho r_0^2 U_0^2. \quad (2.36)$$

Выражение для потока полного количества движения с учетом формул (2.24, 2.34, 2.36) запишется:

для случая I

$$J_0 = \pi\rho r_0^2 U_0^2 - 0,25\pi\rho r_0^2 W_{гр.}^2 = \pi\rho r_0^2 U_0^2 \left[1 - 0,25 \left(\frac{W_{гр.}}{U_0} \right)^2 \right], \quad (2.37)$$

для случая II

$$J_0 = \pi\rho r_0^2 U_0^2 - 0,42\pi\rho r_0^2 W_{гр.}^2 = \pi\rho r_0^2 U_0^2 \left[1 - 0,42 \left(\frac{W_{гр.}}{U_0} \right)^2 \right]. \quad (2.38)$$

С учетом формул (2.35, 2.37, 2.38) найдем отношение J_0/J_{0U} , которое требуется при расчетах:

для случая I

$$\frac{J_0}{J_{0U}} = \frac{\pi\rho r_0^2 U_0^2}{\pi\rho r_0^2 U_0^2} - \frac{0,25\pi\rho r_0^2 W_{гр.}^2}{\pi\rho r_0^2 U_0^2} = 1 - 0,25 \left(\frac{W_{гр.}}{U_0} \right)^2$$

$$\frac{J_0}{J_{0U}} = (1 - 0,25tg^2\alpha_R) = \left(1 - 0,25 \frac{\sin^2\alpha_R}{1-\sin^2\alpha_R} \right) = \left(1 - 0,25 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \right), \quad (2.39)$$

для случая II

$$\frac{J_0}{J_{0U}} = \left(1 - 0,42 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2} \right). \quad (2.40)$$

Отношение J_0/J_{0U} зависит от интенсивности остаточной закрутки в конце отводящего водовода – в начале струи (таблица 2.5).

Таблица 2.5 – Определение зависимости $J_0/J_{0U} = f(\Pi)$

Π	J_0/J_{0U}	
	расчетный случай I ($W=const, \Pi < 0,20$)	расчетный случай II ($W=const, 0,35 \leq \Pi \leq 0,25$)
0.1	~1.0	-
0.2	0.99	0.98
0.3	0.98	0.96
0.35	-	0.94

Из таблицы 2.5 видно, что в пределах рабочего диапазона изменения параметра закрутки $\Pi=0,1 \div 0,35$ отношение J_0/J_{0U} изменяется слабо и составляет $0,99 \div 0,94$.

Определим параметры закрутки в начальном сечении струи χ, χ^* , при принятых предположениях распределения скорости для двух случаев:

случай I ($W=\omega r, U_0=const, \Pi < 0,2$)

Для этого случая поток момента количества движения равен

$$\begin{aligned} L_0 &= 2\pi\rho \int W U_0 r^2 dr = 2\pi\rho U_0 \omega r_0^4 \int_0^1 \bar{r}^3 d\bar{r} = 2\pi\rho U_0 W_{гр.} r_0^3 \frac{1}{4} \\ &= 0.5\pi\rho U_0 W_{гр.} r_0^3 \\ L_0 &= 0.5\pi\rho U_0 W_{гр.} r_0^3. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Выражения для параметров закрутки с учетом формул (2.15, 2.16, 2.37, 2.41, 2.36) запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{L_0}{J_0 r_0} = \frac{0.5\pi\rho U_0 W_{гр.} r_0^3}{\pi\rho r_0^3 U_0^2 \left[1 - 0.25 \left(\frac{W_{гр.}}{U_0}\right)^2\right]} = \frac{W_{гр.}}{U_0} \frac{0.5}{\left[1 - 0.25 \left(\frac{W_{гр.}}{U_0}\right)^2\right]} = \\ &= \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \frac{0.5}{\left[1 - 0.25 \frac{\Pi^2}{1-\Pi^2}\right]}, \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\chi^* = \frac{L_0}{J_{0U} r_0} = \frac{0.5\pi\rho U_0 W_{гр.} r_0^3}{\pi\rho r_0^3 U^2} = 0.5 \frac{W_{гр.}}{U_0} = 0.5 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}}. \quad (2.43)$$

случай II ($U_0=const, W$ – по параболическому закону, формула 2.29, при $0,25 \leq \Pi \leq 0,35$)

Для этого случая поток момента количества движения равен

$$\begin{aligned} L_0 &= 2\pi\rho \int W U_0 r^2 dr = 2\pi\rho U_0^2 r_0^3 \int_0^1 \bar{W} \bar{r}^2 d\bar{r} \\ &= 2\pi\rho U_0^2 r_0^3 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \int_0^1 \bar{r}^m \bar{r}^2 d\bar{r} = \\ &= 2\pi\rho U_0^2 r_0^3 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \int_0^1 \bar{r}^{m+2} d\bar{r} = 2\pi\rho U_0^2 r_0^3 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \frac{1}{m+3} \bar{r}^{m+3} \Big|_0^1 = \\ &= \pi\rho U_0^2 r_0^3 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \frac{2}{0.2+3} = 0.63\pi\rho U_0^2 r_0^3 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}}; \end{aligned}$$

или в виде

$$L_0 = 0.63\pi\rho U_0 W_{гр} r_0^3. \quad (2.44)$$

С учетом полученной формулы (2.44) будем иметь

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{L_0}{J_0 r_0} = \frac{0.63\pi\rho U_0 W_{гр} r_0^3}{\pi\rho r_0^2 U_0^2 \left[1 - 0.42\left(\frac{W_{гр}}{U_0}\right)^2\right] r_0} = \frac{W}{U_0} \frac{0.63}{\left[1 - 0.42\left(\frac{W_{гр}}{U_0}\right)^2\right]} = \\ &= \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \frac{0.63}{\left[1 - 0.42\left(\frac{W_{гр}}{U_0}\right)^2\right]} = \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}} \frac{0.63}{\left[1 - 0.42\frac{\Pi^2}{1-\Pi^2}\right]}; \quad (2.45) \end{aligned}$$

$$\chi_* = \frac{L_0}{J_0 U r_0} = \frac{0.63\pi\rho U_0 W_{гр} r_0^3}{\pi\rho U_0^2 r_0^2 r_0} = 0.63 \frac{W_{гр}}{U_0} = 0.63 \frac{\Pi}{\sqrt{1-\Pi^2}}. \quad (2.46)$$

Ниже, в таблице 2.6, представлены результаты расчета параметров закрутки по полученным выше формулам.

Таблица 2.6 – Определение параметров закрутки χ , χ^*

Π	случай I – для $\Pi < 0.20$		случай II – для $0.25 \leq \Pi \leq 0.35$	
	χ формула (2.42)	χ^* формула (2.43)	χ формула (2.45)	χ^* формула (2.46)
0.15	0.08	0.08	-	-
0.20	0.10	0.10	-	-
0.25	-	-	0.16	0.16
0.30	-	-	0.21	0.20
0.35	-	-	0.25	0.24

Из таблицы 2.6 видно, что расчетные значения величин χ и χ^* в рамках каждого расчетного случая практически совпадают между собой. Отсюда следует вывод о том, что давление P при рассматриваемой интенсивности закрутки ($\Pi < 0,35$), практически не влияет на поток полного количества движения J_0 (формулы 2.22, 2.24), а следовательно – на значение параметра закрутки χ (формула 2.15). Поэтому при определении интенсивности закрутки струи можно пользоваться обеими формулами χ и χ^* .

Сопоставим результаты расчета величины χ^* с опытными данными [11] для аналогичных условий на выходе из цилиндрического водовода, используя таблицы 2.4 и 2.6, (таблица 2.7).

Таблица 2.7 – Сравнение расчетных и опытных значений параметра закрутки χ^*

Π	случай I – для $\Pi < 0.20$		случай II – для $0.25 \leq \Pi \leq 0.35$	
	χ^* формула (1.43)		χ^* формула (1.46)	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
0.1	0.05	0.05	0.07	0.05
0.15	0.08	0.08	0.10	0.08
0.20	0.10	0.12	0.13	0.12
0.25	0.13	0.17	0.16	0.17
0.30	0.16	0.21	0.20	0.21
0.35	0.19	0.26	0.23	0.25

Сравнение результатов расчета с опытными данными позволяет установить границы применения указанных формул χ^* по критерию наилучшего согласования расчета с экспериментом, а именно:

при $\Pi < 0,20$ – формулы (2.42, 2.43);

при $0,25 \leq \Pi \leq 0,35$ – формулы (2.46, 2.45).

Результаты расчета в указанных границах удовлетворительно согласуются с опытами

Определим скорость U_0 в начальном сечении для условий рассматриваемого эксперимента [9], т.к. она требуется для расчета, но не указана в работе [9].

Для этого используем формулу (2.19) для потока полного количества движения, который, согласно теории, постоянен вдоль струи, включая начальное сечение ($J_0 = const$).

Учитывая слабое влияние изменения давления поперек струи (таблица 2.5) на величину J_0 , а также обращение других авторов [27] к формуле (2.47) при определении J_0 можно принять в начальном сечении струи

$$J_{0U} = J_0 = \pi r_0^2 \rho U_0^2 \quad (2.47)$$

откуда

$$U_0 = \sqrt{\frac{J_{0U}}{\rho} \frac{1}{\pi r_0^2}} = \sqrt{5.19 \frac{1}{3.14 \cdot 0.008^2}} = 160 \text{ м/с},$$

где величина $\frac{J_{0U}}{\rho}$ берется из таблицы 2.4 как средняя для трех ближайших сечений ($\ell/d=5,6; 7,5; 12,5$).

Полученное значение скорости $U_0=160$ м/с проверено косвенно на основе данных таблицы 2.8 с использованием формулы (2.48) для струйного насоса [10], работающего в условиях эжекции, аналогичных затопленной струе

$$Q = 0,47U_0d(\ell + 1.7d). \quad (2.48)$$

Отношение расходов Q/Q_0 (таблица 2.8), полученных из экспериментальных эпюр скорости и по формуле (2.48), удовлетворительно согласуются друг с другом.

Таблица 2.8 – Изменение расхода вдоль струи

ℓ , м	ℓ/d	Q , м ³ /с	Q/Q_0	Примечание
0.09	5.6	0.12	3.75	$d=0.016$ м $Q_0 = \frac{\pi d^2}{4} U_{\text{ср.}} = \frac{3.14 \cdot 0.016^2}{4} \cdot 160$ $= 0.032 \text{ м}^3/\text{с}$
0.12	7.5	0.16	5.0	
0.2	12.5	0.23	7.2	
0.4	25	0.38	10.6	

Под внешней границей струи будем понимать условную границу, т. е. линию, вдоль которой отношение продольных скоростей $\frac{U_{\text{гр.}}}{U_0} = \text{const}$ есть величина постоянная, и устанавливается требуемыми расчетными условиями. Например, это отношение может составлять от 5% до 10 % в зависимости от того, какие скорости требуется оценить при взаимодействии струи с руслом

отводящего водотока.

От принятого отношения $\frac{U_{гр.}}{U_0} = const$ зависят граничные радиусы струи $r_{гр.}$.

Эти радиусы находятся после определения профиля продольной скорости в сечениях струи по требуемому значению величины $U_{гр.}/U_0$ (Рисунок 2.8).

2.3. Определение безразмерного универсального профиля затопленной закрученной струи

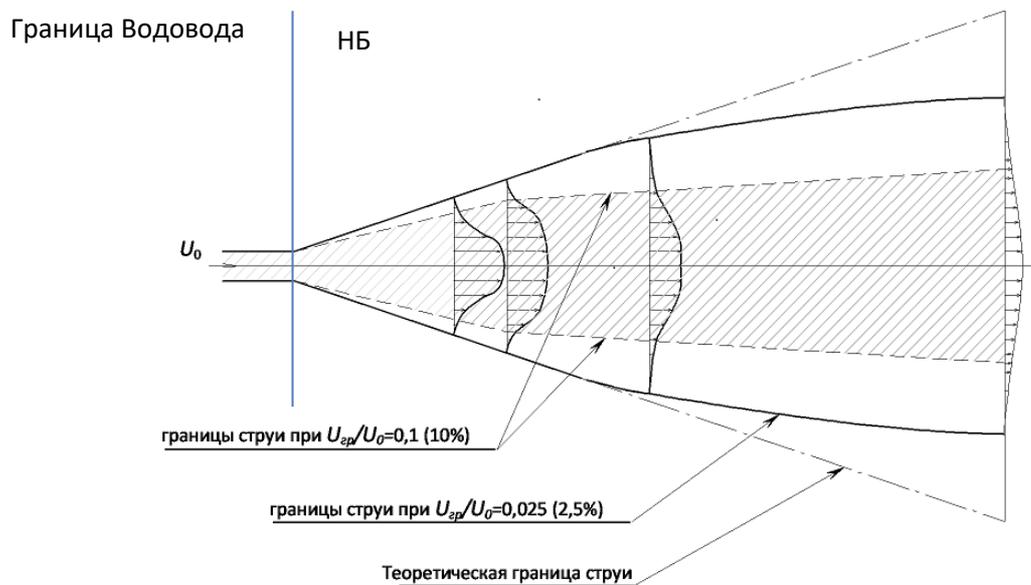


Рисунок 2.8 – Очертания струи при различных значениях величины $U_{гр.}/U_0 = 0.1; 0.025$

На рисунке 2.8 для сравнения представлены очертания струи при различных значениях величины $U_{гр.}/U_0 = 0.1; 0.025$, а также теоретическая граница струи. Из рисунка видно, что граничные радиусы струи существенно возрастают с уменьшением отношения $U_{гр.}/U_0$.

Для расчета продольной скорости необходимо знать максимальную скорость на оси струи и ее изменение вдоль потока. Наиболее надежными

данными при определении этой скорости являются экспериментальные [10, 79], которые использованы в таблице 2.9 и представлены в виде зависимости максимальной продольной скорости на оси вдоль струи. График зависимости $U_{\max}/U_0=f(\ell/d)$ на приведен на рисунке 2.9.

Таблица 2.9 – Зависимость $U_{\max}/U_0=f(\ell/d)$

ℓ/d	U_{\max} , м/с	U_{\max}/U_0
0	160	1.0
5.6	73.0	0.46
7.5	62.0	0.39
12.5	43.0	0.27
25.0	27.0	0.17
30.0	25.0	0.16
40	20.0	0.13
50	16.0	0.10

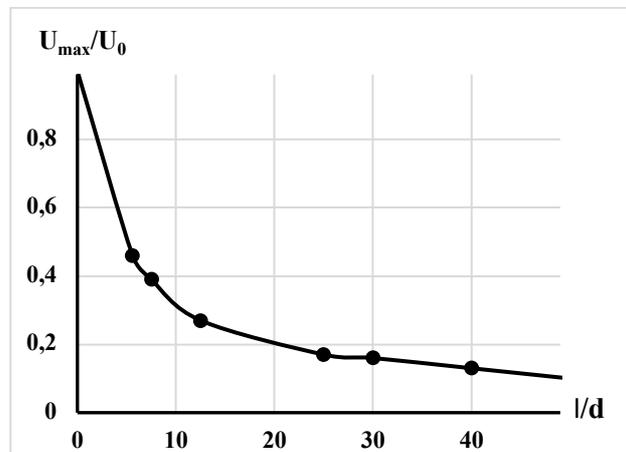


Рисунок 2.9 – График зависимости $U_{\max}/U_0=f(\ell/d)$

Заметим, что график $U_{\max}/U_0=f(\ell/d)$, полученный для закрутки $\chi=0,52$, продлен для сечений $\ell/d=40$ и 50 по экспериментальным данным струи с другой закруткой – $\chi=0,46$, в предположении, что скорости U_{\max}/U_0 в этих струях на указанных участках изменяются идентично.

Очевидно, что величина U_{\max}/U_0 в общем случае зависит от интенсивности закрутки χ . Проанализируем ее влияние, для чего построим график зависимости $U_{\max}/U_{\max_{30d}} = f(\ell/d)$ с использованием тех же экспериментальных данных (здесь $U_{\max_{30d}}$ – максимальная скорость в сечении, отстоящим на расстоянии $30d$ от начального). Расчет сведен в таблицу 2.10 и представлен на рисунке 2.10.

Таблица 2.10 – Зависимость $U_{\max}/U_{\max_{30d}} = f(\ell/d)$

ℓ/d	U_{\max} , м/с		$U_{\max_{30d}}$, м/с		$U_{\max}/U_{\max_{30d}}$	
	$\chi=0.52$	$\chi=0.46$	$\chi=0.52$	$\chi=0.46$	$\chi=0.52$	$\chi=0.46$
0	160.0	80	-	-	6.4	6.0
5.6	73.0	-	-	-	2.9	2.32
7.5	6.2	-	-	-	2.5	2.15
12.5	43.0	-	-	-	1.72	1.75
25.0	26.5	-	-	-	1.06	1.15
30	25.0	-	25.0	13.2	1.0	1.0
40	-	-	-	-	-	0.8
50	-	-	-	-	-	0.65

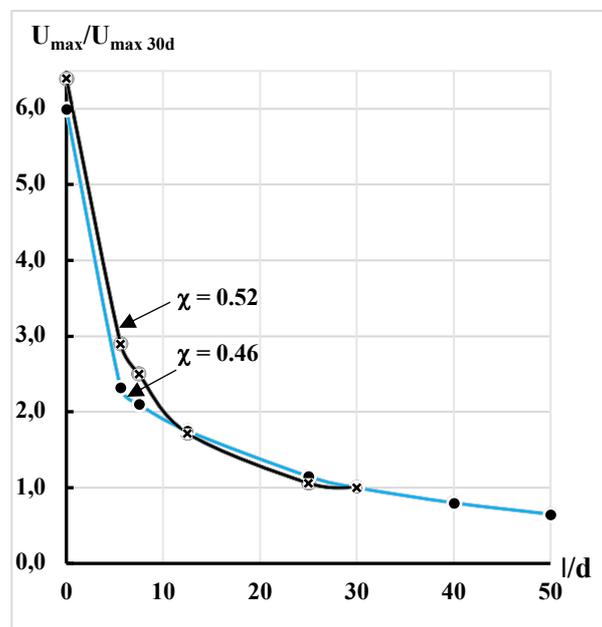


Рисунок 2.10 – График зависимости $U_{\max}/U_{\max_{30d}} = f(\ell/d)$

Заметим, что струи, характеризуемые значениями $\chi=0,52$, относят к слабо закрученным [27], струи со значениями $\chi=0,46$ – можно отнести к средне закрученным, а струи с $\chi \geq 1,25$ – где на начальном участке появляется разрыв в центральной части профиля продольной скорости – относятся к сильно закрученным.

Скорость U_{max} , используемая в таблице 2.10, определена: для $\chi=0,52$ – по экстраполяции экспериментальных значений от сечения $\ell/d=25$ до сечения $\ell/d=30$, а для закрутки $\chi=0,46$ – по известной формуле

$$U(x) = \frac{3U_0 d}{16x\sqrt{\pi} \sigma} \frac{3 \cdot 80 \cdot 0.015}{16 \cdot 0.45 \cdot \sqrt{3.14} \cdot 0.021} \text{ М/с}_{max}.$$

Из рисунка 2.10 видно, что на основной части струи, при $\ell/d > 10$, значения U_{max}/U_{max} совпадают, кроме начального участка, где они несколько расходятся.

Можно полагать, что для струй с меньшей закруткой ($\chi < 0,52$), какими являются рассматриваемые в настоящей работе струи, выпускаемые из вихревых водосбросов ($\chi < 0,3$), расхождений вообще не будет. Это предположение подтверждается выводами работы [9], согласно которым: «слабая закрутка не влияет на меридиональную часть течения (т.е. на продольные скорости) в струе и на эжекционную способность струи».

Данное обстоятельство позволяет распространить зависимость $U_{max}/U_0 = f(\ell/d)$, полученную для интенсивности закрутки ($\chi=0,52$), на все слабозакрученные струи.

Для установления связи между параметрами струи используются безразмерные характеристики, нормированные по определенным размерным величинам. Такой величиной в сечениях струи является радиус R_U – для продольной скорости, на котором значение скорости составляет половину от максимальной $U/U_{max} = \frac{1}{2}$.

Для окружной скорости W в качестве масштаба длины принят радиус R_W , на котором окружная скорость в сечении струи имеет максимальное значение

$W/W_{\max}=1,0$. Принятие этого масштаба обусловлено невозможностью использования радиуса, при котором $\frac{W}{W_{\max}^2}$, т. к. для окружной скорости он не определен, т. е. одному и тому же значению скорости соответствуют 2 различных радиуса. На основании экспериментальных данных [27, 10] определены зависимости $R_U/d=f(\ell/d)$ и $R_W/d=f(\ell/d)$ (таблица 2.11, 2.12), которые представлены на рисунке 2.11 (кривая 1 – для осевой, а кривая – 2 для окружной скорости). Указанные зависимости используются в дальнейших расчетах.

Таблица 2.11 – Изменение величин $R_U/d=f(\ell/d)$ для осевой скорости

№ сеч.	ℓ , мм	ℓ/d	$\frac{1}{2}U_{\max}$, м/с	R_U , мм	R_U/d
1	90	5.6	37.0	18	1.12
2	120	7.5	31.0	26	1.62
3	200	12.5	21.0	35	2.19
4	400	25.0	13.0	58	3.62

Таблица 2.12 - Изменение величин $R_W/d=f(\ell/d)$ для окружной скорости

№ сеч.	ℓ , мм	ℓ/d	W_{\max} , м / с	R_W , мм	R_W/d
1	90	5.6	12.5	16	1.0
2	120	7.5	8.4	20	1.25
3	200	12.5	3.8	30	1.88
4	400	25.0	1.1	50	3.12

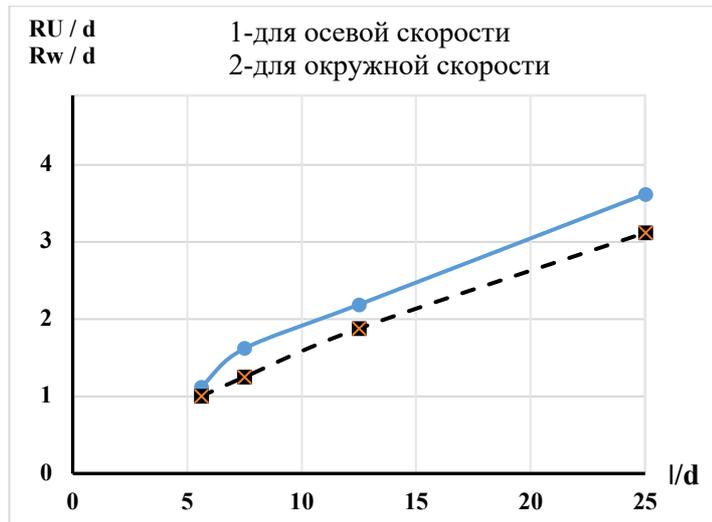


Рисунок 2.11 – Графики зависимости величин $R_U/d=f(l/d)$ для осевой компоненты скорости и $R_w/d=f(l/d)$ для окружной компоненты скорости

Затопленные закрученные струи при $\chi=idem$, согласно высказанной выше гипотезе, подобны. В силу подобия можно с помощью графиков (Рисунки 2.10, 2.11) определить для расчетного случая максимальную продольную скорость на оси U_{max} и характерные радиусы в сечении струи R_U и R_w , используемые в дальнейших расчетах.

Согласно теории, профили продольной скорости в сечениях струи подчиняются закону аффинного подобия [27], при котором для разных координат принимаются разные масштабы длин или для различных проекций вектора скорости принимаются различные масштабы скорости.

Аффинное подобие означает, что продольные скорости в сечениях струи имеют единый универсальный профиль в безразмерных координатах U/U_{max} ; $\frac{r}{R_U}$.

Расчеты по определению универсального профиля продольной скорости U/U_{max} на основе экспериментальных данных [10] представлены в таблице 2.13.

Таблица 2.13 – Определение универсального профиля продольной скорости U/U_{max} (для $\chi=0,52$)

r , мм	U , м/с	r/R_U	U/U_{\max}	Примечание
Створ 1 ($\ell/d=5.6$)				$R_U=18$ мм ($U_{\max}=73$ м/с)
11	60	0.6	0.81	
16	40	0.89	0.55	
26	20	1.44	0.27	
31	10	1.41	0.14	
Сечение 2 ($\ell/d=7.5$)				$R_U=26$ мм ($U_{\max}=62$ м/с)
15	50	0.58	0.8	
20	40	0.77	0.65	
24	30	0.92	0.48	
30	20	1.15	0.32	
Сечение 3 ($\ell/d=12.5$)				$R_U=35$ мм ($U_{\max}=42$ м/с)
25	30	0.71	0.71	
35	20	1.0	0.48	
48	10	1.37	0.24	
Сечение 4 ($\ell/d=25$)				$R_U=58$ мм ($U_{\max}=26$ м/с)
37	20	0.65	0.77	
60	12	1.03	0.46	
85	4	1.47	0.15	

По данным таблицы построен универсальный профиль продольной скорости (Рисунок 2.11). Из рисунка видно, что все точки, полученные на основе эпюр скорости « U », во всех сечениях струи, легли на единый универсальный профиль продольной скорости, который можно принять в качестве расчетного.

Окружная скорость в сечениях струи, так же, как и продольная, подчиняется закону аффинного подобия. Поэтому должен существовать единый универсальный профиль окружной скорости W/W_{\max} , изменяющейся вдоль безразмерного радиуса r/R_W .

Для построения профиля окружной скорости необходимо знать максимальное значение W_{\max} в сечениях струи. Для ее определения на основе экспериментальных данных [10] получена зависимость $W_{\max}/U_0=f(\ell/d)$ (таблица 2.14 и Рисунок 2.12), по которым можно найти скорость W_{\max} .

Таблица 2.14 – Изменение величин W_{\max}/U_0 вдоль струи (для $\chi=0,52$)

№ сеч.	ℓ/d	W_{\max} , м/с	W_{\max}/U_0	Примечание
0	0	-	-	$d=0.016$ м $U_0=160$ м/с
1	5.6	12.4	0.077	
2	7.5	8.4	0.052	
3	12.5	3.8	0.024	
4	25.0	1.1	0.007	

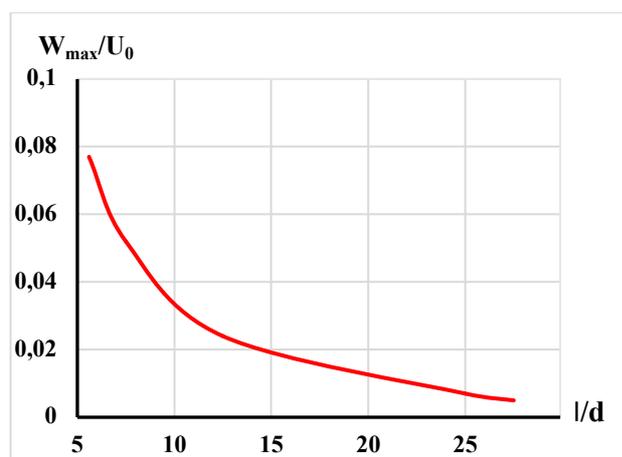


Рисунок 2.12 – График зависимости $W_{\max}/U_0=f(\ell/d)$

На основе упомянутых экспериментальных данных произведен расчет универсального профиля окружной скорости по 4 сечениям струи (таблица 2.15). По данным таблицы построен безразмерный профиль $W/W_{\max}=f(r/R_W)$, единый для всех сечений струи (Рисунок 2.13).

Таблица 2.15 – Определение зависимости $W/W_{\max}=f(r/R_W)$

r , мм	r/R_W	W , м/с	W/W_{\max}	Примечание
Сечение 1 ($\ell/d=5.6$)				$R_W=16$ мм ($W_{\max}=12.4$ м/с)
0	0	0	0	
11	0.69	11.0	0.89	
16	1.0	12.4	1.0	
27	1.69	8.0	0.65	
32	2.0	6.0	0.48	
34	2.12	5.0	0.40	
36	2.25	4.0	0.32	
Сечение 2 ($\ell/d=7.5$)				$R_W=20$ мм ($W_{\max}=8.4$ м/с)
0	0	0	0	
10	0.5	5.2	0.62	
22	1.1	8.4	1.0	
34	1.7	6.0	0.71	
40	2.0	4.0	0.48	
48	2.4	1.7	0.20	
Сечение 3 ($\ell/d=12.5$)				$R_W=30$ мм
0	0	0	0	$(W_{\max}=3.8$ м/с)
10	0.33	2.0	0.52	

20	0.67	3.3	0.87	
30	1.0	3.8	1.0	
40	1.33	3.4	0.89	
45	1.5	2.9	0.76	
55	1.83	2.3	0.6	
Сечение 4 ($l/d=25$)				$R_w=50$ мм $(W_{\max}=1.1$ м/с)
20	0.4	0.55	0.5	
40	0.8	1.0	0.91	
50	1.0	1.1	1.0	
60	1.2	1.0	0.91	
83	1.66	0.8	0.73	
100	2.0	0.55	0.5	

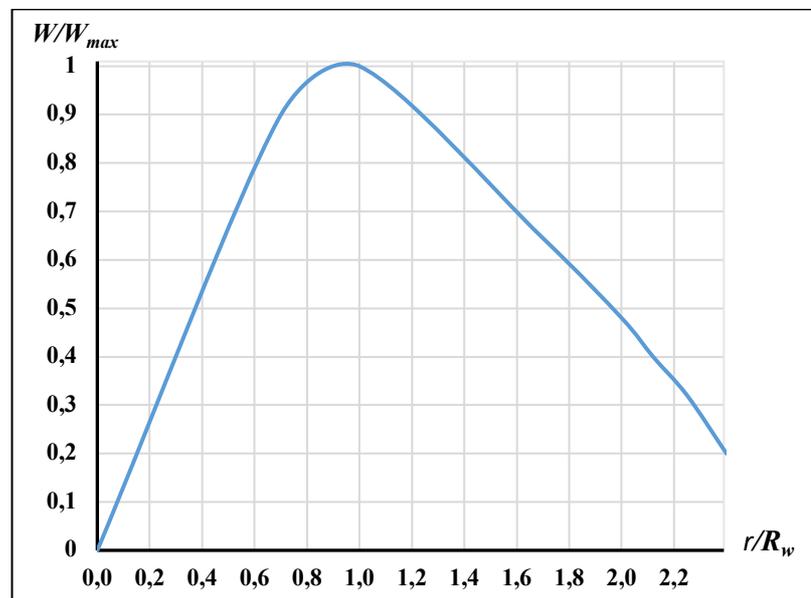


Рисунок 2.13 – Определение зависимости $W/W_{\max}=f(r/R_w)$

Полученные универсальные профили продольной и окружной скорости позволяют определить скорость в сечениях струи при данной интенсивности

закрутки χ . (Все зависимости получены для $\chi=0,52$, нужно найти для других значений Π остаточной закрутки, либо найти такой эксперимент, либо использовать гипотезу о слабом влиянии степени закрутки (для слабо закрученных струй) на закономерности изменения величин W_{max}/U_0 и W/W_{max}).

2.4. Расчет параметров закрученной затопленной струи применительно к вихревым водосбросам

Полученные выше зависимости позволяют произвести приближенный расчет параметров закрученной затопленной струи применительно к вихревым водосбросам, по схеме I, Рисунок 2.6, а. Расчет удобно производить в следующем порядке:

1. Устанавливаются исходные данные, необходимые для расчета струи, а именно:
 - U_0 – средняя продольная скорость в начальном сечении
 - Π – остаточная закрутка на выходе из водосброса;
 - d – диаметр отводящего водовода или диаметр струи в начальном сечении;
2. Определяется интенсивность начальной закрутки струи χ^* по известному значению Π по формулам (2.43, 2.46);
3. Находится значение U_{max}/U_0 и U_{max} в сечениях струи с данным значением параметра начальной закрутки χ (Рисунок 2.9);
4. Определяется значение R_U/d , R_W/d и R_U , R_W в сечениях струи (Рисунок 2.11);
5. Определяются продольные скорости U в сечениях струи с использованием универсального профиля продольной скорости (Рисунок 2.13) и строятся эпюры скорости U для каждого сечения;

6. Определяются окружные скорости в сечениях струи с помощью графиков (Рисунок 2.9, 2.13) и строятся эпюры окружной скорости для каждого сечения;
7. Определяются геометрические очертания струи по требуемой скорости $U_{тр.}$ на границе струи $U_{тр.}=U_{гр.}$ ($U_{гр.}/U_0=0,05\div 0,1$, т.е. $5\div 10\%$ и профилями продольной скорости;
8. По полученному очертанию струи наносятся эпюры продольной и окружной скоростей в пределах границы струи.

В качестве расчетной длины струи рекомендуется принимать такую, при которой в конечном сечении выполняются следующие условия:

$$U_{max}/U_0 \leq 0,35 \div 0,5; U_{гр.}/U_{max} = 0,2 \div 0,25; r_{гр.}/r_0 = 3,0 \div 4,0.$$

Обычно этим условиям удовлетворяет длина струи $\ell/d = 5\div 7,5$.

При расчете закрученной струи в спутном потоке наиболее важным является начальный участок струи $\ell/d \leq 10$, к которому существующее теоретическое решение [79] неприменимо, т. к. дает неверные результаты. Поэтому, так же, как и в случае затопленной струи, будем искать приближенное решение на основе экспериментальных данных, в частности данных [79] с использованием отдельных теоретических положений.

Эксперимент [79] проводился на воздухе. Скорость спутного потока составляла 20 м/с, а продольная скорость в начальном сечении струи – $U_0=80$ м/с. Интенсивность закрутки – $\chi = 0,92$, которая определялась по формуле

$$\chi = \frac{L_0}{J_0 r_0 / 2}.$$

При оценке интенсивности закрутки по формуле (2.15), принятой в настоящей работе, она в 2 раза меньше и составляет $\chi=0,46$, что соответствует слабо закрученным струям.

Для определения безразмерного радиуса $R_{U_{сп.}}/d$, который потребуются в дальнейшем при расчете, используется отношение $R_{U_{сп.}}/R_{U_{30d}}$. Здесь: $R_{U_{сп.}}$ – радиус спутного потока, на котором продольная скорость равна $1/2$ от максимальной продольной скорости на оси в данном поперечном сечении; $R_{U_{30d}}$ – радиус,

на котором в затопленной струе продольная скорость равна $\frac{1}{2}$ от максимальной продольной скорости на оси в сечении, отстоящем на длине $30d$.

Для удобства пользования зависимость $R_{U_{\text{сп.}}}/R_{U_{30d}}=f(\ell/\ell_{30d})$, представленная в [79], перестроена в зависимости $R_{U_{\text{сп.}}}/d=f(\ell/d)$ по значению $R_{U_{30d}}/d = 3.8$, определенному путем экстраполяции по графику, приведенному на рисунке 2.11 (кривая 1).

Расчеты по определению зависимости $R_{U_{\text{сп.}}}/R_{U_{30d}}=f(\ell/d)$ представлены в таблице 2.16 и на рисунке 2.14.

Таблица 2.16 – Зависимость $R_{U_{\text{сп.}}}/R_{U_{30d}}=f(\ell/d)$

ℓ/ℓ_{30d}	ℓ/d	$\frac{R_{U_{\text{сп.}}}}{R_{U_{30d}}}$	$\frac{R_{U_{\text{сп.}}}}{d}$	Примечание
0.2	6	0.18	0.68	$\frac{R_{U_{30d}}}{d} = 3.8$ $U_{\text{сп.}}/U_0 = 0.25$
0.6	18	0.32	1.22	
1.0	30	0.45	1.71	
1.2	36	0.5	1.9	
1.5	45	0.55	2.09	

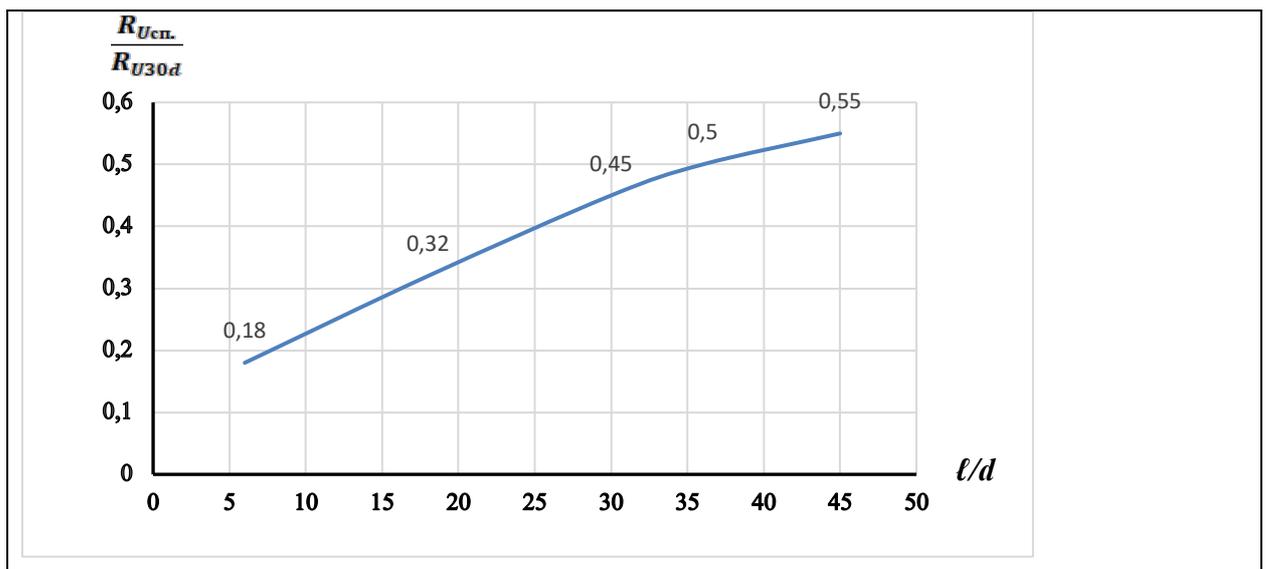


Рисунок 2.14 – График зависимости $R_{U_{\text{сп.}}}/R_{U_{30d}}=f(\ell/d)$

Полученная зависимость справедлива для отношения скорости спутного потока $U_{сп.}=20$ м/с к начальной скорости струи $U_0=80$ м/с, т.е. $U_{сп.}/U_0 = 0,25$, имевшим место в эксперименте. Для других значений $U_{сп.}/U_0$ эта зависимость будет другой.

Замечая, что применительно к вихревым водосбросам всегда $U_{сп.}/U_0 \leq 0,25$ на графике, приведенном на рисунке 2.14 представлены также кривые и для других значений $U_{сп.}/U_0=0; 0,1$ и $0,2$ (по интерполяции).

Необходимо установить также изменение максимальной продольной U_{max}/U_0 скорости в сечениях струи в спутном потоке, которая потребуется при расчете. Ее можно определить по изменению избыточной скорости на оси в спутном потоке U_{1max}/U_0 .

Зависимость $\frac{U_1}{U_{max_{30d}}} = f(\ell/\ell_{30d})$, перестраивается в другую форму $U_{1max}/U_0 = f(\ell/d)$. Здесь $U_{1max}/U_{max_{30d}}$ – отношение скорости на оси в сечении струи в спутном потоке к скорости на оси закрученной затопленной струи при $\ell_{30d}=30d$. Расчеты сведены в таблицу 2.17.

Таблица 2.17 – Определение зависимости $U_{1max}/U_0=f(\ell/d)$

χ/χ_{30d}	ℓ/d	$\frac{U_1}{U_{max_{30d}}}$	U_{1max} , м/с	$\frac{U_{1max}}{U_0}$	Примечание
0.2	6	2.4	31.7	0.4	$U_0=80$ м/с $d=15$ мм $U_{max}=13.2$ м/с $_{30d}$
0.4	12	1.85	24.4	0.31	
0.6	18	1.44	19.0	0.24	
0.8	24	1.32	17.4	0.22	
1.0	30	1.17	15.4	0.20	
1.2	36	1.07	14.1	0.18	
1.4	42	0.98	12.9	0.16	
1.6	48	0.96	12.6	0.155	

1.8	54	0.92	12.1	0.15	
-----	----	------	------	------	--

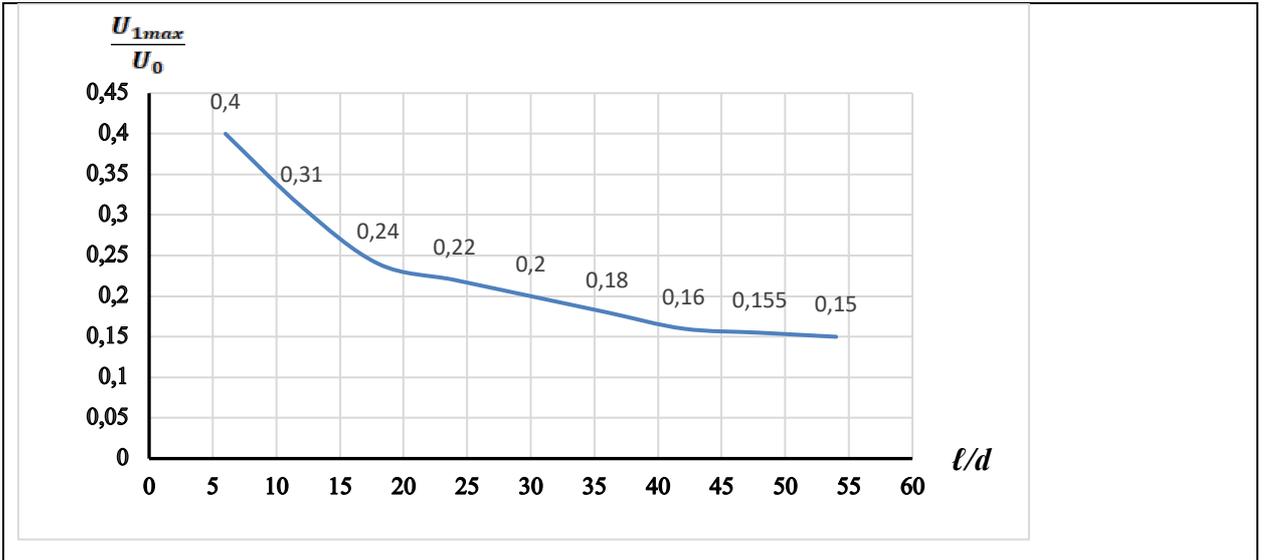


Рисунок 2.15 – График зависимости $U_{1max}/U_0=f(l/d)$

Результаты расчета представлены на рисунке 2.15 в виде зависимости $U_{1max}/U_0=f(l/d)$. Заметим, что полученная зависимость относится к избыточной продольной скорости в закрученной струе в спутном потоке. Для определения полной продольной скорости нужно к полученному значению U_{1max}/U_0 добавить скорость спутного потока $U_{сп.}$ или $U_{сп.} \cos\theta$.

Для определения изменения максимальной окружной скорости в сечениях струи в спутном потоке W_{1max} представим экспериментальную зависимость [7] $\frac{W_{1max}}{W_{max\ 30d}} = f(\frac{l}{l_{30d}})$ и в форме $\frac{W_{1max}}{U_0} = f(l/d)$, которая потребуется в дальнейшем. Расчеты по ее определению сведены в таблицу 2.18 и представлены на рисунке 2.16.

Таблица 2.18 - Зависимость $\frac{W_{1max}}{U_0} = f(l/d)$

χ/χ_{30d}	l/d	$\frac{W_{1max}}{W_{max\ 30d}}$	$W_{1\ max,}$ м/с	$\frac{W_{1max}}{U_0}$	Примечание
0.4	12	2.75	1.76	0.022	$W_0=80$ м/с
0.5	15	2.35	1.50	0.019	$d=15$ мм

0.6	18	2.17	1.39	0.017	$W_{max}=0.64 \text{ м/с}$ $30d$
0.8	24	1.72	1.1	0.014	
1.0	30	1.50	0.96	0.012	
1.2	36	1.33	0.85	0.0105	
1.4	42	1.13	0.72	0.009	
1.6	48	1.0	0.64	0.008	
1.8	54	0.94	0.6	0.0075	
2.0	60	0.90	0.58	0.0072	

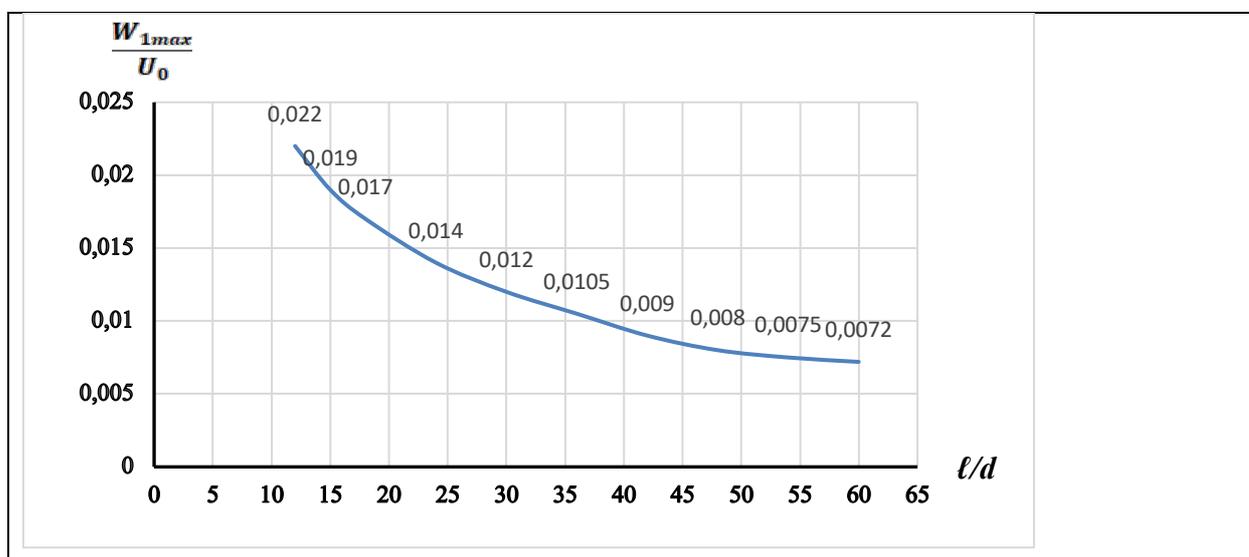


Рисунок 2.16 - Зависимость $\frac{W_{1max}}{U_0} = f(\ell/d)$

При определении универсальных профилей продольной и окружной скоростей в сечениях будем исходить из того, что профили, полученные по экспериментальным данным, являются более точными (особенно для начального участка струи), чем теоретические профили, которые соответствуют сечениям, достаточно удаленным от начального. По оценке самого автора этот начальный участок составляет $\ell \leq 10d$, т.е. участок, подлежащий расчету с целью оценки взаимодействия выпускаемой струи с руслом реки.

Универсальный профиль, приведенный в [79], представляет одну кривую, вокруг которой группируются экспериментальные точки для различных

сечений, подтверждая этим гипотезу подобия профилей скоростей в закрученной струе, окруженной спутным потоком.

Для сравнения на универсальный профиль нанесены точки другого универсального профиля (Рисунок 2.12), полученного из другого эксперимента [10] и для других условий ($U_0=160$ м/с, $\chi=0,52$). Тем не менее профили практически совпали, что объясняется следующим:

1. универсальный профиль на рисунке 2.16 соответствует избыточной скорости U_1 , что делает продольные профили скорости сравнимыми;
2. хотя интенсивность закрутки в данном эксперименте больше ($\chi=0,92$), чем в предыдущем ($\chi=0,52$), однако и она пока не влияет на меридиональную часть потока.

Учитывая хорошее совпадение универсальных профилей на рисунках 2.13 и 2.15, при расчетах можно пользоваться любым из них.

Универсальный профиль окружной скорости, закрученной струи в спутном потоке в [79] представлен двумя кривыми:

1. построенный по экспериментальным данным;
2. теоретический профиль, соответствующий отдаленно расположенным сечениям.

Считается, что для окружной скорости особенно для начального участка, универсальный профиль, полученный на основании эксперимента, более надежным, отдадим ему предпочтение. Этот профиль (Рисунок 2.16) рекомендуется использовать при расчетах.

Под границей струи в спутном потоке будем понимать, как и для затопленной струи, линию, вдоль которой граничная скорость постоянна $U_{гр.}=const$ или $U_{гр.}/U_0=const$. От принятого значения $U_{гр.}/U_0$ зависят граничные радиусы струи и ее очертание.

Проанализируем влияние спутного потока на характеристики закрученной струи. Можно ожидать, что при спутном потоке продольные и окружные скорости в каждом сечении струи будут больше, чем в затопленной струе.

Спутный поток как бы играет роль «оболочки», которая дольше сохраняет струю. Результаты теоретических расчетов и экспериментальных исследований подтверждают это положение.

Общий подход к определению границы струи при спутном потоке остается тем же, что и при затопленной струе: сначала строятся профили продольной скорости в ряде сечений, а затем с их помощью по принятому значению $U_{гр.}/U_0$ устанавливаются радиусы границы струи.

Требуемые значения $U_{гр.}/U_0$ рекомендуется принимать в пределах $0,05 \div 0,1$, т.е. в пределах $5 \div 10$ %.

2.5 Расчет закрученной струи в спутном потоке

Приведенные выше зависимости позволяют произвести расчет закрученной струи в спутном потоке и определить ее характеристики, необходимые для оценки взаимодействия с руслом реки.

Расчет удобно производить в следующем порядке:

1. Устанавливаются исходные данные, необходимые для расчета – U_0 , Π , d , c , а также угол q и $U_{сп.}$.
2. Находится значение U_{1max}/U_0 и U_{1max} в сечениях струи с помощью рисунка 2.20.
3. Определяется значение $R_{U_{сп.}}/d$ и $R_{W_{сп.}}/d$ и $R_{U_{сп.}}$, $R_{W_{сп.}}$ в сечениях струи по рисункам 2.19.
4. Определяются профили продольной скорости U_1 в сечениях струи с помощью универсального профиля продольной скорости (Рисунок 2.20). К найденным значениям U_1 добавляется скорость спутного потока $U_{сп.}$ или $U_{р\cos\theta}$.
5. Определяются профили окружной скорости в сечениях струи с помощью универсального профиля окружной скорости (Рисунок 2.23).

6. Определяется геометрическое очертание струи по требуемой скорости на границе струи $U_{тр.}=U_{гр.}$ с помощью полученных профилей продольной скорости.

7. Расчетную длину струи для оценки взаимодействия с руслом реки рекомендуется принимать в пределах $\ell/d=7,5\div 10$

Таким образом, использование описанного метода позволяет произвести расчет закрученной струи в спутном потоке включая начальный участок $\ell_{нач.}/d \leq 10$, по схеме на рисунке 2.6, а. Полученные результаты могут расцениваться также, как выполнение 1 этапа расчета закрученной струи в сносящем потоке.

2.6 Сопряжение затопленной закрученной струи с речным потоком

Общим случаем схемы сопряжения закрученной струи с потоком в нижнем бьефе является схема, в которой направление скорости струи и реки различны и составляют угол $0 < \theta < 90^\circ$. При $\theta=0$ имеем закрученную струю в спутном потоке (схема I, Рисунок 2.6 а), а при $\theta > 0$ – закрученную струю в сносящем потоке.

Примем цилиндрическую систему координат. Обозначим составляющие скорости: U – продольная, V – радиальная, W – окружная. Положим, что для струи в спутном потоке ($\theta=0$)

$$\begin{aligned} U &= U_{сп} + U_1 \\ V &= V_1 \\ W &= W_1 \\ P &= P_0 + P_1 \end{aligned} \quad (2.49)$$

здесь $U_{сп.}, P_0$ – постоянные скорость и давление в сносящем потоке вне струи; U_1, V_1, W_1, P_1 – избыточные скорости и избыточное положительные или отрицательное давление в струе.

При поэтапном решении задачи (см. далее) для случая $\theta > 0$ проекцию

скорости реки U_p на ось струи можно условно рассматривать (Рисунок 2.6) как скорость спутного потока

$$U_{\text{сп.}} = U_p \cos \theta \quad (2.50)$$

Выше приведено решение по расчету струи в спутном потоке, которым можно воспользоваться.

Рассмотрим общую модель течения (Рисунок 2.6). Струя с компонентами скорости по условию (формулы 2.49, 2.50) представляет собой закрученную струю в спутном потоке. Теоретическое решение по такой струе имеется [79]. Однако оно требует уточнений применительно к вихревым водосбросам (так же, как и струя, выпускаемая в неподвижное пространство).

Далее на струю в спутном потоке, в которой учтена компонента скорости $U_p \cos \theta$ (т. е. условно скорость спутного потока) наложим другую компоненту скорости речного потока – $U_p \sin \theta$ (Рисунок 2.6). Под ее воздействием прямолинейная ось струи будет искривляться, а сама струя с искривленной осью будет представлять собой уже закрученную струю в сносящем потоке.

При этом, в связи с малой кривизной оси, будем в первом приближении полагать, что кинематическая структура струи в поперечных сечениях сохраняется.

Течение имеет достаточно сложный характер. Продольные скорости U изменяются вдоль прямолинейной оси спутного потока (определяются из расчета струи в спутном потоке). Добавляется влияние компоненты скорости речного потока $U_p \sin \theta$. Описанное течение осложняется наличием окружной W и радиальной V скорости в поперечных сечениях струи.

Приближенное решение по закрученной струе в сносящем потоке нужно искать на пути поэтапного подхода.

На 1 этапе – решается задача по закрученной струе в спутном потоке.

На 2 этапе – задача взаимодействия струи в спутном потоке с наложенной скоростью речного потока $U_p \sin \theta = \text{const}$, перпендикулярной к прямолинейной оси струи.

На 3 этапе – определяется положение искривленной оси l'/d закрученной

струи в сносящем потоке и переходят к криволинейным координатам.

Из полученного общего решения должны вытекать 2 частных решения:

1. для струи, выпускаемой в неподвижное пространство – при $U_p=0$;
2. для струи в спутном потоке – при $\theta=0$, $U_p=0$.

Оценим возможную кривизну струи. Заметим, что очертание ее оси близко к дуге окружности. Очевидно, что радиус кривизны оси R/d зависит от отношения компонентов скорости речного потока $U_p \sin \theta$ к продольной скорости в начальном сечении струи U_0 , которое не превышает $(U_p \sin \theta) / U_0 = 0,1 \div 0,2$, (что соответствует значениям: $U_0 = 20 \div 25$ м/с, $U_p \leq 2,0 \div 5,0$ м/с, $\theta < 90^\circ$). При расчетной длине струи $\ell/d = 20$ радиус кривизны составляет $R/d = 30 \div 70$, а кривизна оси струи $\frac{1}{R/d} = 0,02 \div 0,030$, т. е. кривизна незначительна.

Расчетную длину струи можно принимать в пределах:

- для оценки условий сопряжения с руслом реки – $\ell/d = 7,5 \div 10$;
- для общей оценки условий сопряжения с рекой – $\ell/d = 20 \div 30$.

На рисунке 2.6 приведена схема закрученной струи в сносящем потоке для условий, приводящих к максимальной кривизне оси струи, а именно: $\theta = 90^\circ$, $U_p = 4,0$ м, $U_p / U_0 = 0,17$. Из рисунка видно, что для указанных условий кривизна оси струи остается незначительной и при радиусе кривизны для этих условий $R/d = 32$ равна $\frac{1}{R/d} = \frac{1}{32} = 0,031$, т.е. 3,1. Угол дуги окружности по оси струи составляет: $\Delta\alpha \leq 15^\circ$ при длине струи $\ell'/d = 7,5$ и $\Delta\alpha = 39^\circ$ – при длине струи $\ell'/d = 20$.

Поток из вихревого водосброса выпускается в виде закрученной струи с небольшой остаточной закруткой в соответствии со схемами, представленными на рисунке 2.15 а. При выпуске по схеме I в неподвижное пространство и по схеме II, а в спутный поток струя имеет прямолинейную ось. При выпуске в сносящий поток ($\theta > 0$), по схемам II б, II в прямолинейная ось струи искривляется в сторону направления течения реки.

Выше было показано, что в пределах возможного рабочего диапазона изменения соотношения скорости речного потока U_p и скорости струи в

начальном сечении U_0 , т.е. при $U_p/U_0 \leq 0,25$, кривизна оси струи невелика и составляет $\frac{1}{R/d} \leq 0,03$, где R – радиус кривизны оси. С учетом этого обстоятельства будем полагать, что кинематическая структура в соответствующих поперечных сечениях струи с прямолинейной и искривленной осью будет сохраняться. Такое предположение открывает возможность использования поэтапной схемы решения задачи закрученной струи в сносящем потоке.

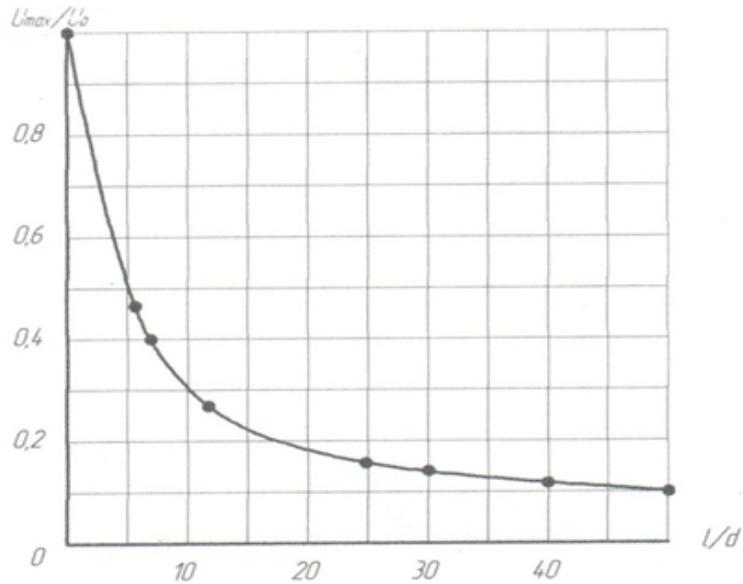


Рисунок 2.17 – Изменения продольной скорости вдоль прямолинейной оси затопленной струи

На основе обобщения и анализа экспериментальных данных [10, 77] и данных автора выше была установлена закономерность изменения продольной скорости вдоль прямолинейной оси затопленной струи U_{max} (Рисунок 2.17). Легко заметить, что указанная закономерность имеет логарифмический характер, что учитывается в приводимой ниже формуле (2.51), описывающей изменение продольной скорости на оси:

$$\frac{U_{max}}{U_0} = 0,14 \left| 1 - \ln \frac{y}{y_{30d}} \right| \quad (2.51)$$

где y , y_{30d} – удаление соответственно произвольного сечения от начального и на расстояние $30d$.

На рисунке 2.6 представлены расчетные схемы струи в сносящем потоке. В схеме «а» угол $\theta=90^0$. В схемах «б», «в» угол $\theta \neq 0$ и здесь отдельно рассматривается:

1. влияние проекции вектора скорости речного потока на осевое направление $U_p \cos \theta$ (схема «б») в контексте задачи закрученной струи в спутном потоке;
2. влияние проекции скорости $U_p \sin \theta$ на направление, перпендикулярное оси струи (схема «в»).

При искривлении оси правомерно оставить на ней тот же масштаб длины, который был принят для прямолинейной оси струи.

Для решения задачи найдем сначала уравнение криволинейной оси закрученной струи в сносящем потоке, для чего запишем уравнение линии тока центральной струйки в дифференциальной форме (обозначенная на рисунке 2.6).

$$U_{dx} - U_p \sin \theta \, dy = 0. \quad (2.52)$$

По условию (2.49)

$$U = U_p \cos \theta + U_{max},$$

где U_{max} – продольная скорость на оси. Подставим скорость U в (2.52):

$$(U_p \cos \theta + U_{max}) dx - U_p \sin \theta \, dy = 0.$$

Подставляя выражение (2.51) для скорости U_{max} , получим

$$U_p \cos \theta \, dx + KU_0(1 - \ln \bar{y}) dx - U_p \sin \theta \, dy = 0.$$

Введем обозначения

$$\bar{x} = \frac{x}{x_{30d}} = \frac{x}{30d}; \quad \bar{y} = \frac{y}{y_{30d}} = \frac{y}{30d}.$$

Тогда

$$U_p \cos \theta \, d\bar{x} + KU_0(1 - \ln \bar{y}) d\bar{x} - U_p \sin \theta \, d\bar{y} = C.$$

При $\bar{x} = 0, \bar{y} = 0$ постоянная $C = 0$.

Перепишем уравнение в виде

$$\frac{\bar{y}}{\left[(1 - \ln \bar{y}) + \frac{U_p \cos \theta}{U_0 K} \right]} = \frac{KU_0}{U_p \sin \theta} \bar{x},$$

здесь K – опытный коэффициент, равный $K = 0,21$.

Уравнение оси закрученной струи в сносящем потоке будет иметь окончательный вид

$$\frac{\bar{y}}{\left[(1-\ln \bar{y}) + \frac{U_p \cos \theta}{0.21K_1U_0}\right]} = \frac{0.21K_1U_0}{U_p \sin \theta} \bar{x}. \quad (2.53)$$

В уравнении (2.53) введен коэффициент K_1 , который учитывает увеличение скорости U_{\max} , а следовательно скорости U_0 .

На оси в спутном потоке по сравнению с затопленной струей в неподвижном пространстве. Этот коэффициент найден по данным [79] и выражается зависимостью

$$K_1 = 1 + 0.44 \frac{U_p \cos \theta}{U_0}. \quad (2.54)$$

При $\theta=90^0$ (схема «а» Рисунок 2.6) уравнение (2.53) имеет вид

$$\frac{\bar{y}}{1-\ln \bar{y}} = \frac{0.21K_1U_0}{U_p \sin \theta} \bar{x}. \quad (2.55)$$

Ниже, в таблицах 2.23 и 2.24 выполнены расчеты по уравнению (2.55) для схемы «а» рисунка 2.6 и уравнению (2.53) для схемы «б» рисунка 2.6 по определению очертания оси закрученной струи в сносящем потоке.

Результаты расчета представлены на рисунке 2.28. Сравнение этих результатов с результатами, полученными другими методами (численное интегрирование, графоаналитический метод), показывает их удовлетворительное согласование.

Таблица 2.19 – Расчет очертания оси закрученной струи по схеме «а» рисунка 2.6

$\bar{y} = \frac{y}{y_{30d}}$	$\frac{\bar{y}}{1 - \ln \bar{y}}$	$\bar{x} = \frac{x}{x_{30d}}$	координаты		Примечание
			y/d	x/d	
0.2	0.077	0.064	6	1.92	$U_0=23$ м/с $U_p=4.0$ м $\frac{U_0}{U_p} = 5.75$
0.3	0.136	0.11	9	3.41	
0.4	0.208	0.17	12	5.23	
0.5	0.295	0.25	15	7.4	

0.6	0.4	0.33	18	10	$\theta=90^0$
0.7	0.51	0.43	21	12.9	
0.8	0.65	0.54	24	16.1	
0.9	0.81	0.67	27	20.2	
1.0	1.0	0.83	30	25.0	
1.2	1.46	1.21	36	36.3	
1.3	1.76	1.47	39	44.0	
1.4	2.1	1.76	42	52.7	

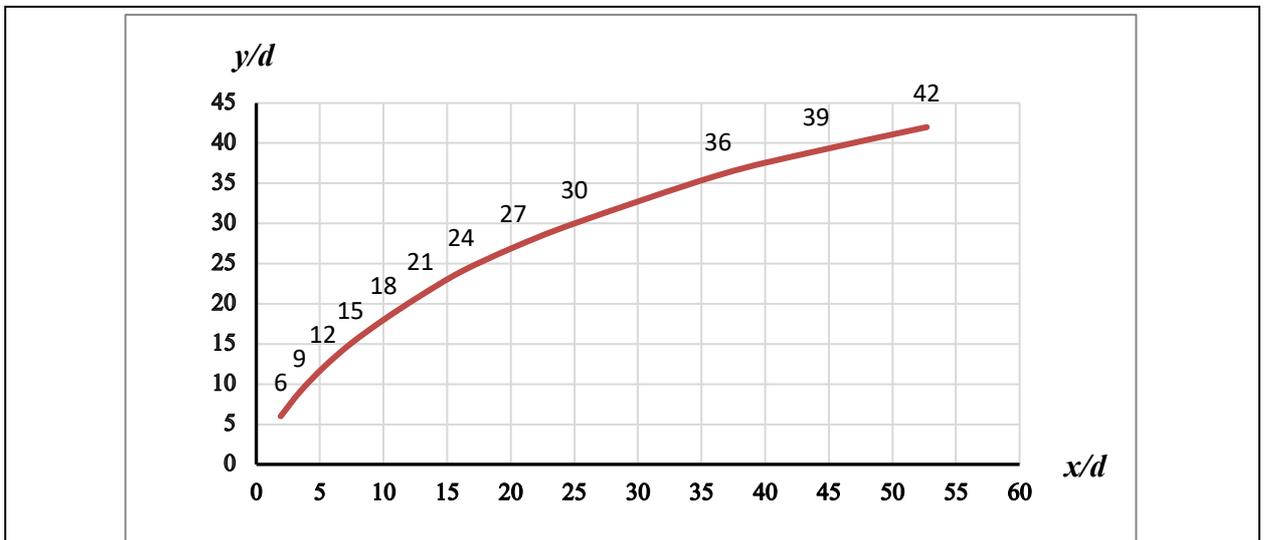


Рисунок 2.18 – Расчет очертания оси закрученной струи по схеме «а» рисунка 2.6

Таблица 2.20 – Расчет очертания оси закрученной струи по схемам «б», «в» рисунка 2.5

$\bar{y} = \frac{y}{y_{30d}}$	$ 1 - \ln \bar{y} $	$\bar{y} = \frac{y}{\left[(1 - \ln \bar{y}) + \frac{U_p \cos \theta}{0.21 K_1 U_0} \right]}$	$\bar{x} = \frac{x}{x_{30d}}$	координаты		Примечание
				y/d	x/d	
0.2	2.6	0.063	0.035	6	1.05	$\frac{U_p \cos \theta}{0.21 K_1 U_0} =$
0.3	2.2	0.109	0.06	9	1.82	

0.4	1.92	0.161	0.089	12	2.68	$= \frac{4 \cos 45^\circ}{0.21 \cdot 1.05 \cdot 23}$ $= 0.56$ $\frac{0.21 K_1 U_0}{U_p \sin 45^\circ} =$ $= \frac{0.21 \cdot 1.05 \cdot 23}{4.0 \sin 45^\circ}$ $= 1.8$ $U_p = 4.0 \text{ м/с}$ $U_0 = 23 \text{ м/с}$ $\theta = 45^\circ$
0.5	1.69	0.22	0.122	15	3.67	
0.6	1.51	0.29	0.16	18	4.83	
0.8	1.22	0.45	0.25	24	7.5	
1.0	1.0	0.64	0.36	30	10.6 7	
1.1	0.905	0.75	0.42	33	12.5	
1.2	0.82	0.87	0.48	36	14.5	
1.3	0.74	1.0	0.56	39	16.7	
1.4	0.66	1.15	0.64	42	19.2	
1.5	0.59	1.30	0.72	45	21.7	
1.6	0.53	1.47	0.82	48	24.5	
1.8	0.59	1.87	1.03	54	30.9	

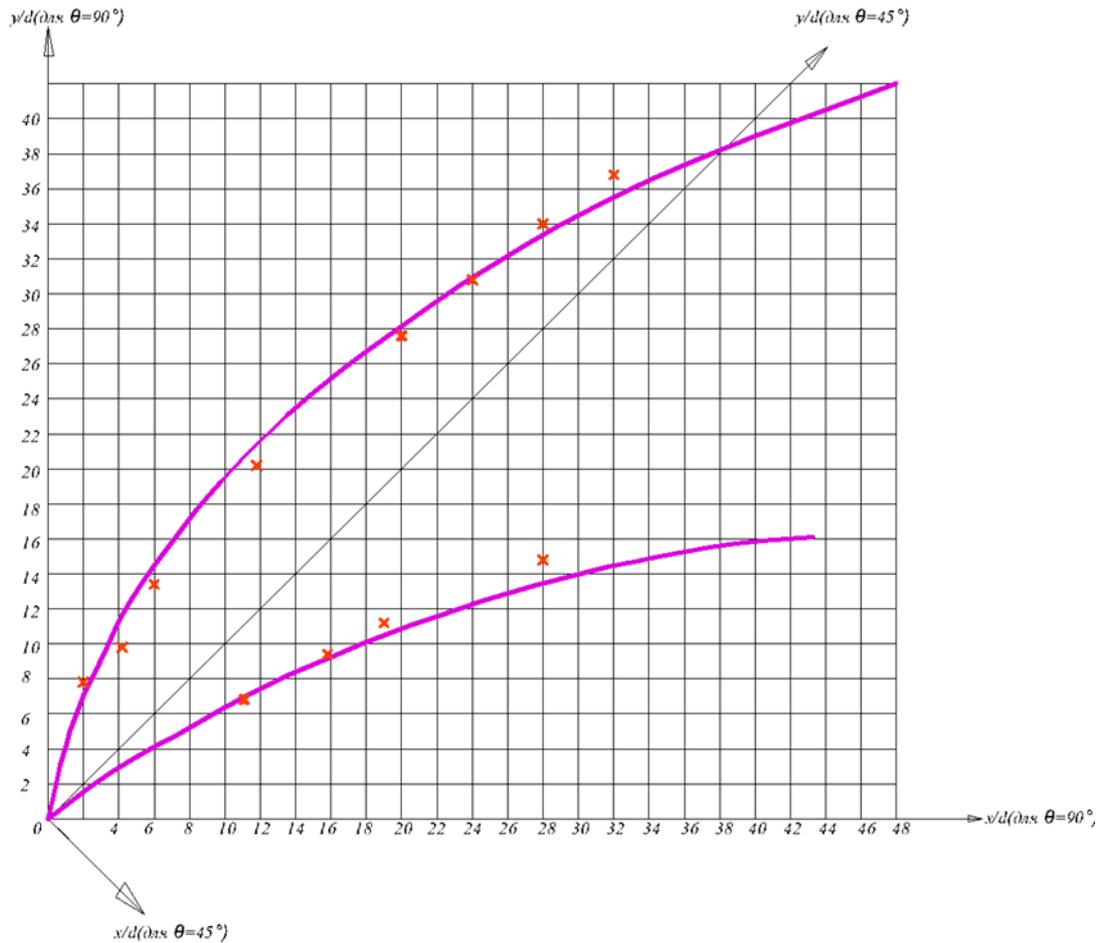


Рисунок 2.19 – Очертания оси закрученной струи по схемам «б», «в»

Возвращаясь к ранее принятой гипотезе об идентичности кинематической структуры в соответствующих сечениях струи с прямолинейной и криволинейной осью малой кривизны и ассоциируя криволинейную ось с новой координатной осью перейдем на новую криволинейную систему координат. В этой системе ось «у» заменяется криволинейной осью S с тем же масштабом длины.

В новой координатной системе для сносящего потока сразу же устанавливается очертание оси струи и определяется, ее параметры в поперечных сечениях на основе использования, приведенных выше методов расчета закрученной струи применительно к вихревым водосбросам.

Выводы по главе 2

Настоящий раздел работы посвящён рассмотрению параметров закрученной затопленной струи в условиях неподвижного массива воды, а также в сносящем и спутном потоке. Аналитически получены безразмерные профили струи для осевой и продольной компонент скорости течения.

1. Определены базовые характеристики затопленной закрученной струи в виде характеристик для условий ($U_P=0$) струи в безграничном пространстве, включающие распределение максимальной продольной скорости на оси струи и скорости по поперечным сечениям струи.

2, На втором этапе расчёта уточнены базовые характеристики струи путем прибавления к продольной скорости струи компоненты скорости воды нижнего бьефа $U_P \cos \theta$.

3. Далее определены очертание криволинейной оси струи. Полученная кривая далее принимается за координатную ось без изменения масштаба длины.

4. Определяется ширина струи в плане по требуемой скорости на границе струи $U_{Гр}/U_0$ с помощью профилей продольной скорости в поперечном сечении струи (рекомендуемые значения $U_{Гр}/U_0=0,05 \div 0,1$).

Глава 3. Экспериментальные модельные исследования сопряжения закрученных потоков с нижним бьефом

3.1 Гидравлические исследования сопряжения потоков

Целью проведённого эксперимента явилось исследование распределения скоростей затопленного закрученного потока (закрученной струи), выпускаемого из сбросного устройства под различными углами в движущийся поток нижнего бьефа. Вода в гидравлическом лотке имитировала движущийся массив воды в нижнем бьефе. Полученные данные позволили сделать предварительные выводы о характере распространения закрученных потоков в нижнем бьефе и их возможном влиянии на сооружения гидроузла и береговые откосы. При постановке эксперимента учитывался опыт ряда авторов, так же проводивших физическое моделирование с целью исследования закрученных потоков: Карелин В.Я. [80], Петриченко М.Р [81, 82], Глебов Г.А., [83], в том числе и зарубежных Andre R.D, Billant P, Fisher Kitoh O, Liang H., Naughton W.J., Parchen, R., [84-90], в том числе работы Ward C.J., [91] и Roslyn Ryan [92], проводивших свои исследования с помощью аналогичного, применяемому в моей работе измерительному оборудованию. Результаты экспериментов использовались также для верификации вычислительной модели, описанной в четвертой главе настоящей работы.

3.2 Экспериментальная установка для физического моделирования

Исследования проводились на специально созданном стенде в гидравлической лаборатории РУДН. Экспериментальная установка состояла из лотка

прямоугольного сечения с прозрачными стенками и трубопровода, который крепился к боковой стенке лотка. Боковой трубопровод имитировал выход закрученного потока в нижний бьеф при работе вихревого водосброса (см. главу 1).

Принципиальная схема гидравлического лотка, представляющая собой составную часть экспериментального стенда, показана на рисунке 3.1. Гидравлический лоток выполнен по замкнутой схеме. Вода с помощью насоса из нижних баков для воды поступала в подающий бак. Из подающего бака вода поступала непосредственно в прямоугольный гидравлический лоток и затем в приёмный бак с расположенным в нём механизмом для регулировки уровня воды в лотке.

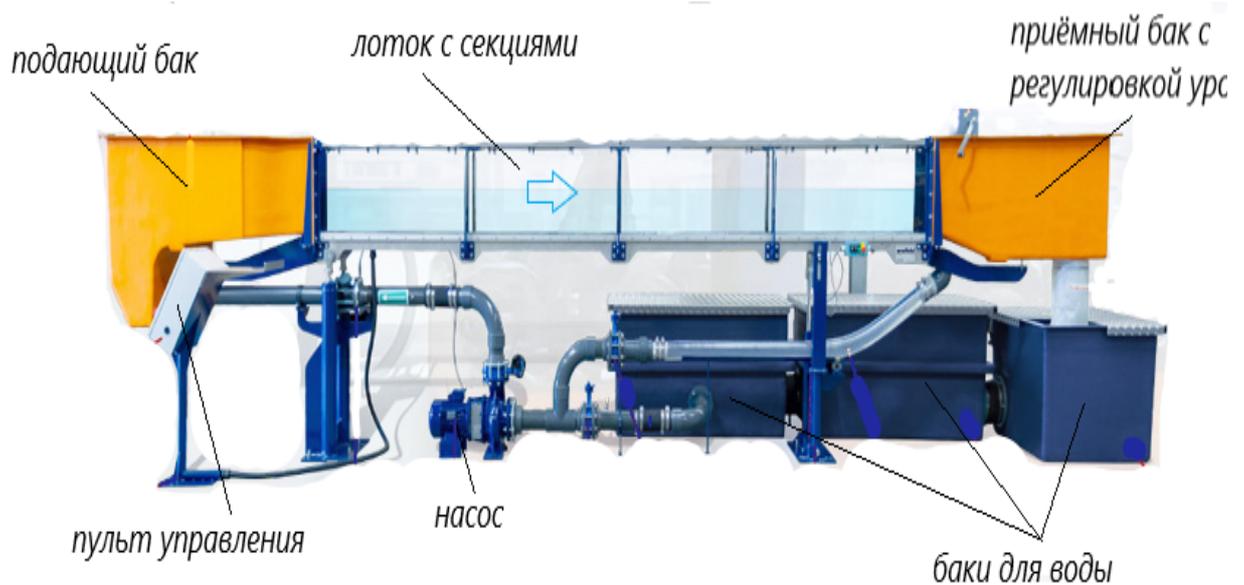


Рисунок 3.1 - Принципиальная схема гидравлического лотка замкнутого типа

На рисунке 3.2 показан фрагмент гидравлического лотка с элементами трубопроводной обвязки в его водоподающей части.

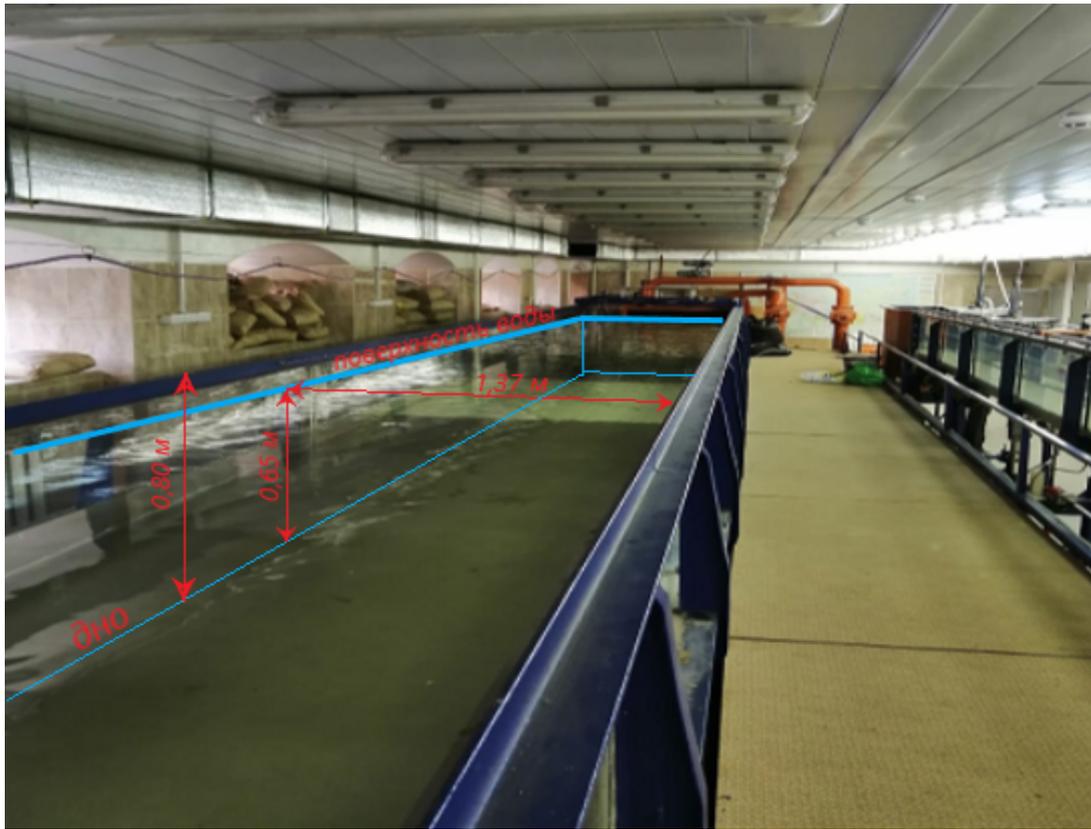


Рисунок 3.2 – Фрагмент гидравлического лотка с водой и основные размеры

Параметры гидравлического лотка следующие:

- поперечное сечение гидравлического лотка – прямоугольник;
- длина гидравлического лотка – 18,0 м;
- ширина гидравлического лотка – 1,37 м;
- высота прозрачных стенок лотка от дна лотка – 0,8 м;
- максимальная глубина воды в лотке – 0,65 м;
- объём технологических баков для хранения воды – 30 м³;
- подача циркуляционного насоса – 0,8 м³/с;
- максимальный напор, развиваемый насосом – 6,5 м;
- измерение расхода осуществляется ультразвуковым расходомером КАРАТ-520;
- скорость воды в гидравлическом лотке может регулироваться в диапазоне – 0,05÷1,0 м/с;

- число Рейнольдса при скорости 0,01 м/с $Re = 1,37 \cdot 10^4$

Значение безразмерного числа Рейнольдса для потока воды в описываемом гидравлическом лотке при средней расходной скорости $V=0,01$ м/с определялся как:

$$Re = \frac{VL}{\nu} = \frac{0,01 \cdot 1,37}{0,01 \cdot 10^{-4}} = 13700 = 1,37 \times 10^4,$$

где V – принятая скорость воды в лотке, $V=0,01$ м/с; L – характерный размер поперечного сечения лотка, например, ширина, $L=1,37$ м; ν – коэффициент кинематической вязкости воды, равный $1,0 \times 10^{-6}$ м²/с.

3.3. Описание модели

Модель устройства, формирующего закрученный поток в круглоцилиндрическом канале перед его выходом в движущийся массив воды в гидравлическом лотке представлял собой патрубок, внутри которого был установлен завихритель в виде четырёхзаходного шнека. Модель показана на фотографиях рисунков 3.3 и 3.4. В прозрачной стенке лотка, выполненной из прозрачного оргстекла, был сделан прямоугольный вырез, в котором с помощью винтовых соединений крепился патрубок. Закрученный поток, сформированный в модели выпускается в движущийся массив воды в гидравлическом лотке под разными углами: 90, 60, 45 и 30 градусов по отношению к вектору расходной скорости в лотке (Рисунок 3.2).



Рисунок 3.3 - Модель канала с закручивающим устройством внутри, прикреплённый к боковой стенке гидравлического лотка. Расстояние от оси патрубка до дна лотка – 0,27 м. Закручивающее устройство шнекового типа не видно. Оно находится в чёрном резиновом подводящем шланге

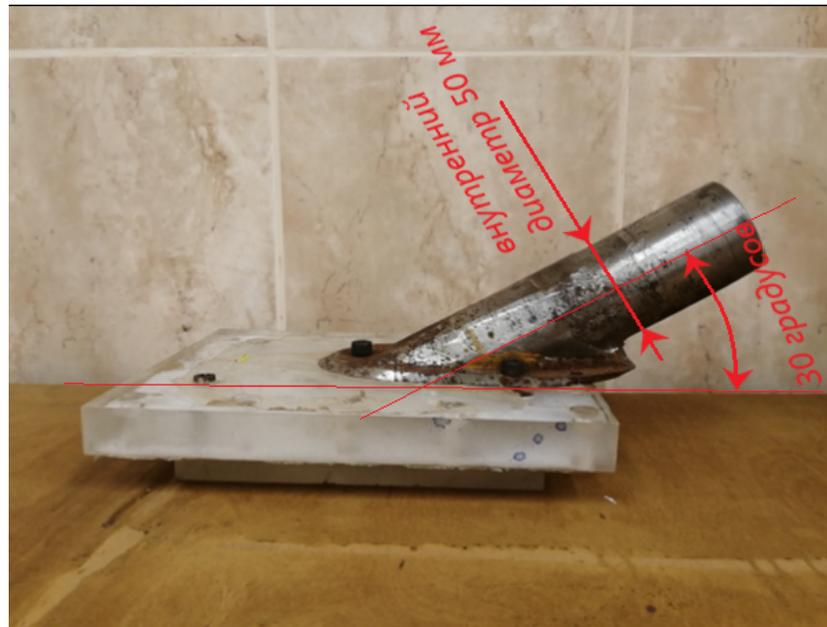


Рисунок 3.4 - Выходной патрубок, в котором формируется закрученный поток после закручивающего устройства

В качестве закручивающего устройства применены завихрители шнекового типа, показанные на рисунках 3.5 и 3.6.

Изготовление таких моделей закручивающих устройств с разным шагом закрутки осуществлялось с помощью аддитивных методов по технологии SLS (selective laser sintering) – селективное лазерное спекание. В качестве материала использовался порошок полиамида. Для изготовления модели автор освоил указанную технологию на 3D принтере специальной конструкции. Длина моделей шнеков была принята $l = 300$ мм. Камера 3D принтера не позволяла выполнить такую длину, поэтому закручивающее устройство было выполнено составным из двух частей: 200 и 100 мм. Соединение этих частей выполнялось с помощью резбового соединения (см. Рисунки 3.9 и 3.10)

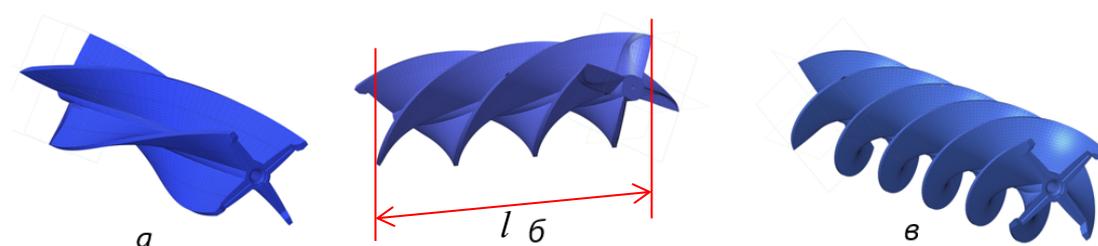


Рисунок 3.5 - Закручивающие устройства шнекового типа, четырёхзаходные: *a* – поворот лопатки шнека на 90 градусов на длине шнека l (0,25 оборота); *б* – поворот лопатки на 180 градусов на длине шнека l (0,5 оборота); *в* – поворот лопатки на 360 градусов на длине шнека l (1,0 оборот)

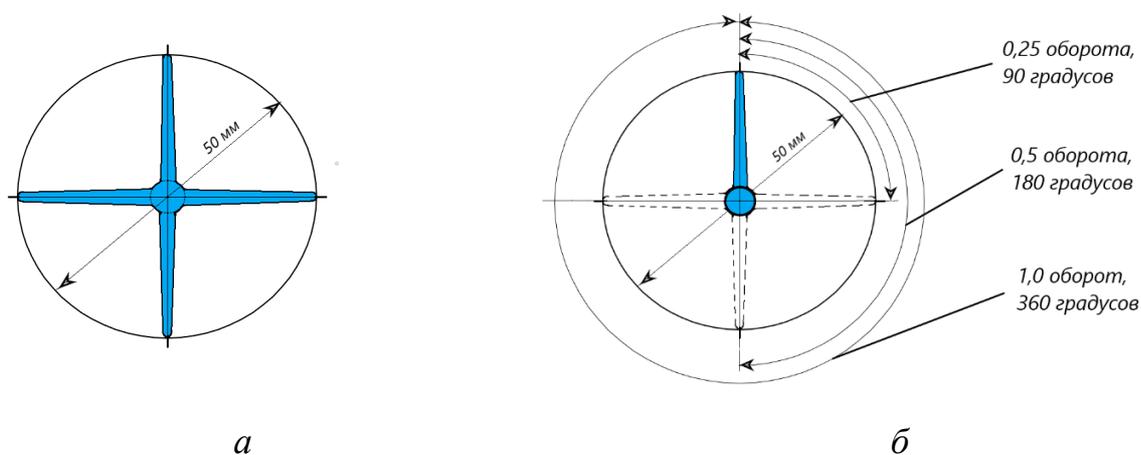


Рисунок 3.6 - Закручивающее устройство шнекового типа, четырёхзаходное, поперечные сечения: *a* – поперечное сечение с указанием диаметра; *б* – закручивающие устройства с разным шагом установки лопаток, схема

Параметры модели следующие:

- внутренний диаметр патрубка с установленным внутри закручивающим устройством – 50 мм (см. Рисунок 3.4);
- расстояние от оси патрубка до дна лотка 0,27 м;
- безразмерный параметр закрутки Π потока, имитирующий остаточную закрутку в водосбросе, принимался равным 0,25.

Здесь надо отметить, что предлагаемый параметр

$$\Pi = \frac{u_R}{V_R}, \quad (3.1)$$

равный синусу угла скоса потока у стенки канала $\sin(\alpha_V)_R$, где V_R полная скорость потока вблизи стенки скорости $V_R = \sqrt{u_R^2 + v_R^2}$, при радиальной скорости у стенки $v_R = 0$) и, по мнению Б. А. Животовского [7], одновременно равный $\sin(\alpha_\tau)_R$. Если рассматривать граничные условия на входе, как критерий соблюдения кинематического подобия, где, согласно принятым обозначениям, $u_R = u_0$, и записать $v_R = kv_0$ (где k – коэффициент пропорциональности), то можно видеть, что предлагаемый параметр является вариантом известного числа Россби по

$$\Pi = \frac{R_{0*}}{\sqrt{k^2 + (R_{0*})^2}},$$

и в этом смысле он является вполне обоснованным критерием, прошедшим большую экспериментальную проверку на достоверность в цитированных работах Б.А. Животовского, А.А. Халатова, В.К. Щукина [7, 24, 93] и многих других авторов. К несомненному достоинству параметра (3.1) следует отнести то, что интервал его изменения ограничивается $0 \leq \Pi \leq 1$, в то время как интервал изменения числа Россби составляет $0 \leq R_0 \leq \infty$.

Однако непосредственная связь числа Π с интегральными параметрами циркуляционного турбулентного течения в целом через касательные напряжения трения на стенке может рассматриваться с натяжкой, особенно для потоков несжимаемой жидкости с разрывом сплошности (с вихревым жгутом). Это связано еще и с тем, что при одном и том же числе Π (как, впрочем, и R_0)

момент количества движения M закрученного потока может быть различным, поскольку определяется профилем (радиальным распределением) окружных скоростей. В свою очередь, профиль окружных скоростей на входе в водовод формируется закручивающим поток устройством и может быть целенаправленно задан по любому закону: закону твердого тела, или свободного вихря, или иным образом [24, 93]. При этом значения пристенных скоростей, как окружных, так и осевых, и их соотношение могут быть одинаковы при разных профилях, но моменты M и другие интегральные параметры и соотношения интегральных параметров сопоставляемых потоков при этом будут значительно отличаться. Поэтому соблюдение на входе исследуемой области течения условия

$$\Pi = \frac{u_0}{V_R} = idem \quad (3.2)$$

или равнозначного ему условия

$$R_0 = \frac{u_0}{v_0} = idem \quad (3.3)$$

является необходимым, но недостаточным для обеспечения кинематического подобия. Более подробно это изложено далее, в разделе «Условия моделирования».

При проведении эксперимента было рассмотрено четыре случая сопряжения закрученного потока с массивом воды в нижнем бьефе:

1. – ось закрученного потока перпендикулярна к вектору расходной скорости в гидравлическом лотке;
2. – закрученный поток сопрягается с нижним бьефом под углом 60^0 ;
3. – закрученный поток сопрягается с нижним бьефом под углом 45^0 ;
4. – закрученный поток сопрягается с нижним бьефом под углом 30^0 .

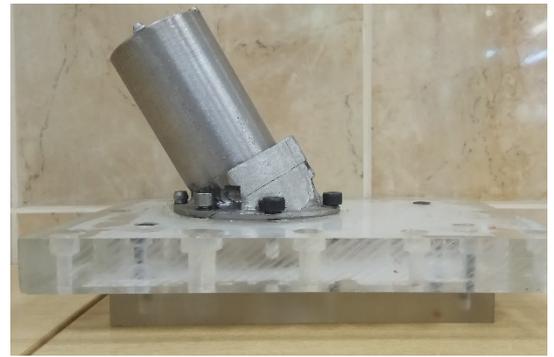
*a**б*

Рисунок 3.7 – Варианты выходных патрубков: *a* – под углом к стенке лотка 30 градусов; *б* – под углом к стенке лотка 60 градусов

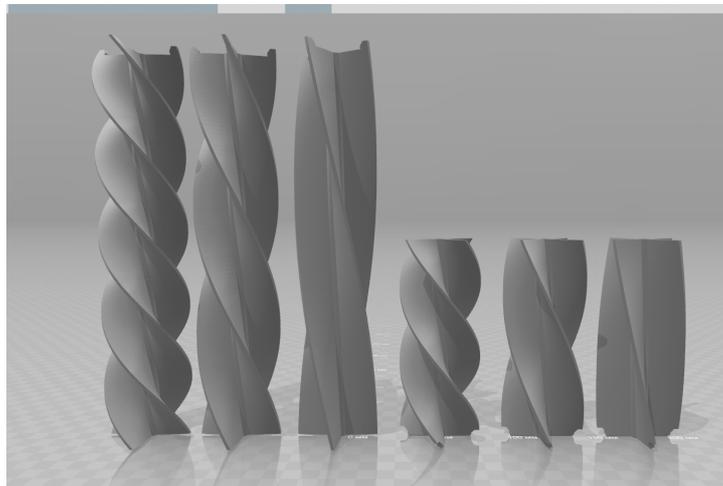


Рисунок 3.8 - Составные части закручивающих устройств

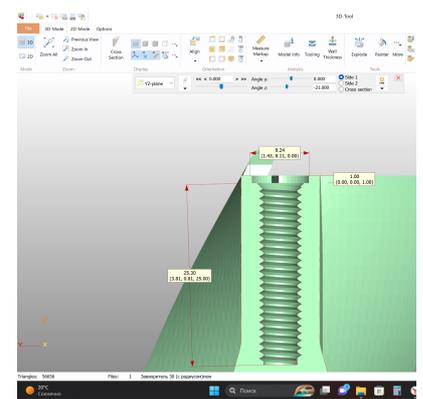
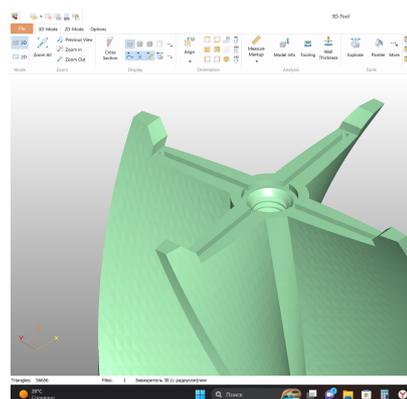


Рисунок 3.9 - Конструкция соединения частей закручивающих устройств

Для определения контура границ растекания закрученной струи в гидравлическом лотке в проточную часть патрубков (Рисунок 3.7) подавалось красящее вещество. Для этого в конструкции завихрителей были выполнены каналы для впуска красящего вещества. Эти каналы показаны на рисунке 3.10.

Входной канал, выполненный в толщине лопатки шнека, соединялся с осевым выходным каналом, после которого краска выходила в закрученный поток воды. Концентрация красящего вещества подбиралась такой, чтобы за время течения воды в патрубке краска заполнила весь объём выходящего в гидравлический лоток закрученного потока. В качестве красящего вещества применялась тушь чертёжная, которая вводилась в канал с помощью специально изготовленного подающего устройства в виде шприца.

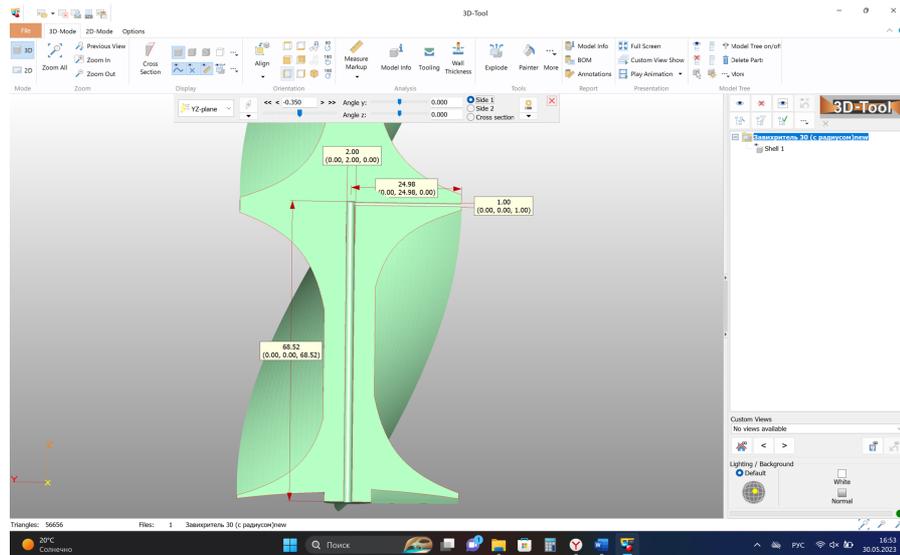


Рисунок 3. 10 – Конструкция канала для подачи красящего вещества
Форма и шаг лопаток шнековых закручивающих устройств хорошо видны на рисунке 3.11.

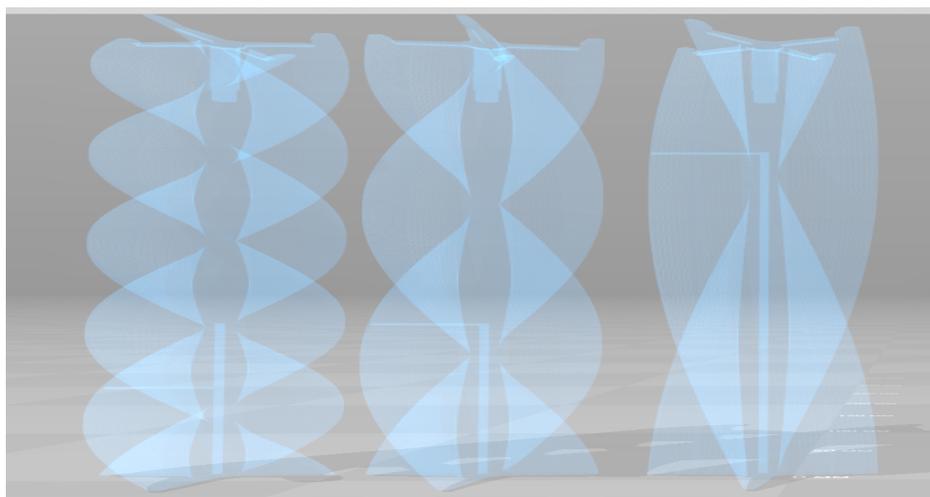


Рисунок 3.11 – Форма и шаг лопаток шнековых закручивающих устройств

3.4 Условия моделирования

Аналитические решения в силу принимаемых приближений не всегда могут удовлетворять требованиям практики. Численные методы, как правило, не позволяют делать обобщения, необходимые для экстраполяции полученных результатов на потоки с иными граничными условиями, например, с иными профилями скоростей на входе в расчетную зону. Нельзя не сказать и о сложном механизме турбулентного движения жидкости, обобщающая теория которого сегодня отсутствует, а большинство практических задач связано с расчетами именно турбулентных потоков. Вместе с тем, переход от качественных суждений к обоснованным расчетным соотношениям играет ведущую роль в научной и инженерной деятельности.

Очевидно, что единственным способом решения по существу любых практических задач является физический эксперимент. Однако в процессе физического моделирования возникает проблема достоверности, заключающаяся в корректности как постановки самого опыта, так и осмысления его результатов. Причем вне зависимости от того, является ли эксперимент фундаментальным (исследуется явление) или прикладным (исследуется сооружение, отрабатывается технология) возникают три вопроса: как построить физическую модель, какие величины следует измерять при проведении опытов и как в результате опытов получить данные, адекватно отражающие явление или перенести эти данные с модели на натуральный объект. Все эти вопросы составляют содержание теории подобия, являющейся основой современного физического эксперимента, включающие соблюдение условий геометрического, кинематического и динамического подобия. [22, 94, 95]

В настоящей работе ставится задача исследования условий сопряжения циркуляционно-продольных течений, выходящих из вихревых водосбросов с массивом воды в нижнем бьефе. Гидравлическое моделирование такой задачи сводится к моделированию закрученного потока, находящегося в концевой части водосбросной системы и моделирования затопленной закрученной струи.

Рассмотрим вопросы моделирование циркуляционно-продольного (закрученного) потока в канале круглоцилиндрического профиля.

Исходя из общих положений теории подобия, структуру циркуляционных течений вязкой жидкости определяют числа Струхала, Эйлера, Фруда, Вебера, Рейнольдса и Лагранжа. В этом плане физическое моделирование циркуляционных потоков не отличается от моделирования потоков осевых (без циркуляции) [22,94,95]. При этом распределение безразмерных значений, u_r/v_0 , u_θ/v_0 , u_x/v_0 и p/p_0 в функции безразмерных переменных x/R , r/R , t/T будут одинаковыми для потоков с равными значениями чисел-критериев, с одинаковыми граничными и начальными условиями, обеспечивающими кинематическое и геометрическое подобие на границах исследуемой области. Здесь приняты следующие обозначения: u_r – радиальная составляющая скорости потока; u_θ – тангенциальная (окружная) составляющая скорости; u_x – осевая составляющая скорости потока; v_0 – расходная скорость, равная $v_0 = Q/F$; p – давление в потоке; p_0 – давление в потоке в околоосевой области или на выходе из канала в массив нижнего бьефа; x – аксиальная координата; r – текущий радиус канала; R – внутренний радиус канала; t – время; T – базовое характерное время.

Однако строгое одновременное соблюдение всех условий динамического подобия невозможно из-за их масштабной несовместимости для потоков, имеющих разный линейный масштаб, но одинаковые физические свойства (плотность, вязкость), и движущихся в одном и том же поле тяготения. Рассмотрим отдельно критерии частичного (приближенного) подобия для установившихся турбулентных циркуляционно-продольных течений вязкой несжимаемой жидкости.

Критерий Рейнольдса. При гидравлическом моделировании, тем более на натуральных объектах, турбулентное течение происходит при числах Рейнольдса, достигающих значений $Re = 10^5 \div 10^7$. При этом, за счёт сил вязкого трения, течение можно считать автомодельным по числу Рейнольдса, то есть, не зависящим от него.

Как показывает весь накопленный эмпирический опыт, свойством автономности, в том числе по пульсационным составляющим, действительно обладают все развитые турбулентные как осевые, так и циркуляционные [96,97] потоки, резко отличаясь в этом отношении от потоков ламинарных. Учитывая, что гидравлическое моделирование циркуляционных и осевых потоков, по существу, одинаково, нижнее, предельное, значение $Re_{\text{ПР}}$ может быть принято примерно $Re_{\text{ПР}}=50000$. Учитывая сказанное, можно записать

$$Re = \frac{v_0 R}{\varepsilon} \geq Re_{\text{ПР}} \quad . \quad (3.4)$$

Критерий Эйлера в предложенной формулировке определяет условия (давление) на оси вращения потока либо на выходе из трубы:

$$Eu = \frac{p_0}{\rho v_0^2} = idem. \quad (3.5)$$

Эти условия весьма существенно влияют на структуру циркуляционного течения. Известно, что давление на оси вращения потока ниже, чем в окружающей среде и может быть низким вплоть до вакуума, а вакуум может быть столь глубоким, что в приосевой зоне возникает разрыв сплошности потока в виде цилиндрического полого вихревого жгута. Структуры циркуляционного течения без жгута (т. е. такого течения, при котором поток заполняет все сечение водовода) и со жгутом существенно разнятся. Достаточно сказать, что если в закрученном потоке без жгута в приосевой области практически всегда реально наблюдается протяженная рециркуляционная зона, в которой возвратное приосевое вторичное течение может иметь скорости, превосходящие по абсолютной величине скорости основного расходного течения, то рециркуляционных зон в потоке со жгутом не возникает. Опыт показывает, что если вакуумная центральная зона закрученного потока вязкой несжимаемой жидкости замкнута на сжимаемую среду с низкой плотностью, то избежать разрыва сплошности потока в виде вихревого жгута практически невозможно, причем в этом случае не имеет значения сам способ замыкания, это может осуществляться специально, например, через аэрационные байпасы, или естественным образом при выходе закрученной струи в заполненное сжимаемой средой

пространство. Таким образом, при наличии жгута давление в нем заранее известно и может определяться либо физическим вакуумом (давлением паров насыщения), либо давлением в окружающей сжимаемой среде, именно это давление следует принимать в качестве характерного по числу Эйлера. Если циркуляционное течение не имеет полого ядра, например, если сама движущаяся среда является сжимаемой или выход потока несжимаемой жидкости производится в ту же жидкость под уровень, то характерным давлением следует принимать давление на выходе из проточного канала. Особое значение условия подобия по числу Эйлера приобретают при кавитационных исследованиях [98].

Критерий Фруда. Желательно, чтобы этот критерий отражал не только гравитационные, но и центробежные массовые силы, ибо там, где в технике используется закрутка потока, в большинстве случаев центробежные силы многократно превосходят силу земного тяготения, на чем, собственно говоря, основывается эффективность вихревых устройств, аппаратов, технологий. По этой же причине большинство вихревых аппаратов может с равным успехом работать и в условиях гравитации, и в невесомости. Причем если центробежное силовое поле будет меньше гравитационного или равно ему, то, например, при течении закрученного потока с полостью разрыва в виде вихревого жгута по горизонтальной трубе центробежных сил будет недостаточно для обеспечения движения жидкости по потолку канала, в этом случае неизбежен развал вихря. Поэтому число Фруда можно представлять в форме перегрузки

$$\text{Пр} = \frac{j}{g} = \frac{u^2}{gr}, \quad (3.6)$$

где j – ускорение, определяющее массовую силу и равное гравитационному ($g=9,81 \text{ м/с}^2$) или центробежному ускорению при вращении жидкости или газа; u – тангенциальная (окружная) составляющая вектора скорости; r – радиус расположения частицы относительно оси вращения.

Тогда число Фруда можно записать в форме перегрузки через тангенциальную (окружную) пристеночную скорость в канале u_0

$$Fr_{u_0} = \frac{u_0^2}{gR}. \quad (3.7)$$

Постоянство средней расходной скорости в сравнении с затуханием (вырождением) циркуляции по длине канала выгодно отличает привычную форму представления числа Фруда через расходную скорость v_0 от центробежной. Такая форма более удобна и при математическом исследовании течения. Кроме того, закрученные потоки с разрывом сплошности в приосевой зоне в виде вихревого жгута относятся к безнапорным течениям, обладая всеми их характерными свойствами, такими как: наличие кривых подпора и спада, нормальных и критических глубин, бурного и спокойного состояния, переход из одного состояния в другое посредством гидравлического прыжка [14]. Таким образом, физическое моделирование циркуляционных течений целесообразно основывать на законах подобия массовых гравитационных и инерционных сил по числу Фруда

$$Fr = \frac{v_0^2}{gR} = idem. \quad (3.8)$$

Записанное центробежное число Фруда по (3.7) можно представить через привычную его форму по (3.8) как

$$Fr_{u_0} = Fr \left(\frac{u_0}{v_0} \right)^2. \quad (3.9)$$

В формуле (3.8) соотношение характерных скоростей u_0 / v_0 , которое определяет условие кинематического подобия, является одним из важнейших при анализе циркуляционных течений. Надо отметить, что указанное соотношение характерных скоростей представляет собой число Россби

$$Ro = \frac{u_0}{v_0} = idem. \quad (3.10)$$

Для рассматриваемых в работе циркуляционно-продольных течений критерии Эйлера и Фруда совместимы по масштабу и их произведение может служить дополнительным или самостоятельным критерием

$$Eu \cdot Fr = \frac{p_0}{\rho g R} = idem. \quad (3.11)$$

Соблюдение только параметра Россби еще недостаточно для обеспечения корректных условий кинематического и динамического подобия, то требуется найти физически более строгое их определение. Его можно дать, введя интегральные характеристики взаимодействующих коаксиальных циркуляционно-продольных потоков.

Известной интегральной характеристикой циркуляционно-продольных течений (закрученных потоков) является число закрутки Хигера-Бэра [71]

$$Sn = \frac{M}{RI} = \frac{\int_0^R \rho r u_\theta u_x 2\pi r dr}{R \int_0^R \rho u_x^2 2\pi r dr}, \quad (3.12)$$

здесь M и I – соответственно момент количества движения и количество движения циркуляционно-продольного течения

$$M = \int_0^R \rho r u_\theta u_x 2\pi r dr, \quad (3.13)$$

$$I = \int_0^R \rho u_x^2 2\pi r dr. \quad (3.14)$$

Можно видеть, что число Хигера-Бэра [99] является соотношением инерционных центробежных и аксиальных сил. Сегодня число закрутки, учитывающее пространственное или радиальное изменение плотности среды, – наиболее популярный безразмерный параметр в механике циркуляционных течений. Особенно эффективно его применение в тех областях, где речь идет о сжимаемых средах, без разрыва потока в приосевой зоне в виде полого вихревого жгута.

В середине прошлого века в работах Г.Н. Абрамовича [100, 101] введено понятие безразмерной геометрической характеристики закручивающего устройства (A). Для закручивающих устройств (локальных завихрителей) различного типа эта характеристика вычисляется по различным, но однотипным формулам, например, для лопаточного радиального локального завихрителя или цилиндрического вихревого затвора

$$A = \frac{\pi R R_0}{n a b} \sin \beta_0, \quad (3.15)$$

а для бескамерных и камерных тангенциальных завихрителей

$$A = \frac{\pi R R_0}{n \delta S_T} \sin \beta_0, \quad (3.16)$$

или при $\beta_0 = 90^\circ$ $n = 1$ и $S_T = \pi R_T^2$

$$A = \frac{R R_0}{\delta R_T^2}, \quad (3.17)$$

Здесь R, R_0 – радиусы отводящего водовода и установки осей поворотных направляющих лопаток вихревого затвора или эффективный радиус для тангенциальных и бескамерных завихрителей, β_0 – угол установки лопаток вихревого затвора или угол скоса канала бескамерного завихрителя, n – число лопаток вихревого затвора или число подводящих тангенциальных каналов, a – ширина водопропускного канала или каналов между лопатками вихревого затвора при угле их установки, b – высота направляющих лопаток вихревого затвора (длина водопропускного канала), S_T – площадь поперечного сечения подводящего тангенциального канала, R_0 – радиус тангенциального канала круглого поперечного сечения, δ – коэффициент сжатия потока на входе в камеру закрутки.

В настоящее время геометрическая характеристика закручивающего устройства A используется во всех работах, посвященных вопросам расчета или исследования локальных завихрителей, вот далеко не полный перечень: [71,101,102].

С другой стороны, геометрическая характеристика закручивающего устройства равна моменту количества движения закрученного потока за локальным завихрителем, деленному на удвоенное произведение продольного импульса на гидравлический радиус

$$A = \frac{M}{2R_T I} = \frac{\int_0^R \rho r u_\theta u_x 2\pi r dr}{2R_T \int_0^R \rho u_x^2 2\pi r dr}. \quad (3.18)$$

Число Абрамовича (3.18), как и число Хигера-Бэра (3.12), характеризует закрутку потока несжимаемой жидкости как соотношение инерционных центробежных и аксиальных сил, вне зависимости от того, имеется вихревой жгут или поток заполняет все сечение канала. В последующем число Абрамовича стали именовать гидравлической характеристикой закрученного потока [7],

причем относя его к потоку в произвольном сечении трубы, а не только непосредственно за локальным завихрителем.

Соотношение гидравлической характеристики закрученного потока A (3.18) и числа закрутки Sn (3.12) определяется равенством

$$A = \frac{R}{2R_\Gamma} Sn. \quad (3.19)$$

Можно видеть, что если поток жидкости заполняет все сечение канала, то $r_0 = 0$ и $R_\Gamma = R/2$, при этом гидравлическая характеристика будет численно равна числу закрутки $A = Sn$. В работе рассматривается именно этот вариант течения, поэтому параметр гидравлической характеристики закрученного потока A наиболее подходит для физического моделирования.

Момент количества движения циркуляционно-продольного потока может быть найден через параметр A как

$$M = 2AIR_\Gamma = 2A\rho QVR_\Gamma, \quad (3.20)$$

Резюмируя сказанное, выпишем сводную систему основных критериев гидродинамического подобия при физическом моделировании установившихся турбулентных контрвихревых течений вязкой несжимаемой жидкости

$$\left. \begin{aligned} Re &\geq Re_{\Gamma P}, \\ Fr &= \frac{V^2}{gR} = idem, \\ Eu &= \frac{P_0}{\rho V^2} = idem, \\ A_i &= \frac{M_i}{2R_{\Gamma i} l_i} = idem. \end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

3.5 Методика проведения эксперимента и средства измерения

Методика физического эксперимента с помощью лабораторной установки, описанной в разделе 3.2, заключалась в определении параметров затопленной закрученной струи, выходящей в текущий массив воды

гидравлического лотка. Определялись геометрические кинематические характеристики затопленной закрученной струи. Как уже было сказано, были выполнены четыре серии лабораторных испытаний для различных углов сопряжения затопленной закрученной струи и транзитного потока в гидравлическом лотке.

Границы затопленной струи определялись визуально с помощью предварительно подкрашенной закрученной струи, которая формировала в текущей воде гидравлического лотка факел распыла затопленной струи (Рисунок 3.12). Границы факела фиксировались на дне гидравлического лотка самоклеящимися лентами. Дно лотка заранее было разбито на квадраты, имитирующие координатную сетку (Рисунок 3.13).

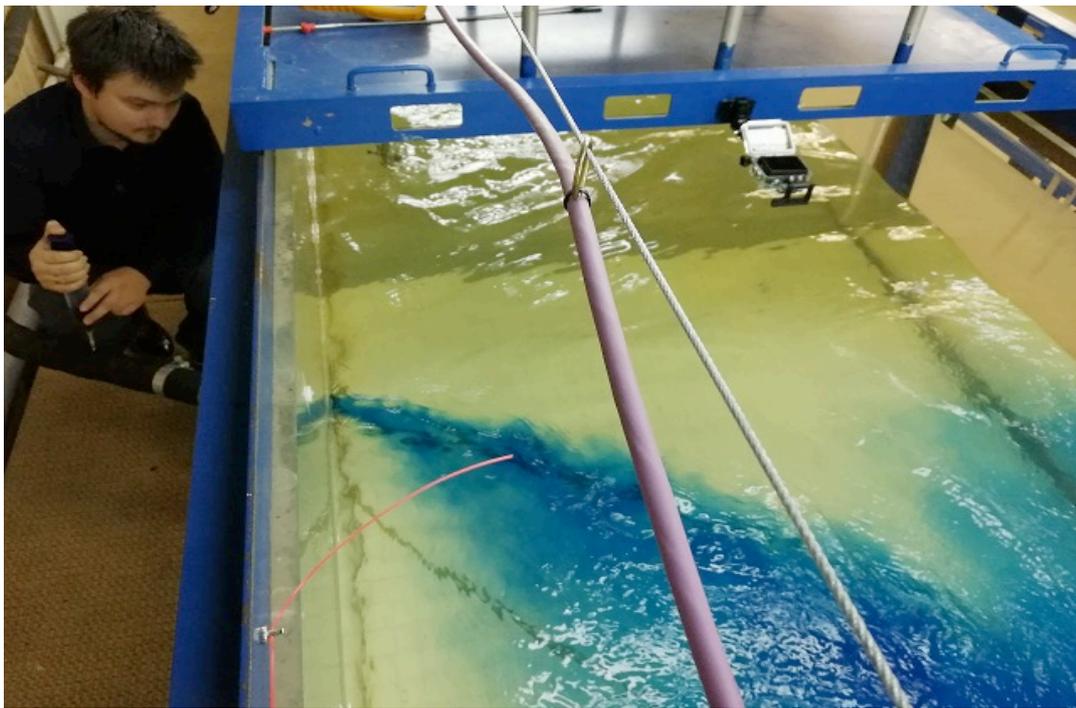


Рисунок 3.12 – Выпуск подкрашенного закрученного потока в движущийся массив воды в гидравлическом лотке с образованием затопленной струи

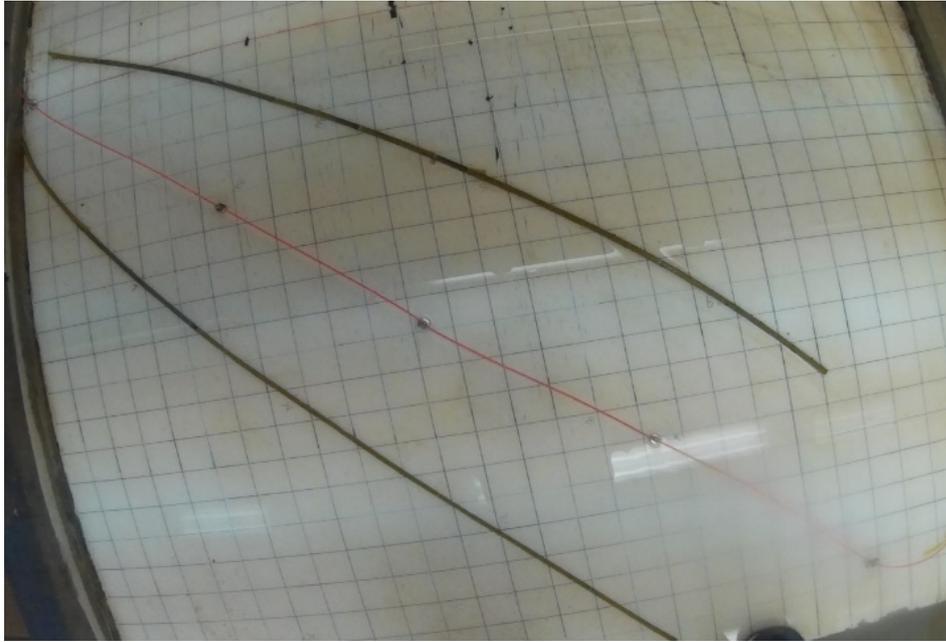


Рисунок 3.13 – Координатная ортогональная сетка, нанесённая на дно гидравлического лотка. Видны специальные гибкие подвижные стержни (на фото чёрные), которые позволяли фиксировать границы затопленной струи и среднюю осевую линию (на фото она красная). Осевая красная линия удерживалась на дне с помощью магнитов

Порядок проведения эксперимента:

1. На боковой стенке лотка на плексигласовой пластине под заданным углом закреплялся патрубок с завихрителем (Рисунок 3.3). Расстояние от оси патрубка до дна лотка составляло 270 мм.

2. В гидравлический лоток насосом подавалась вода. Глубина потока регулировалась верхней и нижней заслонками и устанавливалась равной 430 мм. При этом расстояние от оси патрубка до верхней границы потока составляло 160 мм. Средняя скорость установившегося потока в гидравлическом лотке составляла 0,1 м/сек.

3. После того, как поток в гидравлическом лотке приобретал установившийся характер, в патрубок, формирующий закрученную струю, насосом подавалась вода. В закрученную струю вводилась красящая жидкость (тушь) для визуализации границ потока (Рисунки 3.12, 3.13). На дне лотка

самоклеющимися лентами обозначались границы затопленной закрученной струи и его центральная ось.

4. На траектории затопленной закрученной струи намечались сечения и точки проведения измерений (Рисунок 3.14). На гидравлический лоток устанавливалась подвижная платформа с градуированной направляющей, с помощью которой перемещалась штанга с измерительным зондом FlowTracker2 (Рисунок 3.15). Конструкция подвижной платформы позволяла перемещать измерительный зонд по трём координатам: по длине лотка, положительное значение координаты X по потоку, по ширине лотка, координата Y , по высоте в толще воды, координата Z . В каждом намеченном сечении выбиралось от трех до семи точек измерения в зависимости от ширины границ затопленной струи.

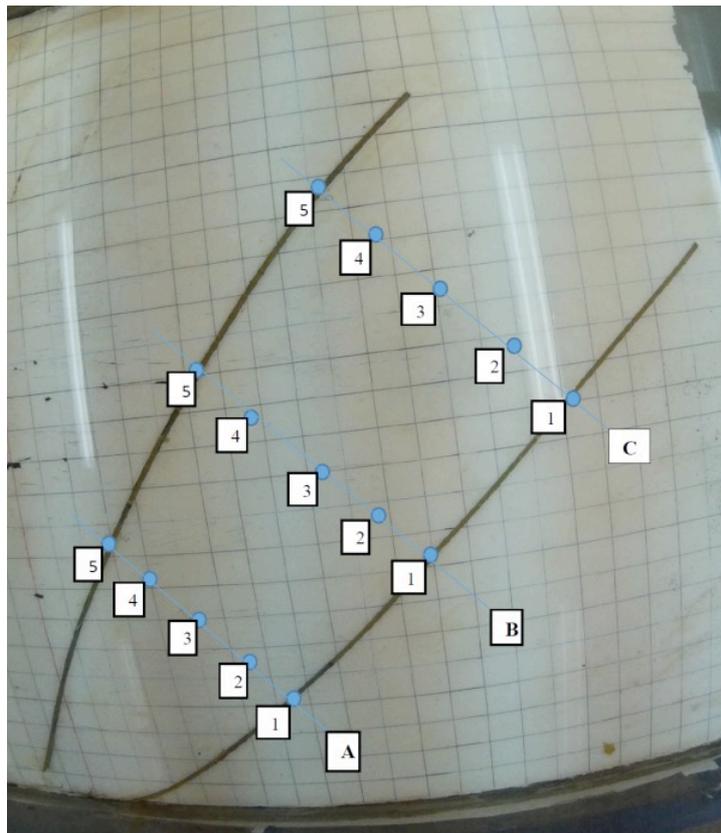


Рисунок 3. 14 - Разбивка площади затопленной закрученной струи на измерительные точки (на фото синие), в которых определились скорости течения с помощью прибора 3D FlowTracker2 LAB

Сечение *A* (Рисунок 3.15) принималось на расстоянии 300 мм (6 диаметров) выпускного патрубка) от точки входа закрученного потока в гидравлический лоток, обеспечивая измерения вдоль оси распространения затопленной закрученной струи. На меньшем расстоянии сильная турбулентность потока не позволяла получить достоверные результаты, так как полученные значения скорости воды имели слишком большой разброс. Сечение *B* принималось на расстоянии 450 мм (9 диаметров патрубка), а сечение *C* – на расстоянии 600 мм (12 диаметров патрубка).



Рисунок 3.15 - Подвижная платформа, установленная на стенках гидравлического лотка. К платформе крепились штанга с укрепленным измерителем скорости воды в лотке. Штанга имела возможность перемещения по вертикали

При этом на координатной сетке на дне лотка намечались точки измерения. Для этих координат затем определялись значения компонент скоростей течения.

Время проведения измерений в одной точке принималось 10 секунд, при этом прибором выполнялось 20 измерений. Измерялись три компоненты скорости V_x , V_y , V_z . Обработка результатов измерений проводилась при помощи

программного обеспечения, поставляемого совместно с прибором FlowTracker2.

Измерение скоростей потока в области затопленной закрученной струи выполнялось ультразвуковым доплеровским измерителем скорости течения 3D FlowTracker2 LAB, предназначенным для лабораторных исследований. Общий вид прибора показан на рисунке 3.16. Прибор 3D FlowTracker2 LAB имеет возможность выводить данные измерений на компьютер. Технические характеристики прибора приведены в таблице 3.1.



Рисунок 3.16 – Общий вид ультразвукового доплеровского измерителя скорости течения воды 3D FlowTracker2 LAB [104, 105, 106]

Таблица 3.1 – Основные характеристики прибора 3D FlowTracker2 LAB

Характеристика	Значение
Диапазон измеряемой скорости воды	от $\pm 0,001$ м/с до 4,0 м/с
Разрешение измерения скорости	0,0001 м/с
Точность определения скорости, $\varepsilon\%$	$\pm 1\%$ от измеренной скорости
Рабочая частота ультразвуковых излучений	10,0 МГц

Положение точки измерения	100 мм от центра трансдьюсера (точки излучения звуковой волны)
Минимальная глубина погружения	0,02 м
Диапазон измерения глубины	от 0,0 м до 10,0 м
Разрешение измерения глубины	1,0 мм

Принцип действия ультразвукового измерителя скорости 3D FlowTracker2 LAB основан на использовании эффекта Доплера. Схема измерения показана на рисунке 3.17. Результаты измерения скорости представляются с использованием правосторонней декартовой системы координат с началом координат, привязанным к зонду. Градуированная направляющая располагалась перпендикулярно потоку, над сечением, в точках которого должна быть определена скорость потока. Количество точек измерения устанавливалось в зависимости от ширины затопленной струи. Средний временной интервал измерения скорости в одной точке обычно составлял от 10 до 60 секунд.

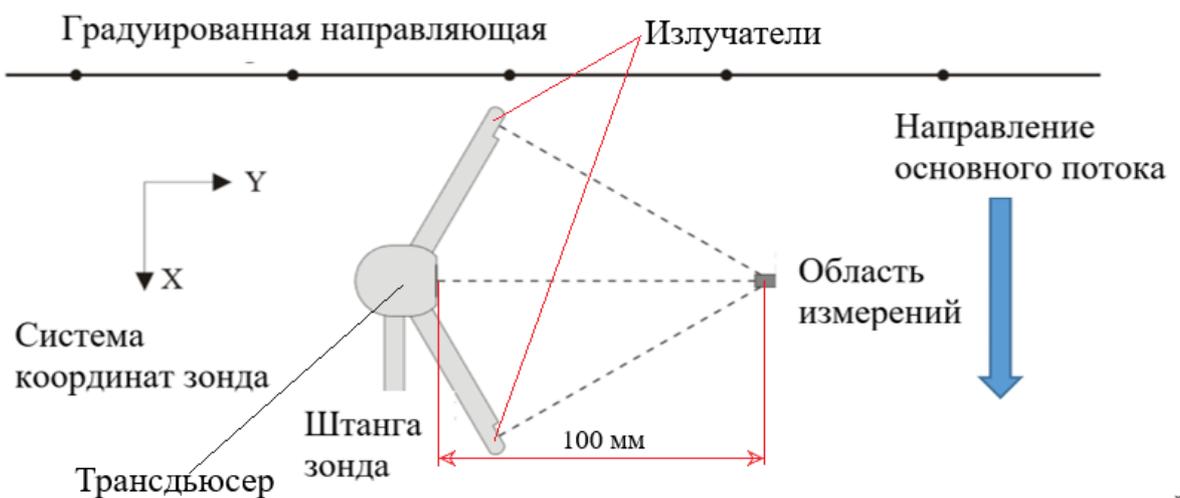


Рисунок 3.17 – Схема измерения скорости потока ультразвуковым измерителем скорости 3D FlowTracker2 LAB [104, 105, 106]

3.6 Результаты гидравлических исследований

В настоящем разделе приведены результаты экспериментальных модельных исследований сопряжения затопленной закрученной струи с движущимся массивом воды в нижнем бьефе. В качестве нижнего бьефа использован гидравлический лоток, описанный в разделе 3.2.

По данным эксперимента построены сравнительные таблицы и графики распределения скоростей в сечениях потоков.

В таблице 3.2 приведены значения результирующих скоростей в сечениях затопленной закрученной струи, выпущенной в гидравлический лоток под углами 90° , 60° и 30° .

Таблица 3.2 – Экспериментальные значения скоростей затопленных закрученных струй в гидравлическом лотке

Сечение	Точка	Значения скоростей, м/с и погрешностей их определения, %					
		90°		60°		30°	
		V_{exp}	$\varepsilon, \%$	V_{exp}	$\varepsilon, \%$	V_{exp}	$\varepsilon, \%$
A	1	0,131	5,30	0,185	2,88	0,332	3,68
		0,129		0,189		0,301	
		0,169		0,200		0,309	
	2	0,321	13,18	0,352	2,51	0,398	3,19
		0,351		0,349		0,425	
		0,350		0,360		0,440	
	3	0,411	0,08	0,421	4,30	0,781	1,64
		0,420		0,400		0,801	
		0,376		0,415		0,823	
	4	0,289	3,99	0,359	2,22	0,462	8,25
		0,278		0,351		0,453	
		0,300		0,348		0,410	
	5	0,150	2,65	0,172	16,6	0,329	2,15
		0,144		0,165		0,298	
		0,147		0,156		0,33	
B	1	0,126	13,69	0,140	2,93	0,221	6,80
		0,135		0,139		0,213	
		0,130		0,152		0,251	
	2	0,248	4,38	0,312	8,90	0,342	1,84
		0,211		0,325		0,296	

		0,261		0,330		0,322	
	3	0,363	2,75	0,352	2,61	0,701	4,13
		0,362		0,349		0,690	
		0,360		0,361		0,720	
	4	0,245	5,31	0,277	1,46	0,351	2,97
		0,246		0,320		0,321	
		0,222		0,304		0,335	
	5	0,162	3,53	0,124	8,56	0,192	7,89
		0,143		0,144		0,210	
		0,132		0,138		0,234	
C	1	0,124	10,33	0,121	9,09	0,121	6,22
		0,109		0,089		0,097	
		0,098		0,114		0,099	
	2	0,231	12,27	0,252	1,49	0,236	4,49
		0,210		0,256		0,291	
		0,236		0,241		0,241	
	3	0,361	3,31	0,357	1,55	0,496	3,48
		0,371		0,328		0,501	
		0,359		0,334		0,521	
	4	0,235	6,63	0,239	0,81	0,237	1,09
		0,219		0,241		0,259	
		0,189		0,252		0,247	
	5	0,123	13,67	0,110	13,8	0,137	2,99
		0,121		0,120		0,128	
		0,097		0,108		0,125	

По данным таблицы 3.2 построены графики распределения скоростей в сечениях затопленной закрученной струи при различных углах её входа в массив воды в гидравлическом лотке (Рисунки 3.18-3.27).

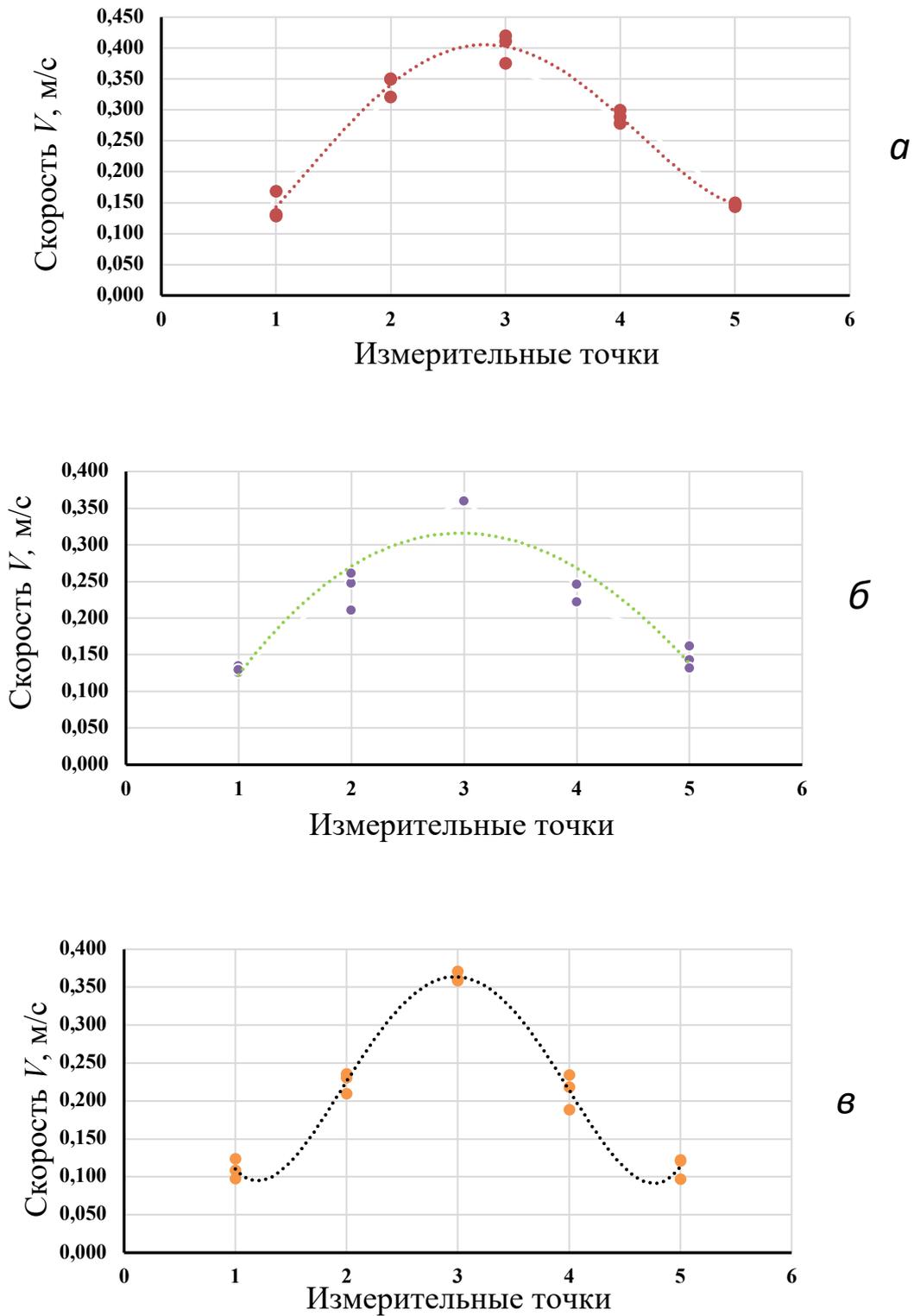


Рисунок 3. 18 - Распределение полной скорости в сечениях. Угол сопряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом лотке 90 градусов: *а* – сечение *A*; *б* – сечение *B*; *в* – сечение *C* (Рисунок 3.14)

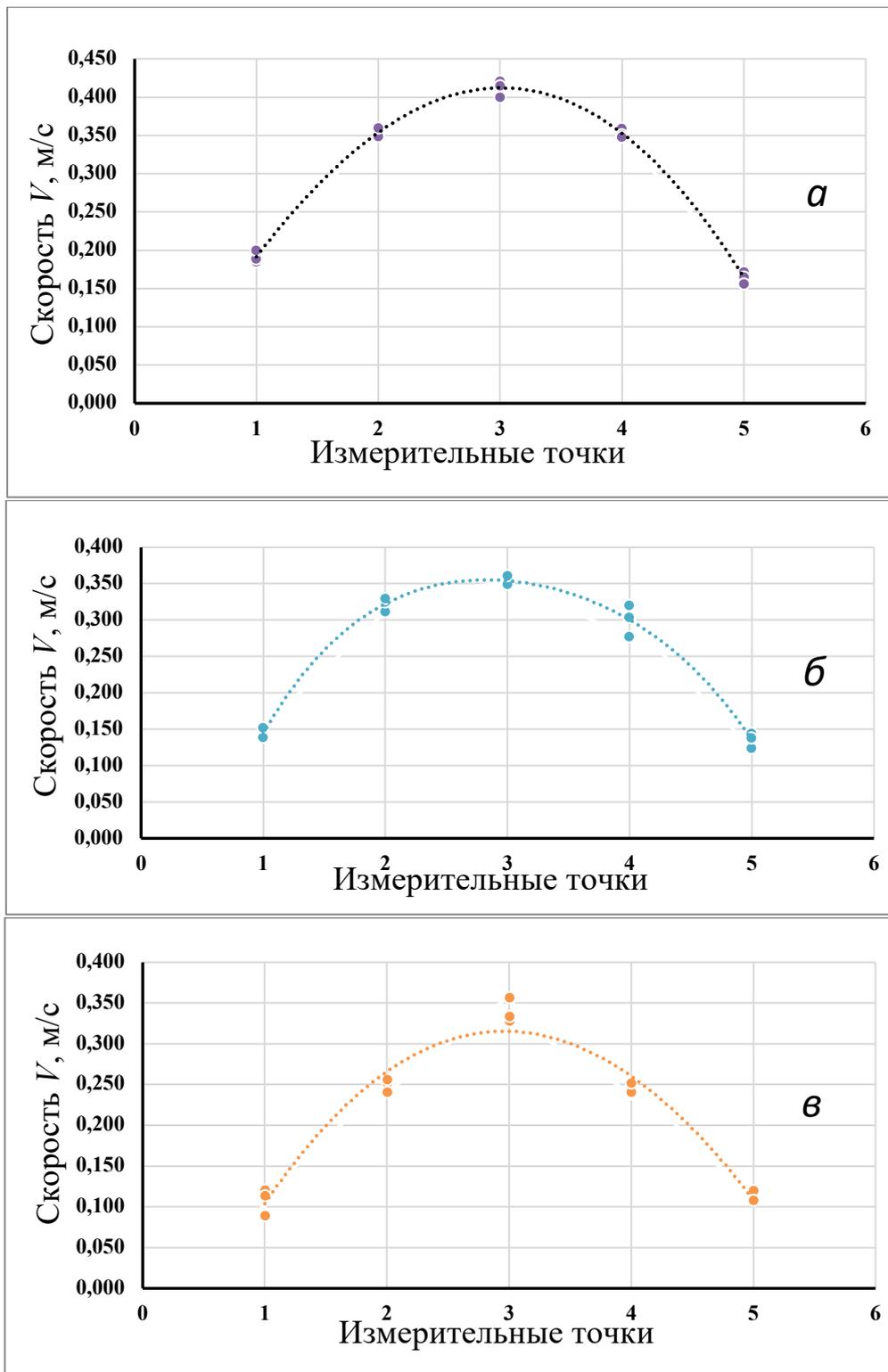


Рисунок 3.19 - Распределение полной скорости в сечениях. Угол сопряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом лотке 60 градусов: *a* – сечение *A*; *б* – сечение *B*; *в* – сечение *C* (Рисунок 3.14)

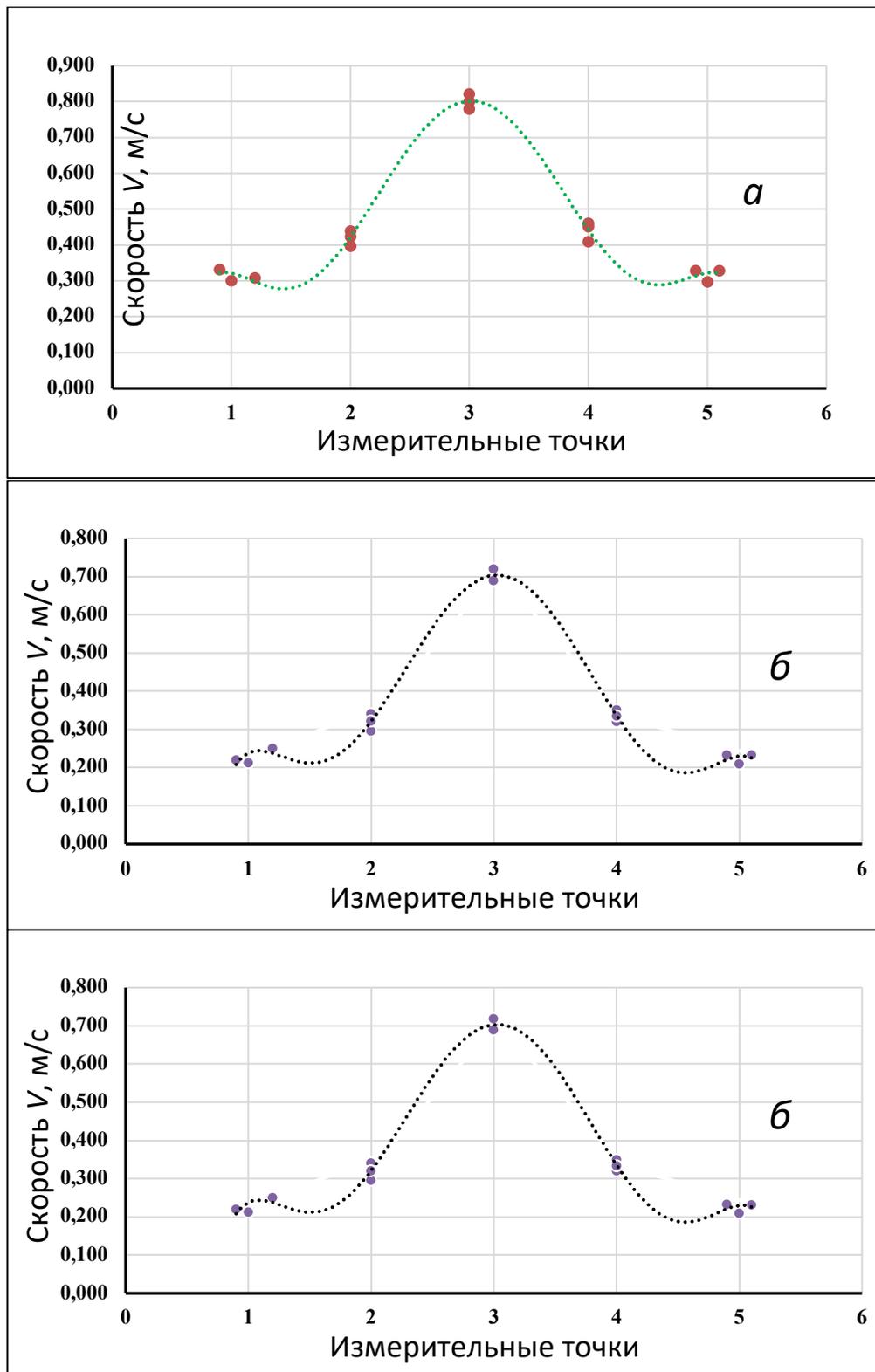


Рисунок 3.20 - Распределение полной скорости в сечениях. Угол сопряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом лотке 30 градусов: *a* – сечение *A*; *б* – сечение *B*; *в* – сечение *C* (Рисунок 3.14)

Во второй главе было отмечено, что с точки зрения распределения закрученного потока в нижнем бьефе предпочтительным углом сопряжения

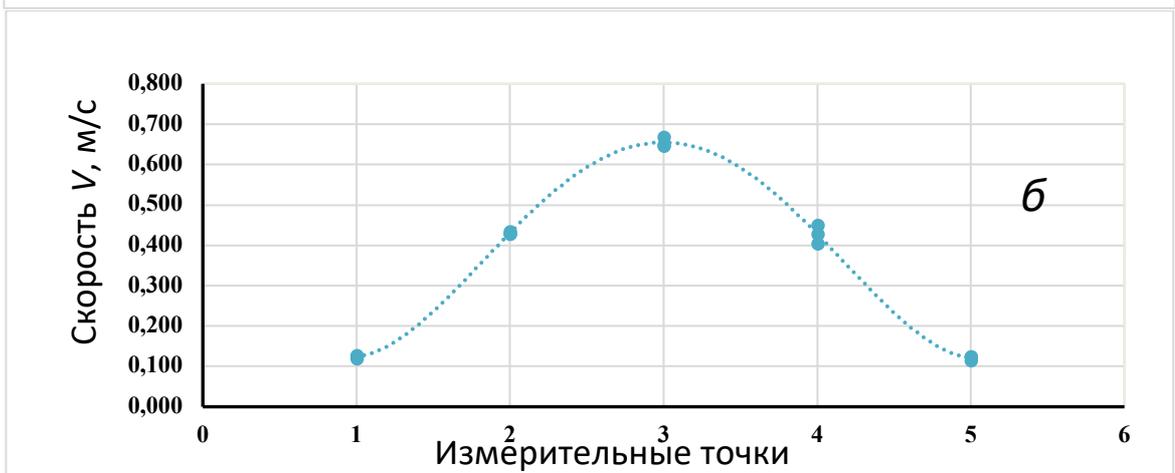
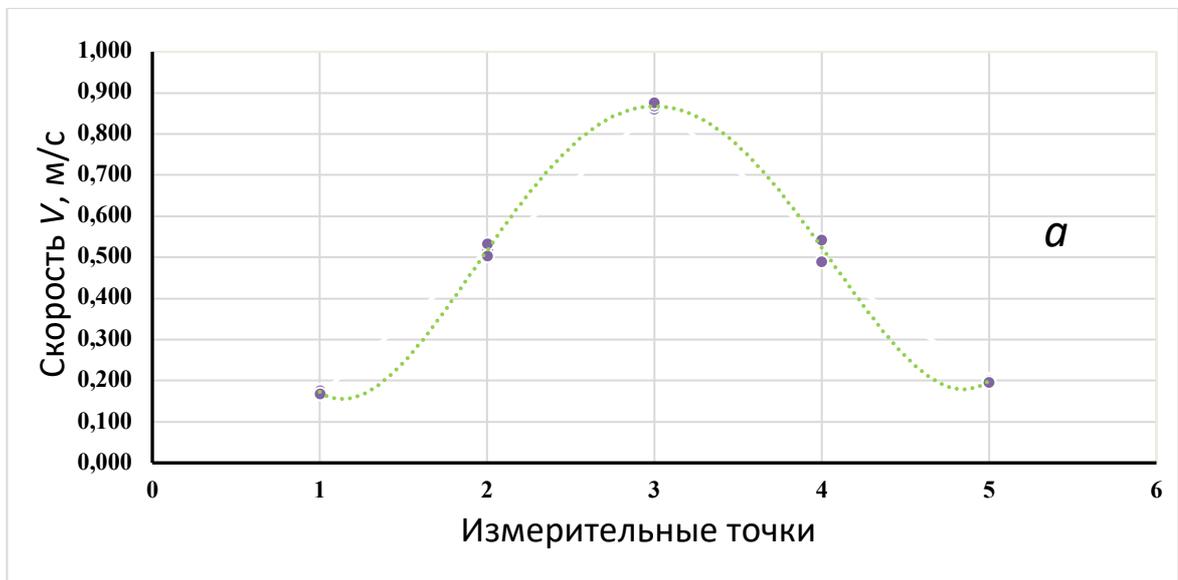
является угол 45° , так как при таком угле поток оказывает наименьшее воздействие на береговую линию нижнего бьефа. Поэтому для угла 45° были дополнительно рассмотрены компоненты вектора скорости. В таблице 3.3 приведены значения результирующей скорости, а также значения компонент вектора скорости затопленной закрученной струи, выпущенной в гидравлический лоток под углом 45° .

По результатам, приведенным в таблице 3.3, построены графики распределения компонент скорости в сечениях потока.

Таблица 3.3 – Значения полной скорости V и её компонент V_x , V_y , V_z в сечениях затопленной закрученной струи, выпускаемой под углом 45° к потоку в гидравлическом лотке

Сечение	Измерительные точки	Значения скоростей, м/с			
		V_x	V_y	V_z	V
A	1	0,134	0,052	0,099	0,175
		0,139	0,055	0,090	0,174
		0,129	0,051	0,092	0,166
	2	0,425	0,110	0,272	0,516
		0,450	0,114	0,260	0,532
		0,400	0,117	0,280	0,502
	3	0,603	0,170	0,590	0,861
		0,609	0,170	0,594	0,868
		0,611	0,173	0,602	0,875
	4	0,452	0,119	0,272	0,541
		0,461	0,115	0,261	0,542
		0,390	0,117	0,270	0,489
	5	0,162	0,055	0,110	0,203
		0,160	0,053	0,108	0,200
		0,155	0,052	0,107	0,195
B	1	0,065	0,054	0,093	0,126
		0,062	0,050	0,090	0,120
		0,059	0,055	0,098	0,127
	2	0,305	0,079	0,290	0,428
		0,325	0,081	0,270	0,430
		0,302	0,085	0,300	0,434
	3	0,511	0,120	0,382	0,649
		0,531	0,114	0,391	0,669
		0,524	0,116	0,360	0,646
	4	0,305	0,081	0,290	0,429
		0,333	0,085	0,292	0,451
		0,290	0,083	0,270	0,405
	5	0,062	0,056	0,093	0,125
		0,065	0,055	0,091	0,125
		0,063	0,053	0,080	0,115

<i>C</i>	1	0,062	0,027	0,081	0,105
		0,059	0,025	0,075	0,099
		0,065	0,025	0,089	0,113
	2	0,203	0,050	0,190	0,282
		0,215	0,051	0,210	0,305
		0,207	0,052	0,230	0,314
	3	0,254	0,084	0,300	0,402
		0,268	0,079	0,286	0,400
		0,285	0,090	0,309	0,430
	4	0,203	0,050	0,180	0,276
		0,205	0,050	0,210	0,298
		0,228	0,051	0,240	0,335
	5	0,066	0,025	0,081	0,107
		0,065	0,024	0,095	0,118
		0,063	0,024	0,092	0,114



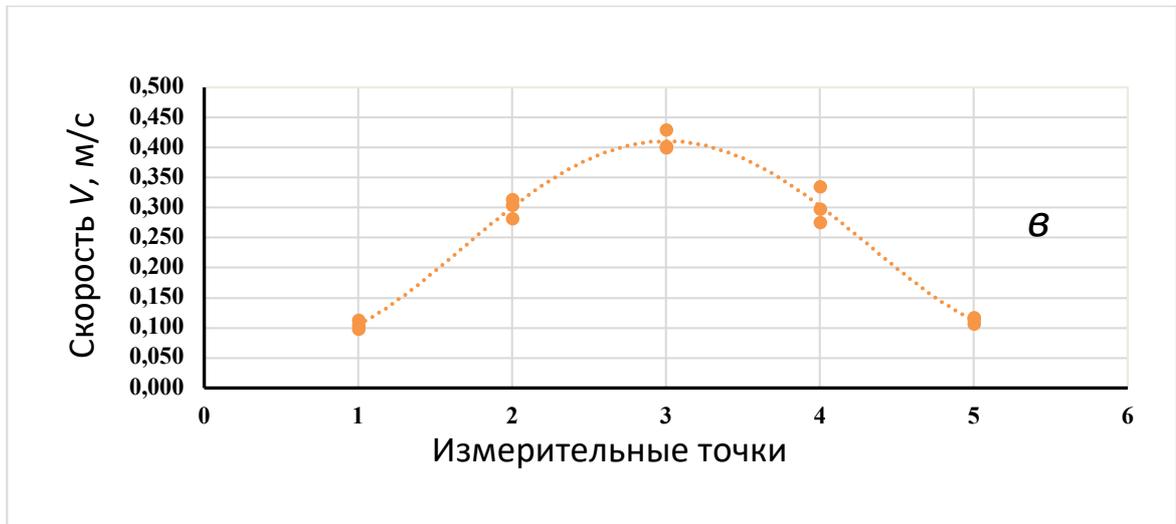
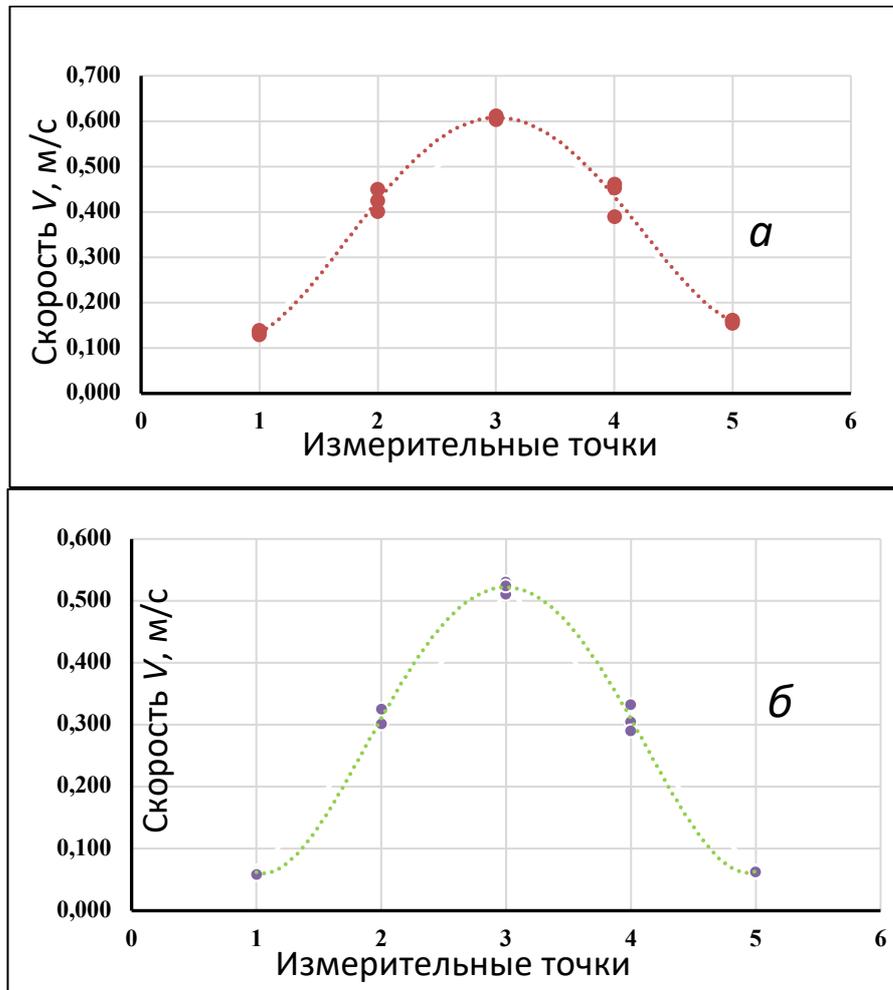


Рисунок 3. 21 - Распределение полной скорости в сечениях. Угол сопряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом лотке 45 градусов: a – сечение A ; b – сечение B ; $в$ – сечение C (Рисунок 3.14)



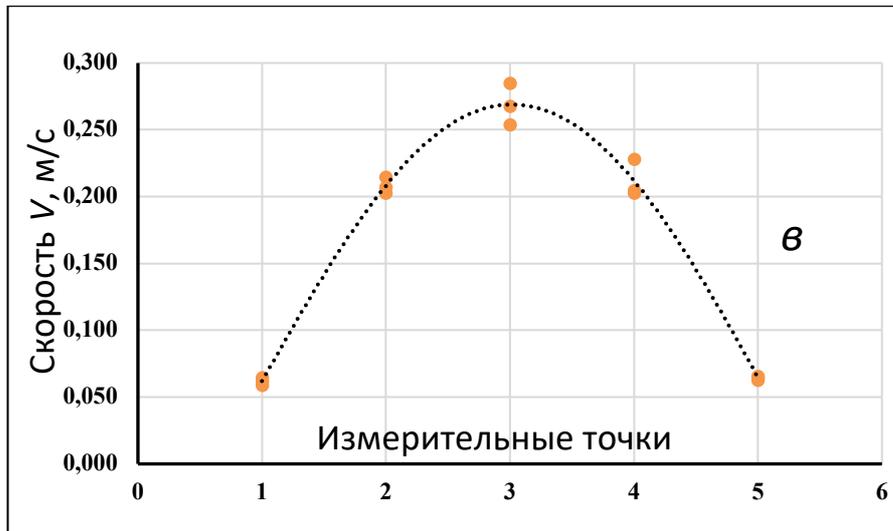
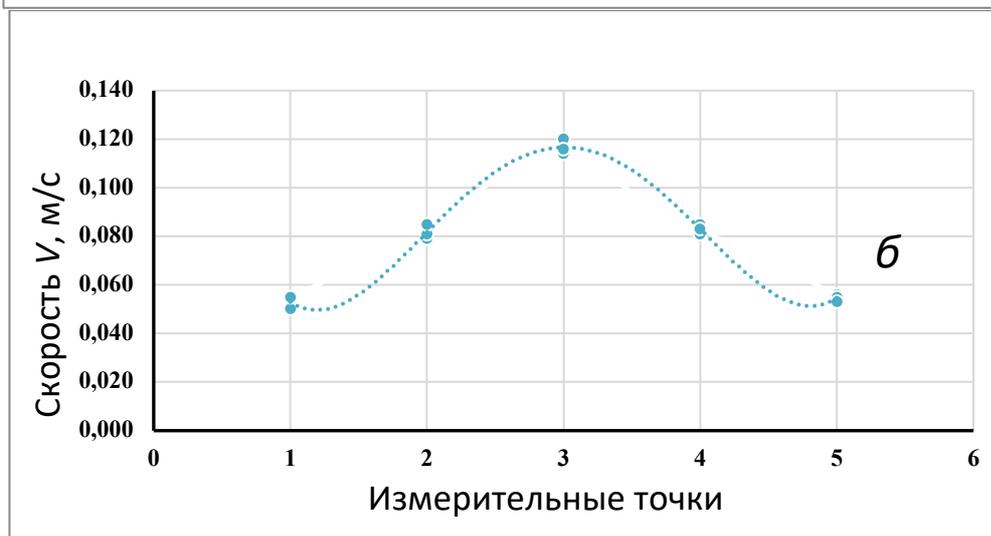
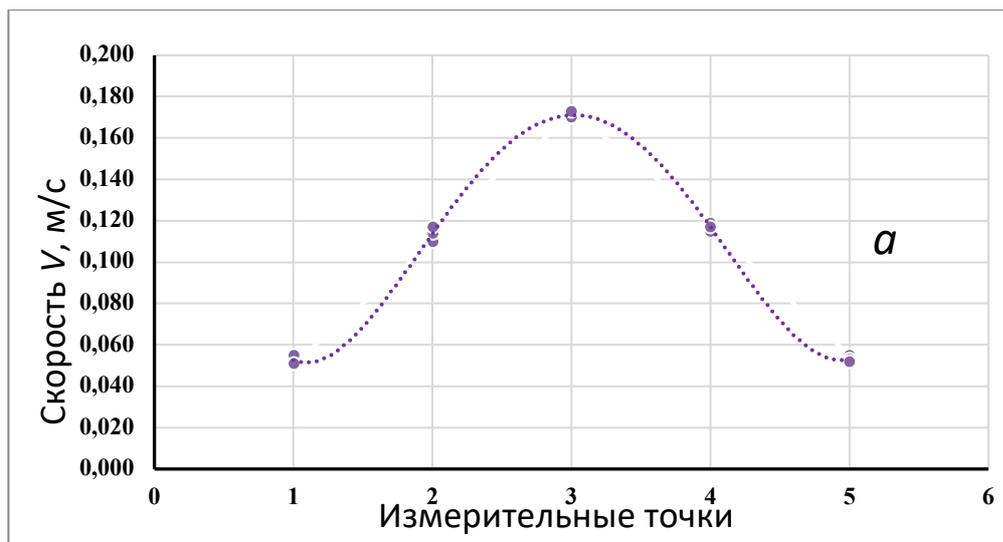


Рисунок 3.22 – Распределение компоненты скорости V_x в сечениях. Угол сопряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом лотке 45 градусов: *a* – сечение *A*; *б* – сечение *B*; *в* – сечение *C* (Рисунок 3.14)



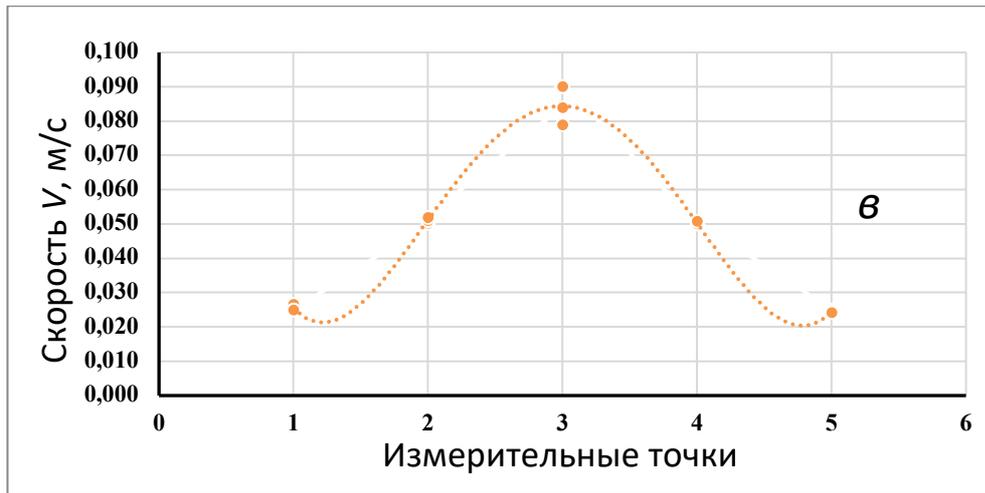
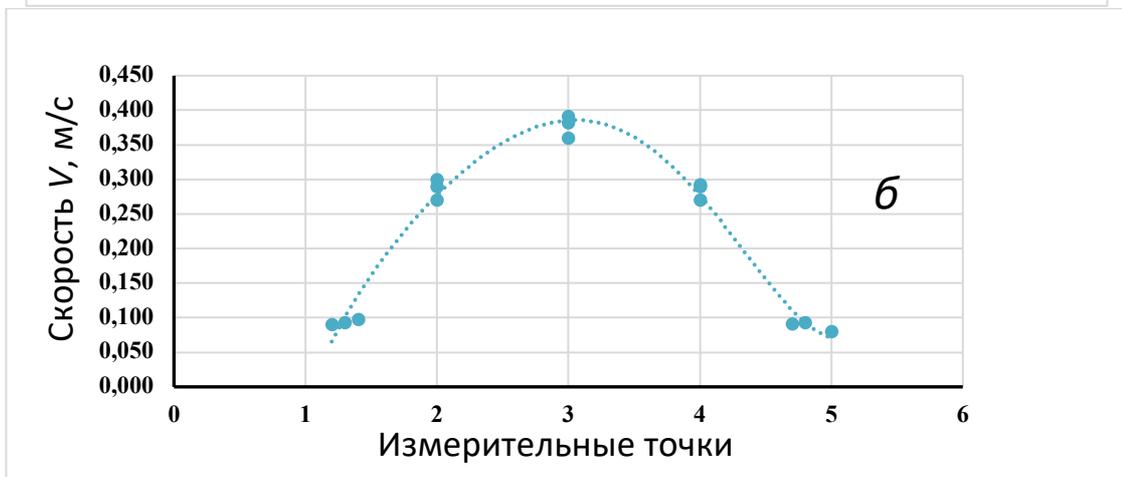
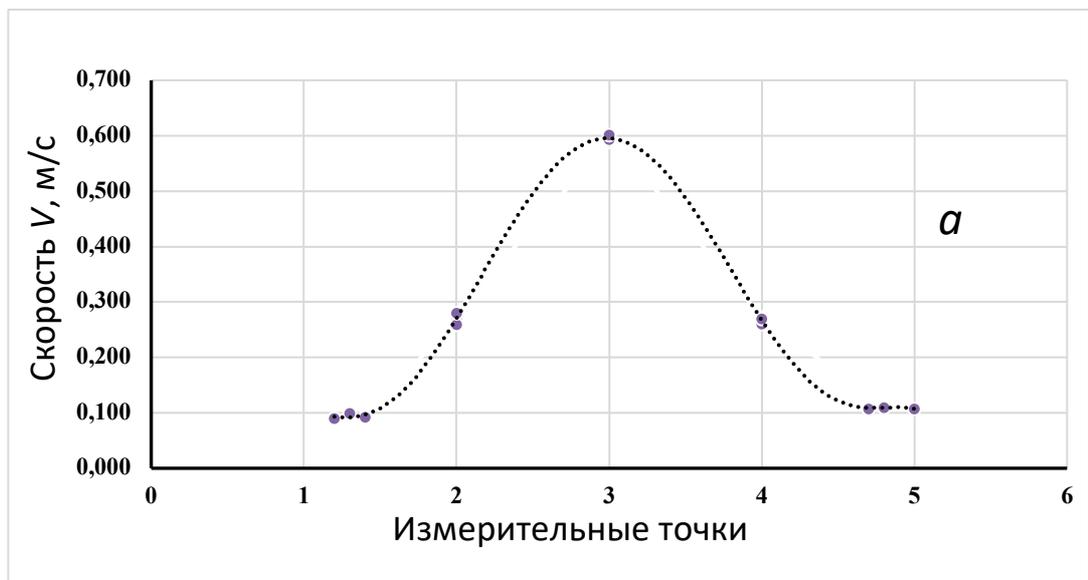


Рисунок 3.23 - Распределение компоненты скорости V_y в сечениях. Угол со-
 пряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом
 лотке 45 градусов: *a* – сечение *A*; *b* – сечение *B*; *в* – сечение *C* (Рисунок 3.14)



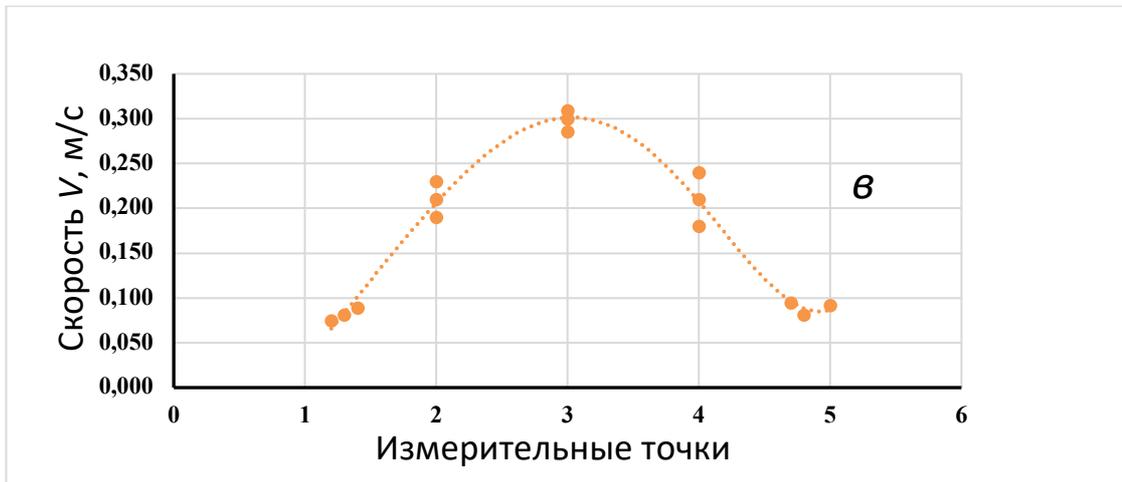


Рисунок 3.24 - Распределение компоненты скорости V_z в сечениях. Угол сопряжения закрученной затопленной струи с течением в гидравлическом лотке 45 градусов: *a* – сечение *A*; *b* – сечение *B*; *в* – сечение *C* (Рисунок 3.14)

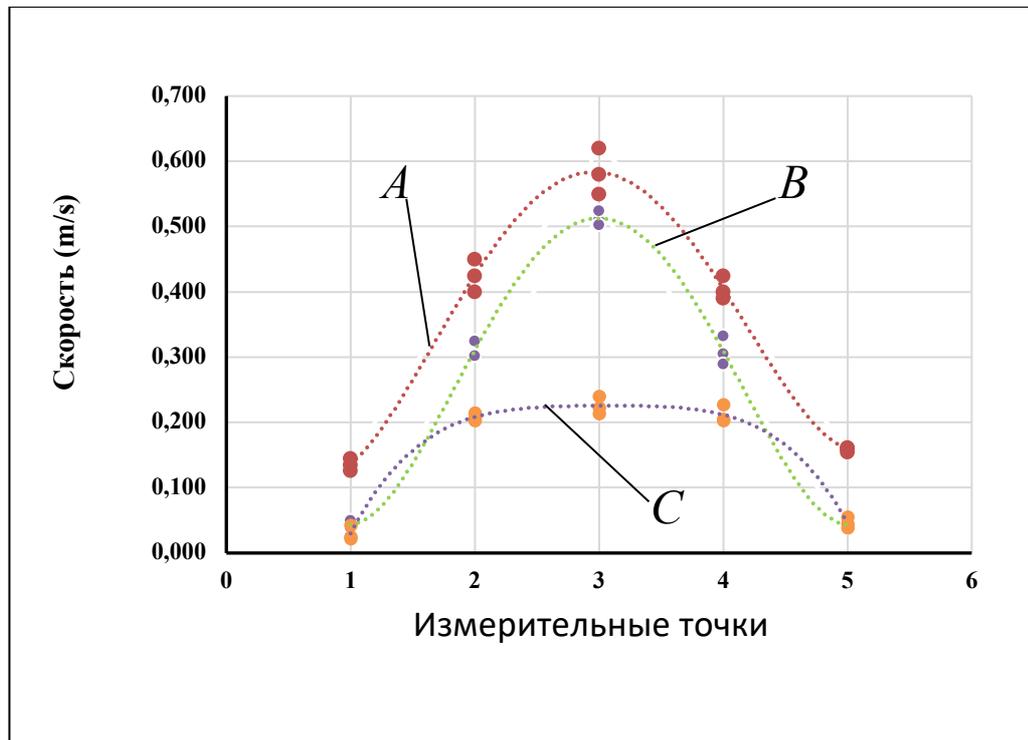


Рисунок 3.25 - Совмещенные графики распределения компоненты скорости V_x по сечениям потока при угле сопряжения 45°

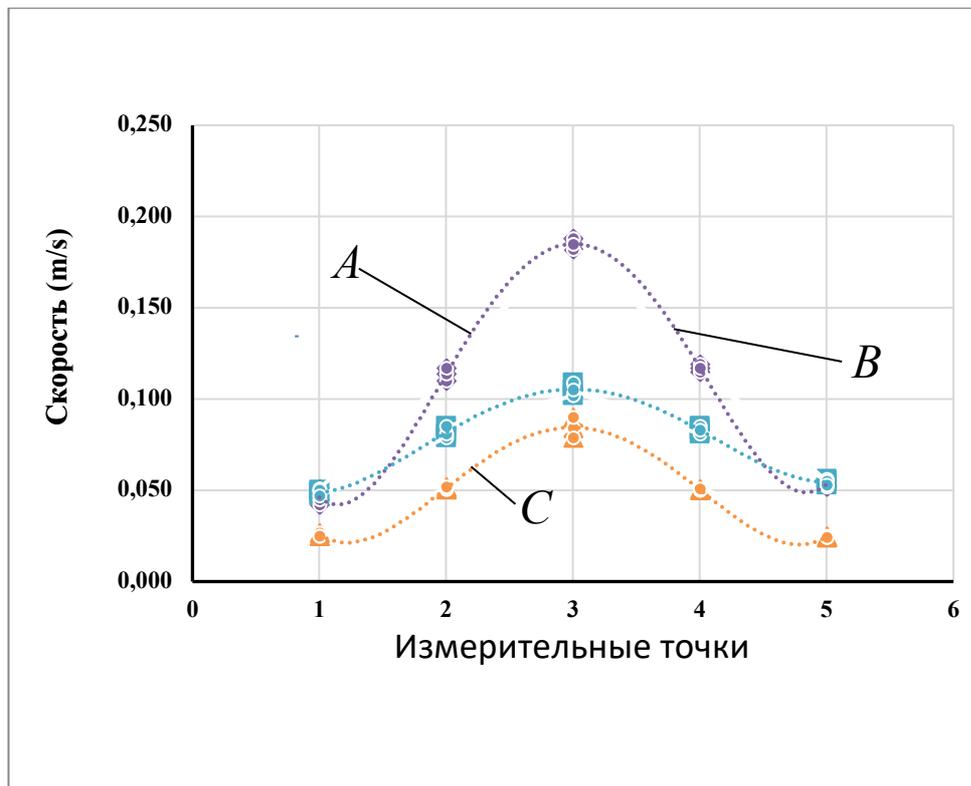


Рисунок 3.26 - Совмещенные графики распределения компоненты скорости V_y по сечениям потока при угле сопряжения 45°

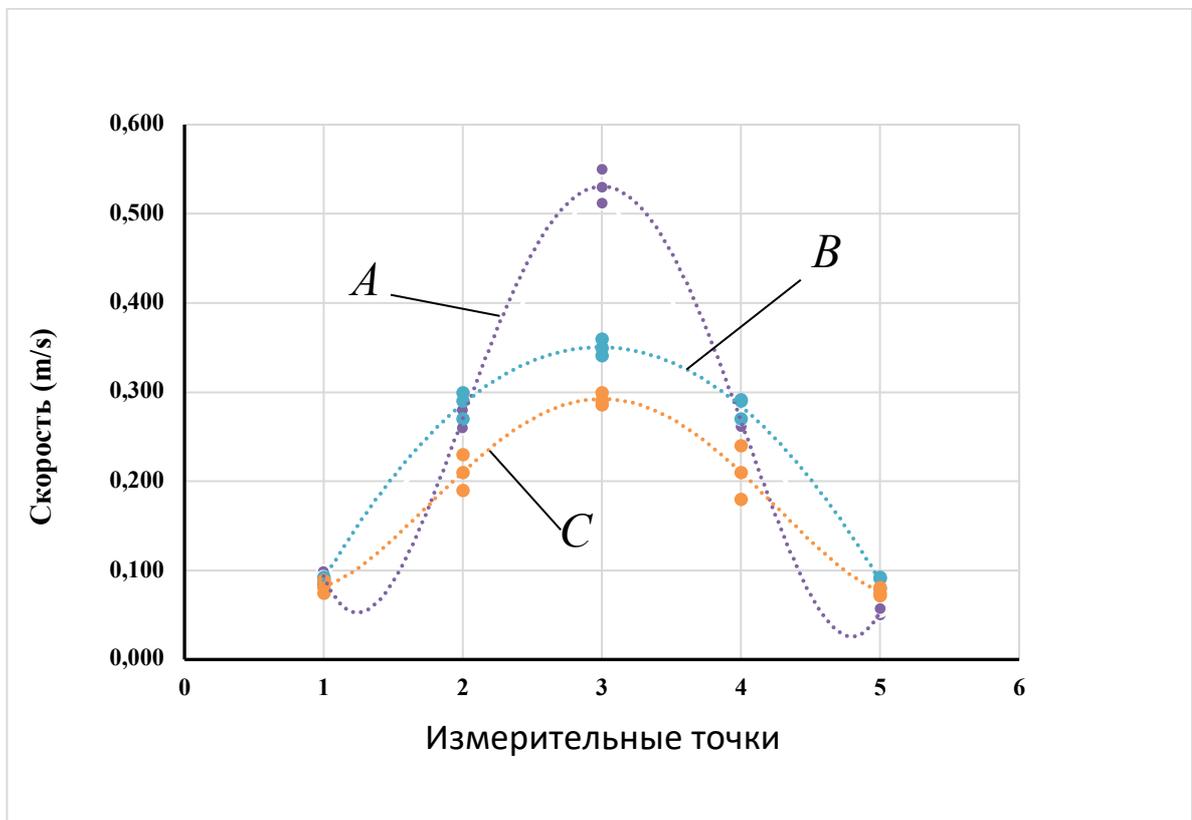


Рисунок 3.27 - Совмещенные графики распределения компоненты скорости V_z по сечениям потока при угле сопряжения 45°

Выводы по главе 3

Глава посвящена физическому моделированию распространения затопленной закрученной струи, выходящей из водосбросной системы в стоячий массив воды в нижнем бьефе или сносящий поток. В главе приводится информация о созданном экспериментальном стенде, с помощью которого моделировалось вышеописанное гидравлическое явление. Дано описание методики проведения модельных исследований и способе создания модели закручивающего устройства шнекового типа с помощью 3D принтера. Раздел главы посвящён условиям моделирования закрученных течений в цилиндрической трубе и моделирования в открытом канале. Приведены результаты исследований в виде полученных распределений скоростей затопленной закрученной струи, выходящей в сносящий поток под разными углами.

1. При изучении сложных гидравлических явлений важное место занимает физическое моделирование, которое позволяет получить необходимые данные в лабораторных условиях с помощью экспериментального стенда. Этот метод в задаче сопряжения циркуляционно-продольного потока со сносящим течением позволяет получить распределение скоростей по длине распространения затопленной струи в сносящем водном массиве.

2. Для решения поставленной задачи был создан экспериментальный стенд, состоящий из двух блоков. Первый блок моделировал закрученный поток, который выпускался в водный массив и сопрягался с течением в гидравлическом лотке. Этот блок включал напорный трубопровод с насосом и модель закручивающего устройства. Второй блок имитировал поток воды в нижнем бьефе. Этот блок включал открытый гидравлический лоток и необходимую инфраструктуру для замкнутой работы системы.

3. Для получения циркуляционно-продольного течения в цилиндрическом канале изготовлено закручивающее устройство, выполненное из пластика. Закручивающее устройство в виде четырёхзаходных шнеков

изготовлено на 3D принтере. Было изготовлено три типа закручивающих устройств одного диаметра, отличающиеся шагом спиральной закрутки.

4. Автором разработана методика проведения эксперимента с использованием измерителя скорости течения с помощью ультразвукового доплеровского измерителя скорости, который мог перемещаться в толще воды по трём ортогональным координатам. Массив данных получен путём разбиения всего измерительного объёма на контрольные точки.

5. Анализ условий физического моделирования установившихся вязких закрученных потоков показал, что корректная система их динамического подобия ограничивается четырьмя критериями:

$$Re \geq Re_{ГР}, Fr = \frac{V^2}{gR} = idem, Eu = \frac{P_0}{\rho V^2} = idem, Ai = \frac{M_i}{2R_{Гi}I_i} = idem.$$

6. В результате проведённого эксперимента получены кинематические характеристики затопленной закрученной струи в сносящем потоке. Получены графики распределения скорости течения для разных углов сопряжения закрученной затопленной струи с потоком воды в лотке.

Глава 4. Численное моделирование сопряжения закрученных потоков с массивом воды в нижнем бьефе

4.1 Математические модели турбулентного течения жидкости

При проектировании высоконапорных водосбросов в горных узких створах реки возникают научные и инженерные проблемы, обусловленные высокими (до 50÷60 м/с) скоростями течения и компоновкой гидроузла. Для решения этих задач представляется разумным использовать дешевые и доступные модели, описывающие сопряжение вихревых потоков с нижним бьефом.

Одно и то же физическое явление допускает множество различных моделей, которые делят на физические и математические [107]. Физические модели чрезвычайно надежны и удобны для решения инженерных задач, однако и весьма дороги, особенно при моделировании существенно нелинейных явлений, когда невозможно перемасштабирование. Построение в лабораторных условиях физических моделей реальных гидроузлов невозможно, в лаборатории была создана уменьшенная копия гидроузла.

Математические модели, напротив, предлагают чрезвычайно экономичное решение инженерных задач, однако всегда следует помнить о том, что всякая математическая модель учитывает лишь некоторые явления и лишь с некоторой точностью. По А.А. Самарскому [108] математическое моделирование включает в себя три этапа:

- конструирование на основе общих законов природы и того или иного эмпирического материала корректной математической задачи, именуемой математической моделью явления;
- создание алгоритма для решения этой задачи;
- верификация модели путем сравнения с натурным экспериментом и с другими, более простыми моделями.

В настоящей главе математическая модель сопряжения вихревого стока с нижнем бьефом строится для параметров, близких к параметрам физической модели, реализованной в гидравлической лаборатории.

Рассмотрим течение жидкости в некоторой области S . Введем декартову неподвижную систему координат x, y, z , мгновенную скорость течения жидкости в точке (x, y, z) в момент времени t будем обозначать как $\vec{v}(x, y, z, t)$. В теории динамику поля скоростей должно описывать уравнение Навье-Стокса (Navier-Stokes eq.):

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \nu \Delta \vec{v} - \frac{\nabla p}{\rho}, \quad (4.1)$$

где ν – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность, p – давление.

Коэффициент кинематической вязкости ν и плотность ρ можно считать известными константами. Давление p является наряду с тремя компонентами скорости движения еще одной неизвестной функцией. Всего получается три дифференциальных уравнения на четыре неизвестные функции. Для несжимаемой жидкости эти уравнения дополняют уравнением неразрывности (continuity eq.)

$$\vec{v} \cdot \nabla = 0. \quad (4.2)$$

Математические модели турбулентных течений, основанные на прямом решении начально-краевых задач для уравнений Навье-Стокса, удается использовать лишь в тех редких случаях, когда уравнения решаются аналитически. Однако обычно краевые задачи для уравнений в частных производных крайне редко удается решить аналитически, поэтому обычно применяются численные, преимущественно сеточные методы решения дифференциальных уравнений. Применение сеточных методов подразумевает, что на масштабе порядка шага сетки решение можно хорошо приблизить линейными функциями. В турбулентных задачах это предположение не выполняется, уравнение Навье-Стокса, по всей видимости, хорошо описывают мелкую структуру потоков и по этой причине очень плохо поддаются численному решению по методу конечных разностей.

4.2 Классификация моделей турбулентности

Модели, основанные на численном решении уравнений Навье-Стокса, в англоязычной литературе получили название Direct numerical simulation (DNS). Эти модели применяют в академических исследованиях при малых числах Рейнольдса, особенно для газообразных потоков. В качестве примера можно указать весьма популярную двумерную задачу об образовании дорожки Кармана [109, 110]. Эти модели, безусловно важны и для верификации моделей турбулентности, которые, в отличие от уравнений Навье-Стокса, не выводятся из фундаментальных законов природы. Однако организация счета по таким моделям чрезвычайно затратна и ведет к огромному объему данных, описывающих неинтересную для многих практических задач мелкую структуру течений. Поэтому моделей, основанных на прямом решении уравнений Навье-Стокса, в инженерных расчетах стараются избегать [111].

С математической точки зрения уравнения Навье-Стокса – чрезвычайно сложные, в настоящее время не доказано даже существование и гладкость решения уравнений Навье-Стокса [112]. Это означает, что в настоящее время нет корректной по Адамару математической модели турбулентных течений. Тем не менее в прошлом веке было предложено целое семейство полуэмпирических моделей, хорошо зарекомендовавших себя в инженерной практике.

Описание этих моделей, данное Вилкоксом [113], стало стандартом. Большим подспорьем при написании нижеследующего обзора стало пособие Белова и др. [77] и обзор Садрегажижи [111]. На рисунке 4.1 показана таблица, в которой представлены основные математические модели.

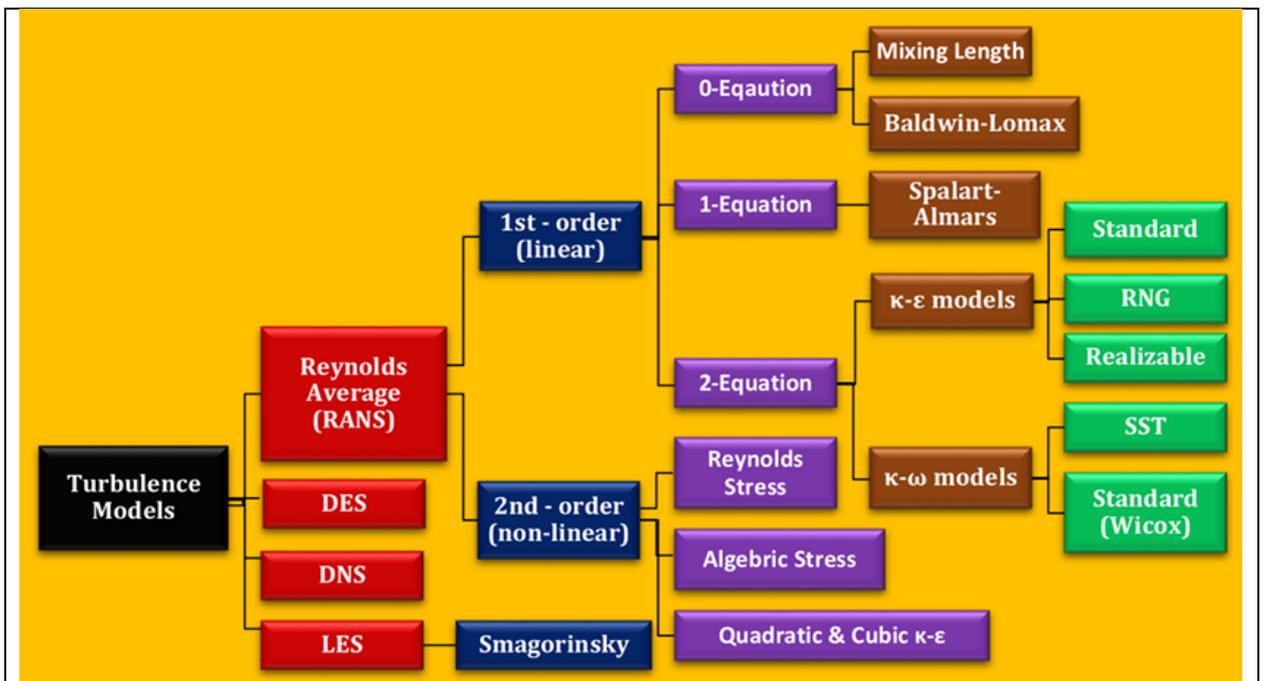


Рисунок 4.1 - Математические модели турбулентности

Замечание 1. Используемое в обзоре [111] название для этого рисунка иерархия моделей – весьма неудачно. С точки зрения отечественной школы математического моделирования упорядочение моделей в иерархию осуществляется от более простых, но менее точных к более сложным, но и более точным [108].

Эти модели следует поделить на четыре типа:

- модели, основанные на осреднении уравнений Навье-Стокса по Рейнольдсу (RANS-based turbulence Models, RANS);
- Large Eddy Simulation, LES;
- Detached Eddy Simulation, DES;
- Direct Numerical Simulation, DNS.

В основе RANS-моделей лежит представление о том, что скорость и давление как функции t можно представить как сумму медленно меняющейся функции t и быстро осциллирующей турбулентной пульсации. Условимся обозначать медленно меняющуюся компоненту той же буквой, что и исходную функцию, но только заглавной, а осциллирующую компоненту пометить

штрихом. Например,

$$v_x = V_x + v'_x.$$

Обычно принимают, что есть такой характерный масштаб по времени Δt , что

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v_x(x, y, z, \tau) d\tau = V_x(x, y, z, t).$$

При этом V_x называют осреднением V_x и пишут $V_x = \bar{v}_x$.

LES- и DES- модели тоже используют идею осреднения. В LES-моделях скорость и давление усредняют не как функции t , а как функции точки (x, y, z) , используя соотношение вида

$$V_x = \iiint_{\mathbb{R}^3} K(\vec{x} - \vec{\xi}) v_x(\vec{\xi}, t) d\zeta.$$

DES- модели пытаются соединить методы RANS- и LES- моделей. Эти модели приводят к весьма сложным в вычислительном плане задачам и поэтому используются только для инженерных расчетов сложных течений. Поэтому далее мы ограничимся рассмотрением только RANS-моделями.

4.3 Линейные RANS-модели

Интегрируя уравнение неразрывности по интервалу $[t, t + \Delta t]$, получим то же уравнение

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0,$$

поэтому в рамках любой из RANS-моделей уравнение неразрывности выполняется точно, по крайней мере до того момента, когда будет сделан переход от дифференциальных уравнений к разностным. Уравнения Навье-Стокса – нелинейные, поэтому процедура осреднения приводит к уравнению

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 V_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ji} + \tau_{ji}), \quad (4.3)$$

где
$$S_{ji} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right).$$

Это уравнение, с учетом уравнения неразрывности, отличается от уравнения Навье-Стокса появлением дополнительных слагаемых,

$$\tau_{ij} = -\overline{v'_i v'_j},$$

формирующих тензор напряжений Рейнольдса (specific Reynolds-stress tensor).

RANS-модели различаются лишь связью этого тензора с функциями \vec{V} и P .

Величину турбулентной пульсации естественно оценивать величиной кинетической энергии (turbulence kinetic energy):

$$k = \frac{1}{2} \overline{v'_i v'_i}.$$

Линейные RANS-модели основаны на гипотезе Буссинеска, согласно которой тензор рейнольдсовских напряжений равен

$$\tau_{ij} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}.$$

Следует заметить, что сам Буссинеск (1877 г.) ввел турбулентную кинематическую вязкость ν_T как коэффициент пропорциональности в этой формуле и считал его постоянной величиной. Однако эксперименты показали, что ν_T определяется состоянием турбулентности и не связан со свойствами жидкости. Так, например, известно, что для течения в открытом канале ν_T меняется по глубине по параболическому закону [114].

Таким образом, в линейных RANS-моделях заменяют 6 неизвестных функций, составляющих тензор τ_{ij} , на две – энергию турбулентных пульсаций k и турбулентную вязкость ν_T . Всего получается 4+2 неизвестные скалярные функции, для определения которых имеется 4 дифференциальных уравнения. Здесь, очевидным образом, возникает проблема замыкания системы уравнений Навье-Стокса, усредненных по Рейнольдсу: необходимо добавить к ним еще два дифференциальных уравнения.

В плоских задачах, когда геометрия задачи позволяет работать только τ_{xy} , выражение которого не содержит k , составление этих уравнений можно избежать и ограничиться, так называемыми, алгебраическими моделями, в которых выражают ν_T через V , P и их производные. Эти модели очень удобны для

моделирования плоских течений возле плоских стенок и исследования пограничных слоев [77].

При моделировании принципиально трехмерных течений, каковым заведомо циркуляционно-продольный поток в вихревом водосбросе, естественно использовать модели с двумя дифференциальными уравнениями.

4.4 $k - \omega$ – модель

Первая такая модель турбулентности предложена Колмогоровым в 1942 году, однако интерес к ней возник лишь после того, как в 1970 г Саффмен предложил схожую модель, получившую название $k - \omega$ – модель [115].

Замечание 2. По всей видимости, Саффмен составил уравнения $k - \omega$ – модели, не зная о работе Колмогорова, с которой его познакомил Спелдинг [116]. В последствии Вилкоккс высказывал немалое изумление по поводу того, что великий русский математик построил именно ту модель, к которой независимо и спустя несколько десятилетий пришли практики. При этом «аргумент Колмогорова скорее является примером из анализа размерностей, нежели выводом фундаментальной физики» [77].

Для описания этой модели к трем усредненным компонентам скорости и давлению две новые переменные, характеризующие турбулентность: энергию турбулентных пульсаций k и еще одну новую величину ω , имеющую размерность с^{-1} , связанную с коэффициентом турбулентной вязкости простым соотношением

$$k = \nu_T \omega.$$

В современных версиях это соотношение сохранено только для достаточно малых ω , см. 113]. Колмогоров определял параметр ω как скорость диссипации энергии в единице объема и времени, Саффмен – как «частотную характеристику самопроизвольного процесса турбулентного распада», наконец,

Сполдинг (1972), Вилкоккс и Албер (1972), Робинсон, Харрис и Хасан (1995) идентифицировали ω как «флуктуирующую завихренность» [77].

Еще в работе Колмогорова было предложено замкнуть систему для определения $4+2 = 6$ неизвестных путем добавления для k и ω два новых дифференциальных уравнения, по форме схожих с уравнением Навье-Стокса. Эта идея, дополненная соображениями, связанными с размерностями используемых величин, позволила составить для k и ω дифференциальные уравнения, содержащие коэффициенты, которые были подобраны эмпирически путем сравнения результатов моделирования с результатами натуральных экспериментов. Со временем уравнение для ω было существенно модифицировано, в последних версиях были учтены проблемы, возникающие при больших ω .

Полное описание последней версии $k - \omega$ модели предложена Вилкоксом в 2008 г. [117], оно весьма близко к описанию в его книге [113]. Следует, однако, иметь в виду, что различные авторы используют более старые модели, а также разного рода модификации. В руководстве Белова [77] описана более старая версия. Сайт [/turbmodels.larc.nasa.gov/wilcox.html/](http://turbmodels.larc.nasa.gov/wilcox.html) выделяет целое семейство $k - \omega$ моделей.

4.5 $k - \varepsilon$ – модель

В современных инженерных расчетах чаще используется другая модель с двумя уравнениями $k - \varepsilon$ – модель, предложенная Лаундером и его коллегами в начале 1970-х годов [118]. Это – наиболее популярная модель для описания турбулентных течений [77, 113].

Для ее описания вводят помимо кинетической энергии турбулентных пульсаций k вводят еще одну функцию, характеризующую эти пульсации:

$$\varepsilon = \nu \sum_{i,k} \overline{\frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \frac{\partial v'_i}{\partial x_k}}.$$

Эта величина получила название удельной диссипации (dissipation per unit mass). Турбулентная вязкость (определяется из соображений размерности как

$$v_T = C_\mu k^2 / \varepsilon,$$

здесь безразмерный коэффициент считается постоянным и был определен по эмпирическим данным как

$$C = 0,009.$$

Динамику двух новых величин, характеризующих турбулентность, описывают двумя уравнениями, подобными уравнению Навье-Стокса. Динамика энергии к описывается уравнением

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \sum_{j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v - v_T / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right],$$

где $\sigma_k = 1,0$. Динамика диссипации ε описывается уравнением,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 V_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \sum_{j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial V_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v - v_T / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right],$$

коэффициенты которых подобраны эмпирически

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

Добавление этих двух уравнений к RANS дает 6 уравнений на 6 неизвестных, четыре из которых P , V_x , V_y , V_z характеризуют течение в среднем, а оставшиеся две k и ε – характеризуют турбулентность потока.

4.6 SST $k - \omega$ -модель

В сравнении с $k - \omega$ – моделью $k - \varepsilon$ – модель записывается заметно проще. Однако следует заметить, что к дифференциальным уравнениям необходимо добавлять и граничные условия. В рамках $k - \omega$ – модели [117] используется условие прилипания к стенке, в том числе шероховатой, для скорости и

k , а для ω выражается линейно через квадрат динамической скорости (friction velocity). В рамках $k - \varepsilon$ – модели приходится ставить весьма сложные и ненадежные условия, описывающие поведение скорости возле стенки. По этой причине была предложена Shear-Stress Transport (SST) $k - \omega$ – модель, которая совпадает $k - \varepsilon$ – моделью в глубине рассматриваемой области и с $k - \omega$ – возле стенок. В настоящее время эта модель позиционируется как более совершенная замена для стандартных $k - \omega$ – и $k - \varepsilon$ –моделей.

Подводя итог обзору моделей турбулентности, можно утверждать, что три RANS-модели с двумя уравнениями являются наиболее разумными кандидатами для моделирования сопряжения циркуляционно-продольных течений, выходящих из вихревых водосбросных систем гидроузлов в нижний бьеф. Как отмечалось выше, эти модели основаны на некоторых предположениях, обоснование которых представляет значительные трудности, и содержат параметры, которые определяются эмпирически. В то же время, эти параметры подбирались на протяжении нескольких десятков лет на потоках, параметры которых менялись в весьма больших диапазонах. Поэтому можно надеяться на то, что эти модели позволят создать адекватную модель сопряжения циркуляционно-продольного течения с нижним бьефом для гидроузлов в правильном масштабе. Слабым местом этих моделей может стать гипотезу Буссинеска, поскольку, ее применение для описания трехмерных течений не всегда дает приемлемые результаты [119].

4.7 Численные методы анализа стационарных течений в рамках RANS-моделей турбулентности

4.7.1 Метод конечных элементов

При проектировании инженерных сооружений, использующих

закрученные потоки, процессы установления течения не слишком интересны, поэтому при их моделировании можно ограничиться изучением стационарных течений.

Говоря о стационарном течении в рамках той или иной RANS-модели турбулентности, мы полагаем, что осреднение величины \vec{V} и P и параметры, характеризующие турбулентность в среднем, на зависят от t . При этом, конечно, сама скорость \vec{v} имеет быстро осциллирующую компоненту \vec{v}' , зависящую от t , но в среднем на интервале длины Δt равную нулю. Таким образом, вычисляемое в дальнейшем стационарное поле скоростей отличается от фактического поля скоростей потока на величину, которая пульсирует во времени.

С математической точки зрения стационарность течения означает, что в рамках модели с двумя уравнениями следует во всех 6 дифференциальных уравнениях положить $\partial t = 0$. Например, в рамках $k - \varepsilon$ - модели мы получаем задачу об отыскании усредненного поля скоростей \vec{V} , давления P и двух величин k, ε , характеризующих в среднем турбулентные пульсации, удовлетворяющие

1) усредненному уравнению Навье-Стокса

$$\sum_{j=1}^3 V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ji} + \tau_{ij}), \quad (4.4)$$

где, напомним,

$$S_{ji} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)$$

и, согласно гипотезе Буссенеска,

$$\tau_{ij} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij},$$

причем коэффициент турбулентной вязкости

$$\nu_T = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad C_\mu = 0,009.$$

2) уравнению неразрывности

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial V_j}{\partial x_j} = 0, \quad (4.5)$$

3) уравнению энергии турбулентных пульсаций

$$\sum_{j=1}^3 V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \sum_{i,j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v - v_T/\sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (4.6)$$

$$\sigma_k = 1.0$$

4) уравнение диссипации

$$\sum_{j=1}^3 V_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \sum_{i,j=1}^3 \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v - v_T/\sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right], \quad (4.7)$$

где коэффициенты, которые подобраны эмпирически

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

Таким образом, для отыскания шести неизвестных функций $V_x, V_y, V_z, P, k, \varepsilon$ переменных x, y, z имеется шесть нелинейных дифференциальных уравнений 2-го порядка. К сожалению, эта задача, дополненная граничными условиями на неподвижных стенках, является плохо обусловленной, на что в 1985 г. обратили внимание Петель и др. [120]. Поэтому в уравнении для ε слагаемое

$$C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

было модифицировано

$$C_{\varepsilon 2} f \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (4.8)$$

где f эмпирически подбираемая функция k, ε и часто еще и расстояния до стенки.

Замечание 3. Как показали Рамсей и др. в 2006 году [121], решения нестационарной задачи со временем выходят на «произвольные» установившиеся решения, которые заметно зависят от параметров используемых численных методов, в том числе начальных условий. Поэтому с чисто математической точки зрения успех $k - \varepsilon$ модели, достигнутый при решении самых разных прикладных задач, выглядит весьма неожиданно.

Естественный путь приближенного решения этой системы - метод конечных элементов [122], который позволяет свести эти уравнения к системе нелинейных алгебраических уравнений.

Замечание 4. При составлении этих уравнений существенно используются граничные условия, описывающие поток на стенках рассматриваемой области. Мы не станем останавливаться на этом очень сложном вопросе, являющимся на самом деле самым слабым местом $k - \varepsilon$ – модели, собственно говоря, и приведшим к созданию Shear-Stress Transport (SST) $k - \omega$ – модели.

Число этих уравнений в инженерных расчетах бывает весьма велико, порядка десятка или даже сотни тысяч. Поэтому для их решения применяются итерационные методы решения систем нелинейных уравнений [123]. Как известно, не существует универсальных численных методов решения нелинейных систем алгебраических уравнений, поэтому на этом этапе могут возникнуть затруднения: итерации не будут сходиться.

Простейший путь для оценки сходимости в инженерных расчетах – вычисление невязок. Например, в рамках $k - \varepsilon$ – модели нам необходимо решить 6 уравнений. Подставив в левую часть точное решение, мы бы получили нуль, а подставив найденное на некотором шаге приближенное решение, вместо нуля мы получим не нуль, а некоторую функцию x, y, z . Норма этой функции называется невязкой уравнения на рассматриваемом шаге. Если шаг за шагом мы приближаемся к точному решению, то невязки всех 6-ти уравнений становятся все меньше и меньше. Если бы мы могли продолжать счет до бесконечности и не совершали бы ошибок, то в пределе мы бы получили нуль. На деле же приходится останавливать счет по некоторому критерию. Простейший критерий – невязки по всем шести уравнениям становятся меньше некоторого малого числа (абсолютный критерий) или невязка становится меньше невязки на первом шаге в некоторое число раз (относительный критерий).

4.7.2 Моделирование в Ansis

Для расчетов мы будем использовать стандартный инструмент для

работы с эмпирическими моделями турбулентных течений. Этим инструментом является пакет Fluent в Ansys R 19.0. Эта система предоставляет доступ к целому ряду пакетов, ориентированных на моделирование явлений из различных областей физики, но объединенных общей идеей – дискретизации уравнений в частных производных по методу конечных элементов и по современной классификации относится к FEA software.

Выбор этой системы обусловлен прежде всего тем, что компания Ansys была создана в 1970 году специально для разработки FEA software и в настоящее время накопила в этом вопросе огромный опыт. В настоящее время Fluent является наиболее известным и универсальным программным обеспечением для моделирования турбулентных потоков, новые комплексы программ всегда тестируются на совпадение с результатами Fluent [124]. Следует также отметить, что к Ansys прилагается подробная документация, в т.ч. User Guide [125], имеется учебная литература на русском языке [126, 127]. Моделирование потоков жидкости в Ansys Fluent активно используется в самых различных областях: начиная от классических вопросов проектирования гидрозлозов и кончая исследованиями в области медицины и даже спорта [128, 129, 130, 131] Сравнение Ansys Fluent и свободным пакетом OpenFOAM было предметом исследования статей [132, 133].

4.8 Математическая модель сопряжения продольно-циркуляционных течений с нижним бьефом

4.8.1 Модель продольно-циркуляционного течения

За основу моделирования принята физическая модель сопряжения вихревого стока с нижним бьефом, описанная в главе 3. Её параметры и были взяты за основу при создании математической модели.

Вихревой сток представляет собой трубу постоянного круглого сечения, в физической модели ее диаметр равен 50 мм. В цилиндрическом канале стока помещено закручивающее устройство в виде шнекового четырёхзаходного непрерывного завихрителя (Рисунок 3.3), формирующее закрученный поток. В численном эксперименте мы использовали несколько схематическое представление о её устройстве, см. Рисунок 4.2.

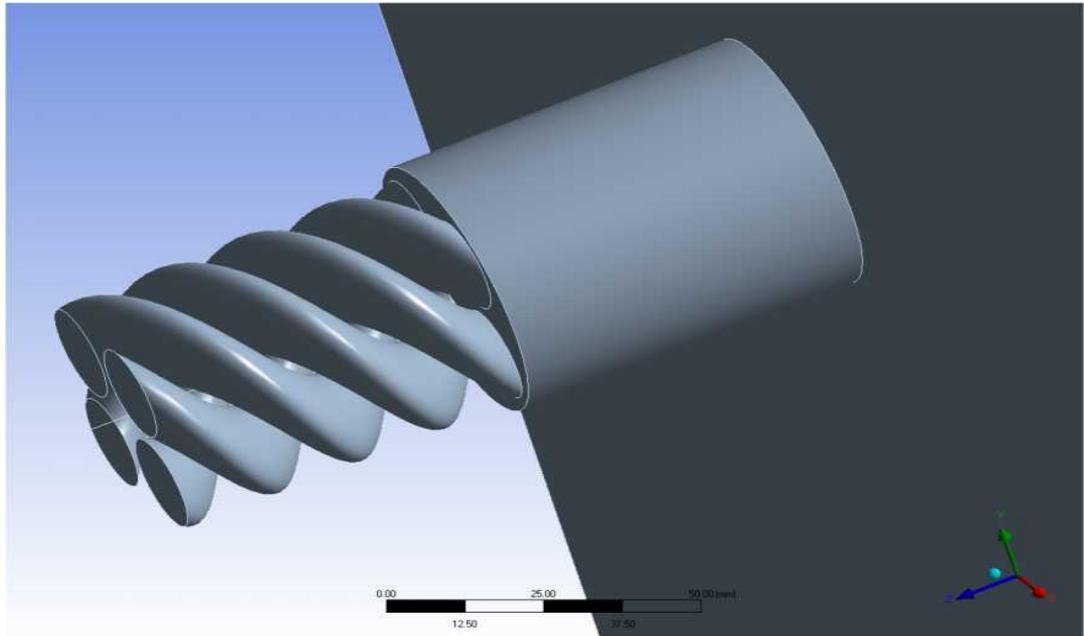


Рисунок 4.2 – Схема модели течения, формируемая закрученным устройством в виде четырёхзаходного непрерывного шнекового завихрителя

Во всех численных экспериментах на все четыре канала шнекового закручивающего устройства подавалась вода со скоростью 0,1 м/с. Эта вода закручивалась по спирали, что обеспечило закрутку потока в стоке. При этом площадь поперечного сечения закручивающего устройства в свету равна примерно половине площади трубы, поэтому скорость течения воды в трубе без учета закрутки примерно составляет 5 см/с.

В физическом эксперименте нижний бьеф представлял собой прямоугольный бассейн, по которому самотеком течет поток воды. Лоток имитировал движущийся массив воды в нижнем бьефе, в который под тем или иным углом впадает закрученный поток. В лабораторных условиях сносящий поток

в лотке нижнего бьефа организован путем создания уклона, а при математическом моделировании условия на торцах бьефа были подобраны таким образом, чтобы обеспечить сносящий поток со скоростью 4 см/с.

В задаче используется декартова система координат. Направление потока в нижнем бьефе принято за направление оси x , ось y направлена вверх. В простейшей ситуации, когда циркуляционно-продольное течение, выходящее из вихревого водосброса, попадает в сносящий поток нижнего бьефа под прямым углом, его направление с точностью до знака совпадает с направлением оси z .

4.8.2 Исследование сходимости

Для вычислений в рамках описанной геометрии и модели мы использовали систему Ansys R 19.0. Для численного решения системы уравнений в частных производных получившейся системы уравнений в частных производных мы выполняем дискретизацию по методу конечных элементов. Для выходящего закрученного потока использовалась более подробная сетка, чем для массива воды в нижнем бьефе. Полученная после такой дискретизации система алгебраических уравнений решается при помощи итерационного процесса. Сходимость оценивается по невязкам уравнений модели, например, для $k - \epsilon$ – модели по невязке уравнения неразрывности (continuity res.), трем уравнениям для скорости, уравнения для ϵ и уравнения для k . По умолчанию в Ansys используется абсолютный критерий сходимости: счет останавливается, когда невязки становятся меньше 10^{-3} .

Замечание 5. Выбор абсолютного критерия сходимости, сделанный разработчиками Ansys, вызывает целый ряд вопросов. К сожалению, не удалось разыскать в документации, в каких единицах вычисляются остатки. В Ansys имеется возможность заменить абсолютный критерий на относительный или нормализовать остатки по значениям на первых шагах, однако на практике эта

идея – очень плохая. Дело в том, что на первом шаге невязка по ε имеет порядок 10^4 , а на втором шаге резко падает на 4 порядка. Это, разумеется, не значит, что значение ε хорошо рассчитано уже на втором шаге.

В Ansys доступна большая и постоянно обновляемая библиотека моделей турбулентности. Следует, однако, иметь в виду, что модель, названная в документации Ansys [125] стандартной $k - \omega$ – моделью, основана на модели Вилкокса, но не совпадает с моделью 2008 г. в ряде мелких деталей, заметных при больших ω . Стандартная $k - \varepsilon$ – модель совпадает с описанной выше с точностью до поправки (4.8), обеспечивающей хорошую обусловленность задачи отыскания стационарных решений.

Закрученный поток был размещен перпендикулярно к сносящему потоку в нижнем бьефе. Далее были использованы описанные выше модели турбулентности.

Первой была применена стандартная $k - \omega$ – модель. Как видно на Рисунок 4.3, возникли проблемы с выполнением уравнения неразрывности: невязка за 600 шагов так и не достигла уровня 10^{-3} , который разработчики Ansys считают приемлемым для инженерных расчетов. Таким образом, старейшая из RANS-моделей с двумя уравнениями для наших целей не подходит.

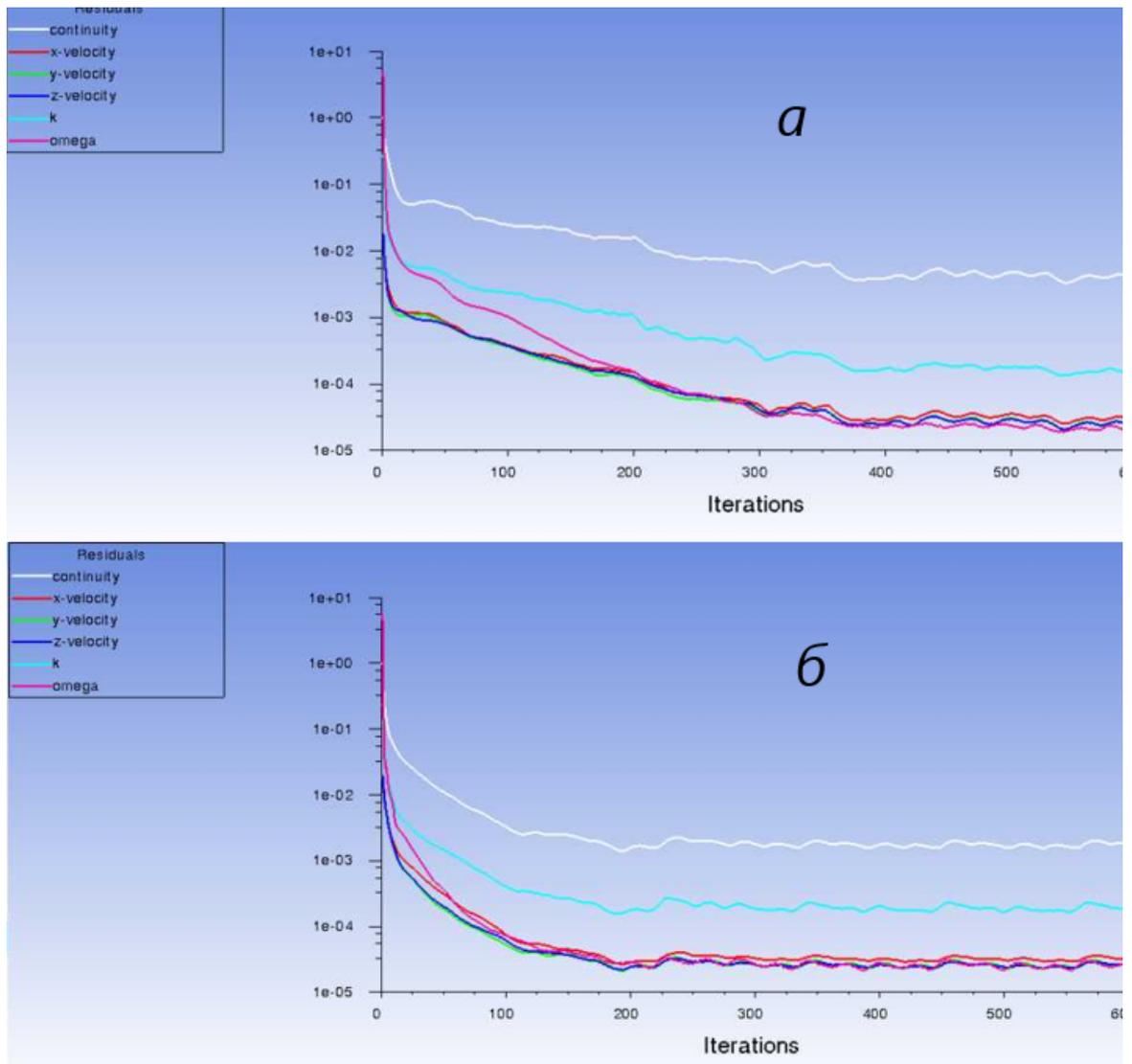


Рисунок 4.3 – Невязки для $k - \omega$ – модели: *a* – сверху для стандартного решателя; *б* – внизу – для псевдо переходного решателя

Замечание 6. Иногда удается уменьшить невязку путем измельчения сетки, используемую в МКЭ, параметры которой были взяты такими, какие предложил Ansys: крупные тетраэдры для массива воды в нижнем бьефе и весьма мелкие для выходящего закрученного потока, всего 172700 тетраэдров, см. Рисунок 4.4. Измельчение сети требует заметного увеличения ресурсов, поэтому при решении инженерных задач представляется более разумным сменить модель турбулентности, чем измельчать сеть.

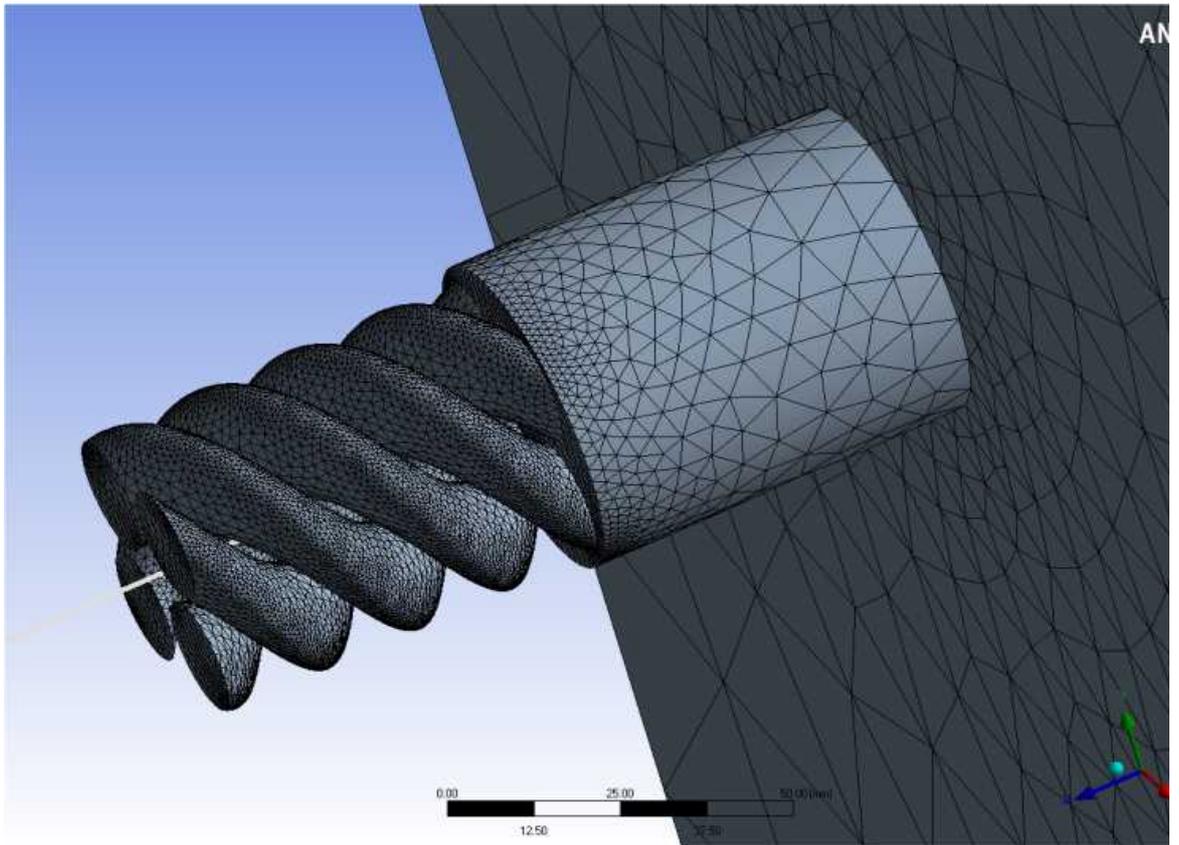


Рисунок 4.4 – Разбиение области на тетраэдры

Второй была применена стандартная $k - \varepsilon$ – модель. Как видно на рисунке 4.5, уже из 310 итераций была достигнута приемлемая точность по всем невязкам. Таким образом, наиболее популярная модель турбулентности вполне подходит для решения наших задач. Некоторые вопросы оставляет лишь немонотонный характер сходимости.

В новейших версиях Ansys [134] появилась возможность использовать вместо стандартного итерационного решателя, новый, в рамках которого стационарное решение рассматривается как предел переходного процесса. Этот приём был описан в статье Келли и Кейза [135] и замечательно зарекомендовал себя в задачах гидро- и аэродинамики. Такой решатель получил название псевдо-переходного (pdpseudo transient). Применительно к нашей задаче достигаем 10^{-3} по всем невязкам уже за 100 шагов, то есть в три раза быстрее и почти монотонно, см. Рисунок 4.5. Это, в частности, означает, что причина осцилляций невязок в неудачном методе решения системы нелинейных уравнений, а

не в самой модели турбулентности.

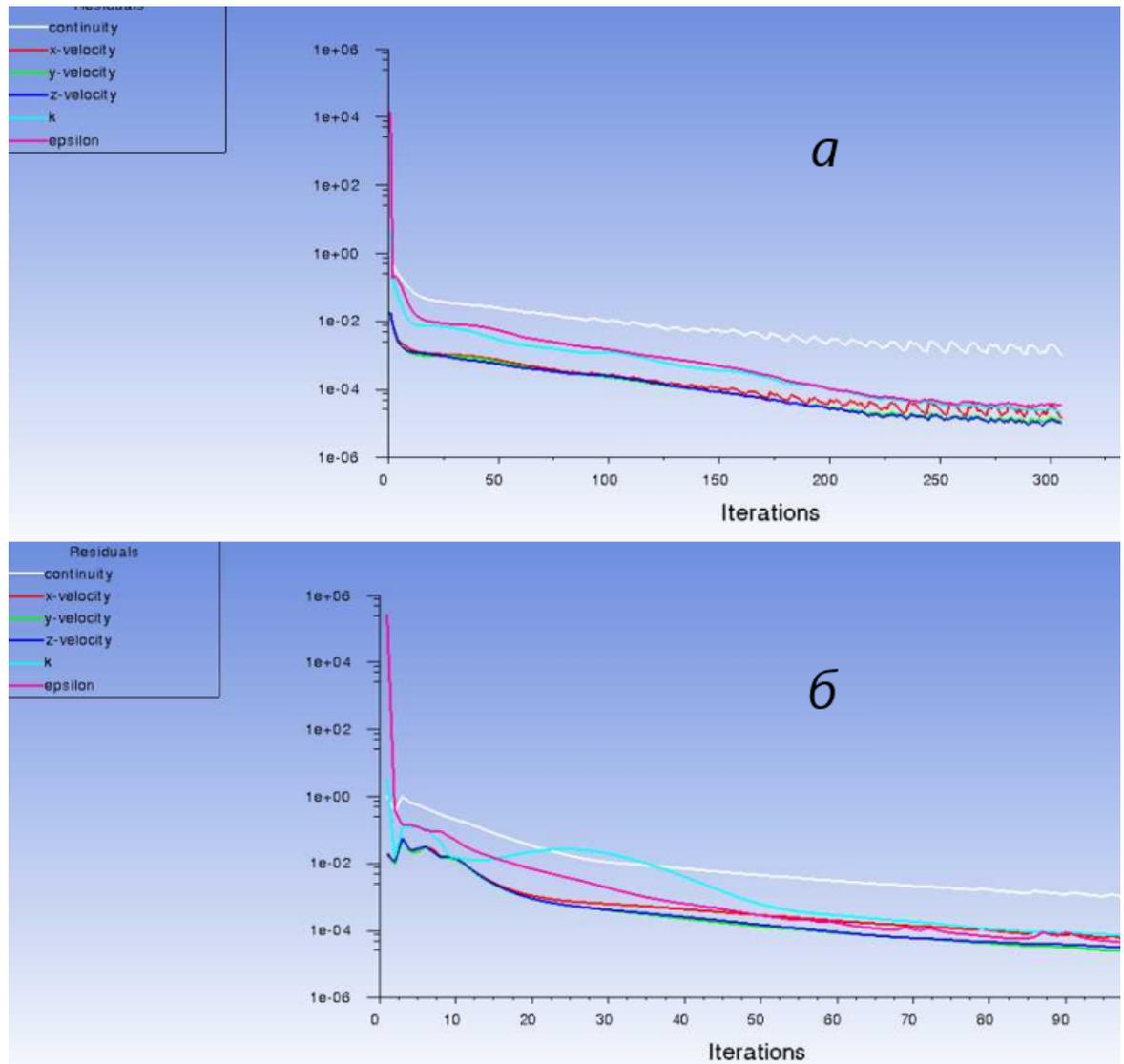


Рисунок 4.5 – Невязки для $k - \epsilon$ - модели: *a* – вверху для стандартного решателя, *б* – внизу – для псевдо переходного решателя

Далее были сравнены поля скоростей, получающиеся в рамках $k - \omega$ – модели двумя существенно различными численными методами: характер течения и его числовые параметры совпадают, см. Рисунок 4.6. Применение псевдо-переходного решателя в $k - \omega$ – модели ситуацию не улучшает, см. Рисунок 4.3.

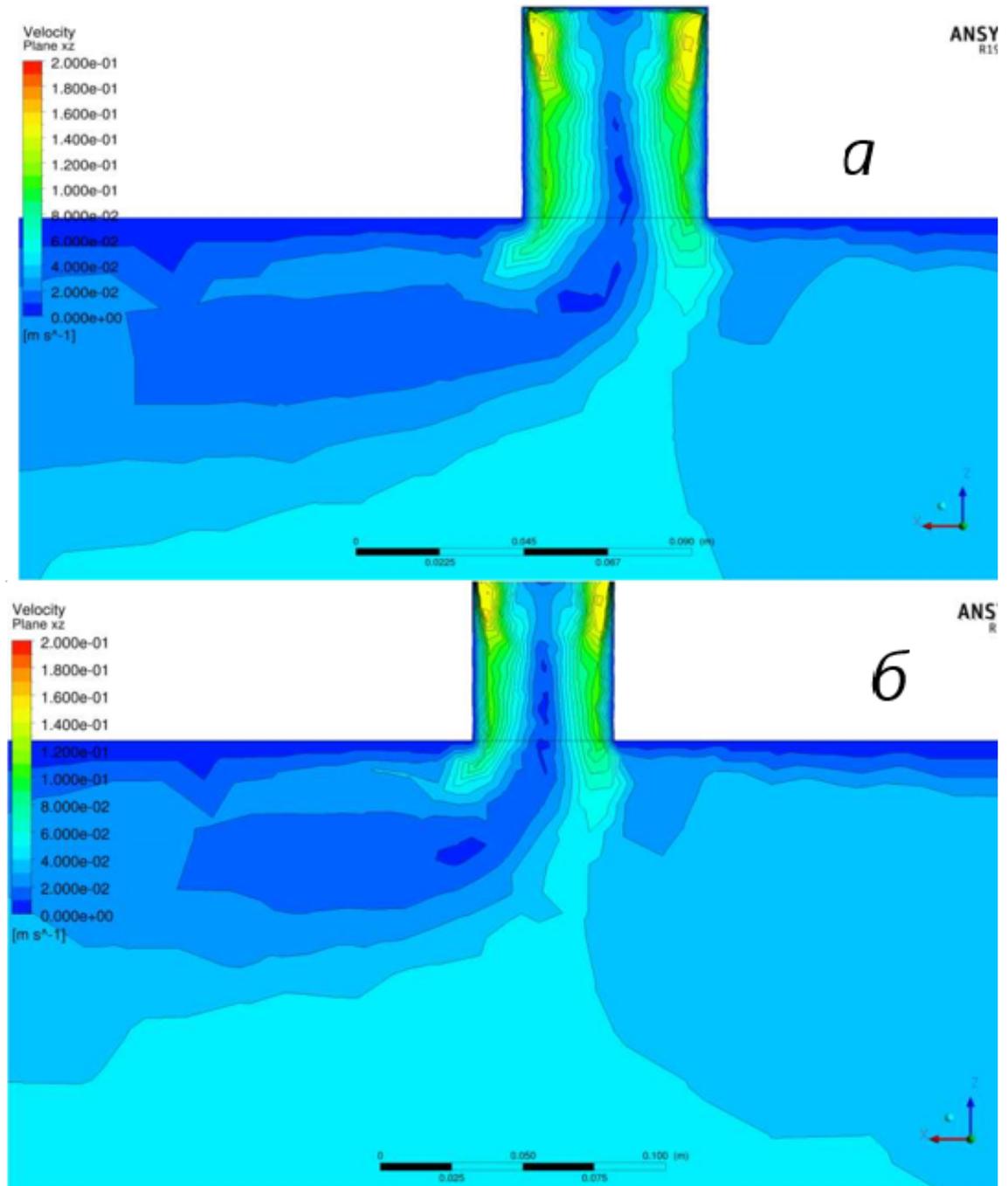


Рисунок 4.6 – Модуль осредненной скорости потока на плоскости xz в рамках $k - \varepsilon$ – модели: а – вверху для стандартного решателя; б – внизу – для псевдо переходного

Третьей была применена SST $k - \omega$ – модель, которую, напомним, прочат на замену $k - \varepsilon$ – модели. Хорошо видно, что в рамках этой модели итерационный процесс требует меньше шагов и к тому же сходимость монотонная, Рисунок 4.7.

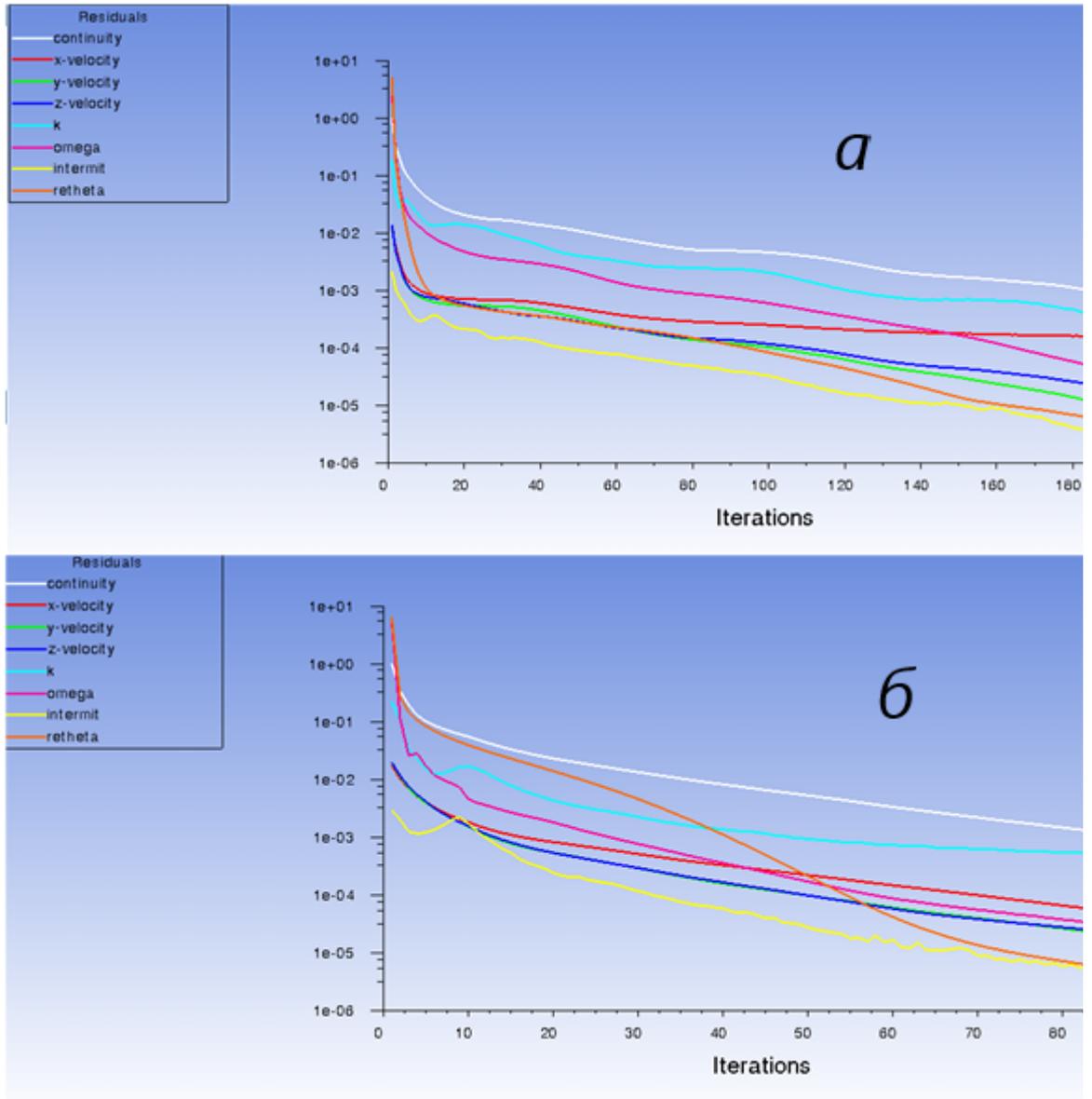


Рисунок 4.7 – Невязки для SST $k-\omega$ – модель: а – вверху для стандартного решателя, б – внизу – для псевдо-переходного

Проведено сравнение поля скоростей, получающиеся в рамках этих двух моделей: характер течения и его числовые параметры совпадают, см. Рисунок 4.8.

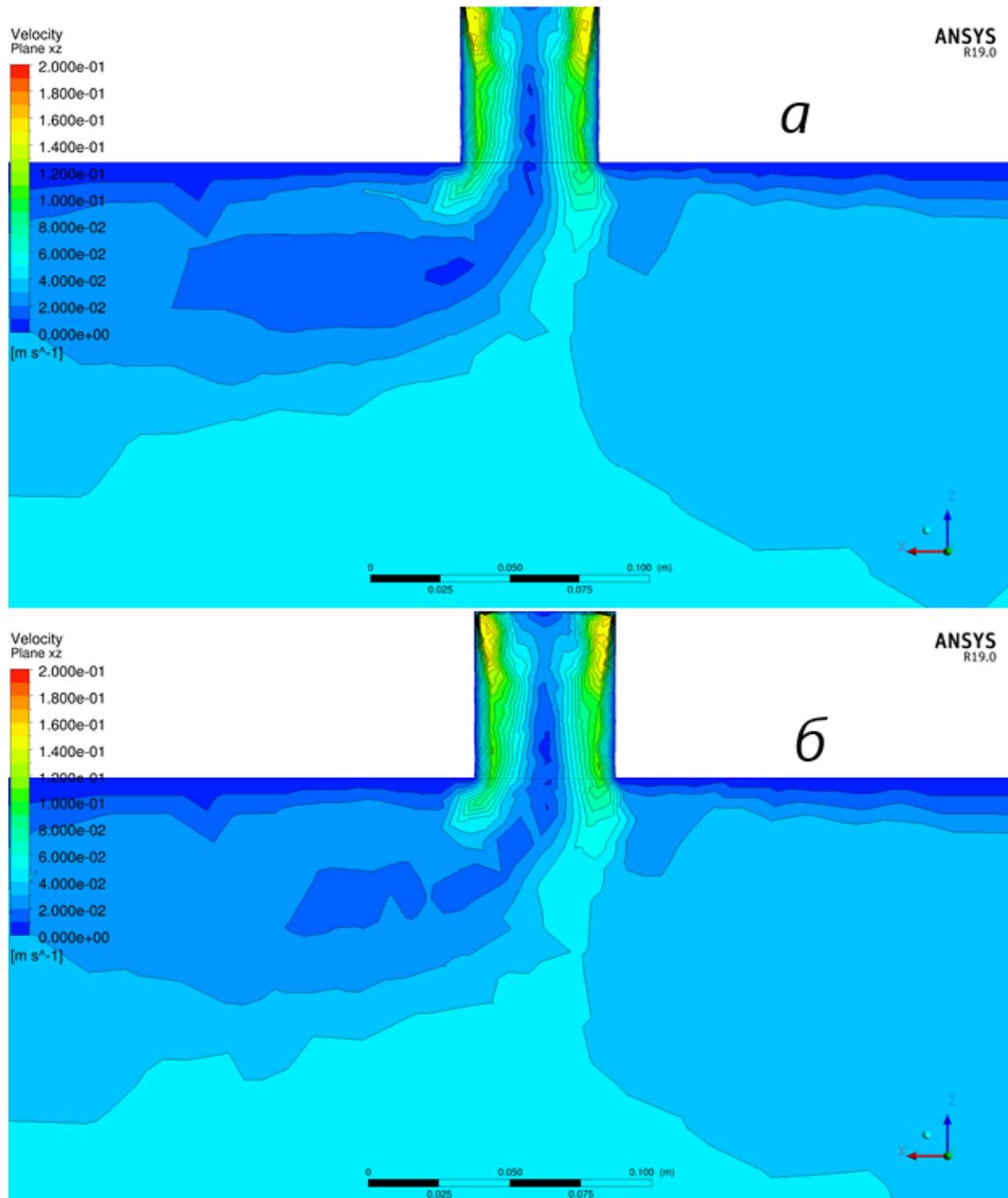


Рисунок 4.8 – Модуль осредненной скорости потока на плоскости xz : а – сверху – $k - \varepsilon$ – модель, б – внизу – SST $k - \omega$ – модель

4.9 Вклад турбулентных пульсаций в модель вихревого стока

Рассмотрим вклад турбулентных пульсаций. На рисунках 4.9 и 4.10 представлены графики энергии турбулентных пульсаций k .

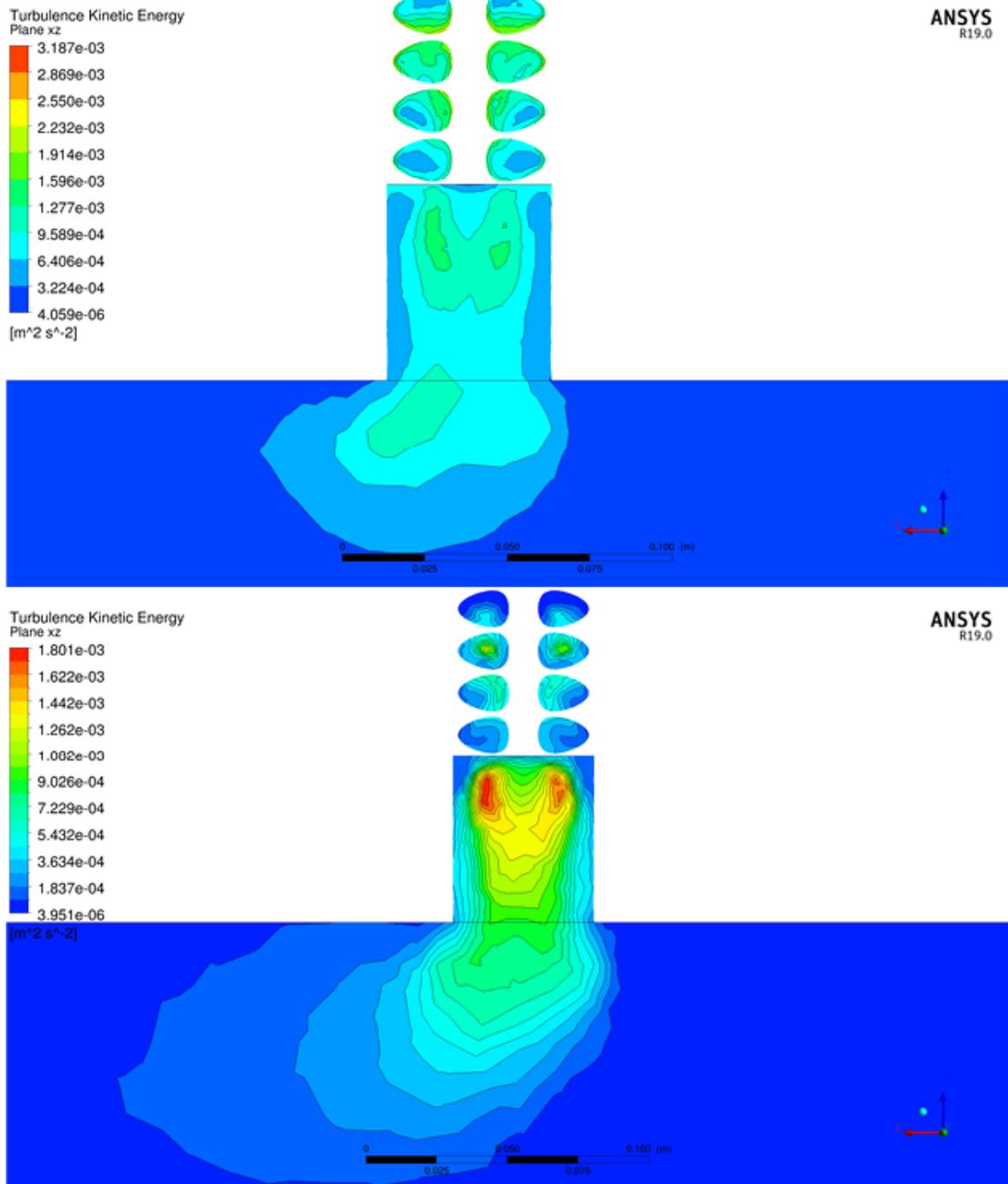


Рисунок 4.9 – Энергия турбулентных пульсаций на плоскости xz : *a* – сверху – $k - \epsilon$ – модель, *б* – SST $k - \omega$ – модель

- величина k оказалась не велика, она не превосходит $20 \text{ см}^2/\text{с}^2$;
- величина k сосредоточена в той области, где создается закрученный поток;
- модели турбулентности существенно различаются в области закручивающего устройства.

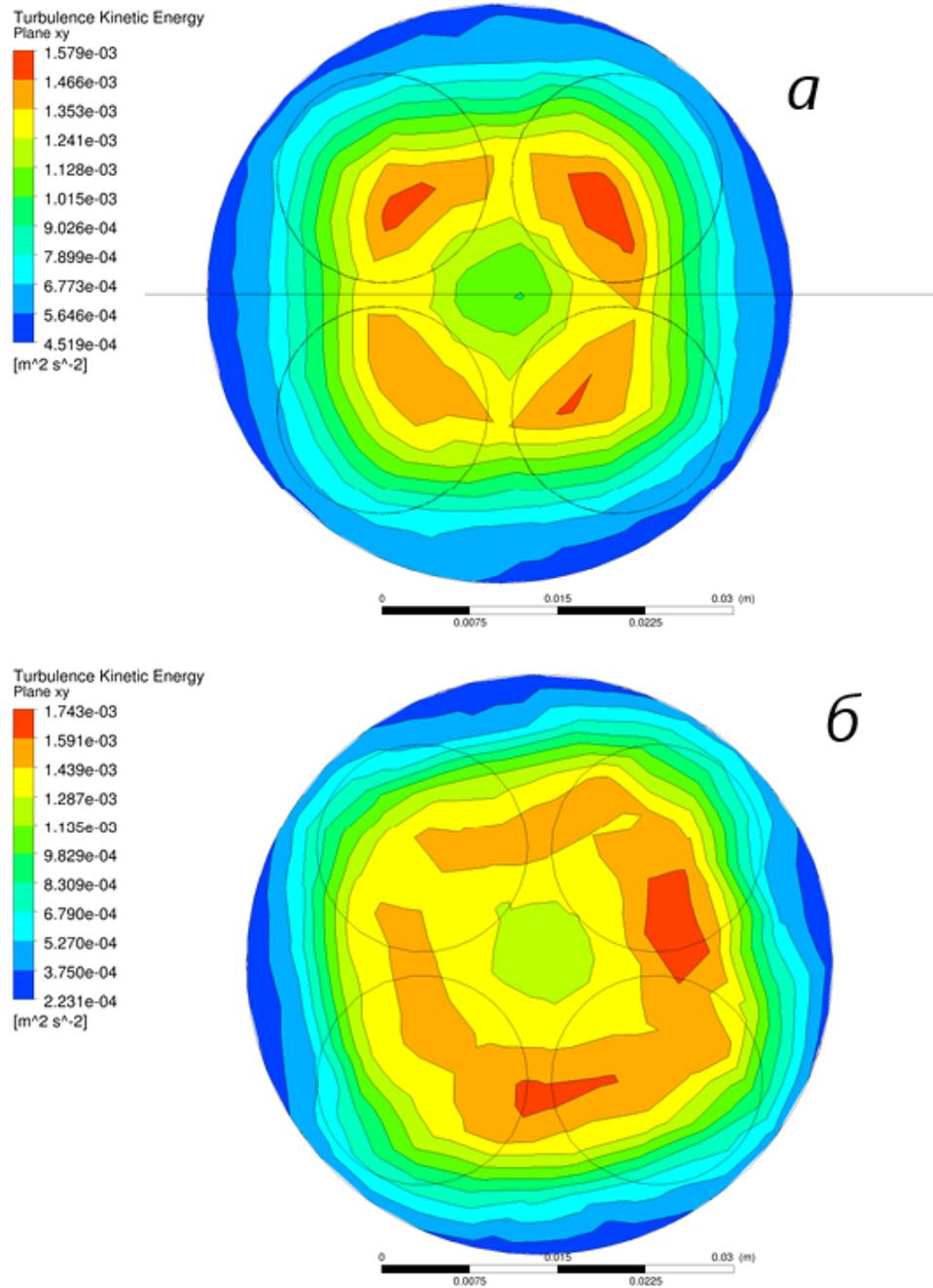


Рисунок 4.10 – Энергия турбулентных пульсаций на плоскости, параллельной xu , середина вихревого сток: *a* – сверху $k - \varepsilon$ – модель; *б* – снизу – SST $k - \omega$ – модель

Видно, что коэффициент турбулентной вязкости ν_T меняется внутри области довольно заметным образом, см. Рисунки 4.11 и 4.12.

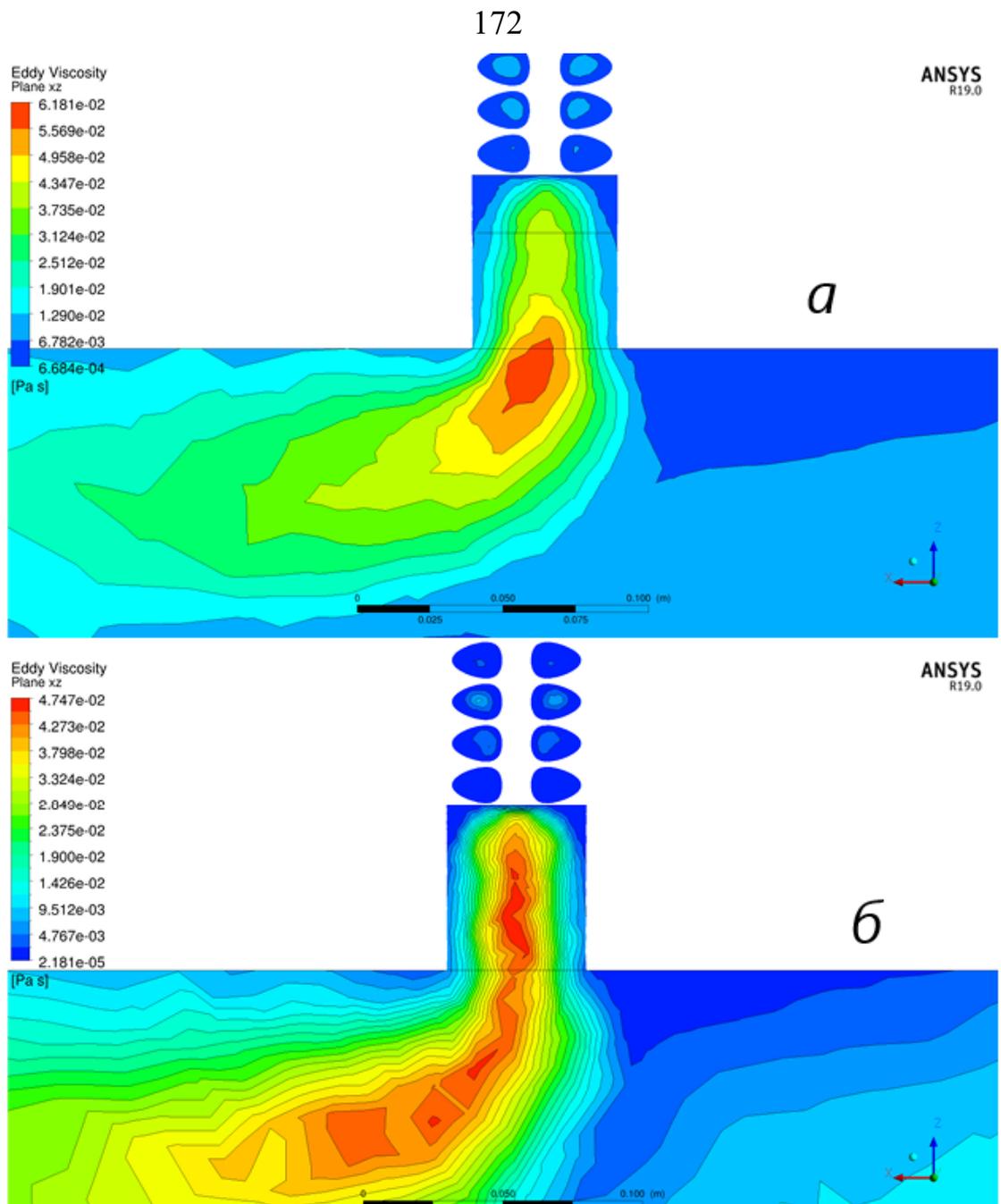


Рисунок 4.11 – Турбулентная вязкость ν_T на плоскости xz : *a* – сверху $k - \varepsilon$ – модель, *б* – снизу – SST $k - \omega$ – модель

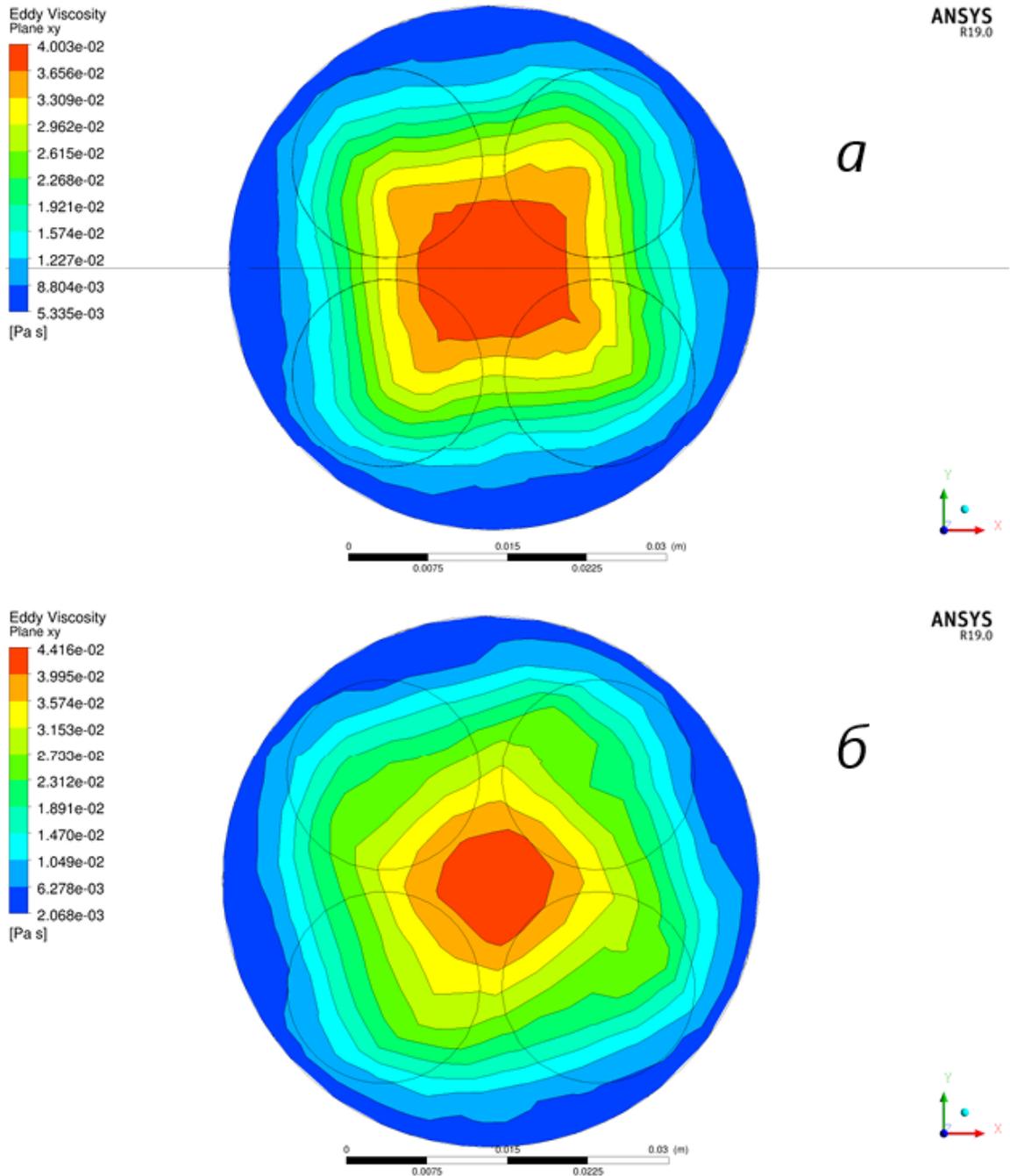


Рисунок 4.12 – Турбулентная вязкость ν_T на плоскости xy : *a* – сверху $k - \varepsilon$ – модель, *б* – снизу – SST $k - \omega$ –модель

4.10 Сопряжения закрученного потока с нижним бьефом в виде затопленной струи в рамках $k - \varepsilon$ – модели

Рассмотрим результаты моделирования сопряжения вихревого стока с нижним бьефом в рамках $k - \varepsilon$ – модели.

После прохождения закручивающего устройства поток воды получает закрутку. При этом вскоре после закручивающего устройства поток приобретает цилиндрическую симметрию (с точностью до выбора направления закрутки). Основной вклад в перемещение воды вносит закрученный поток, стекающий в нижний бьеф. Этот поток занимает примерно цилиндрический объём между стенками проточной части водосброса и соосным стоку цилиндром, радиус которого равен половине радиуса стока. Скорость течения вдоль оси выходящего потока, то есть v_z , принимает здесь значения между 10 см/с (скорость потока до закручивающего устройства) и 3 см/с, см. Рисунок 4.13, *а*. У оси стока имеется небольшая область, в которой вода течет против направления стока, см. Рисунок 4.13, *б*. При этом закрутка обоих потоков одинаковая, см. Рисунок 4.14. Особо следует отметить, что у двух этих потоков совершенно разные турбулентные вязкости, см. Рисунок 4.12.

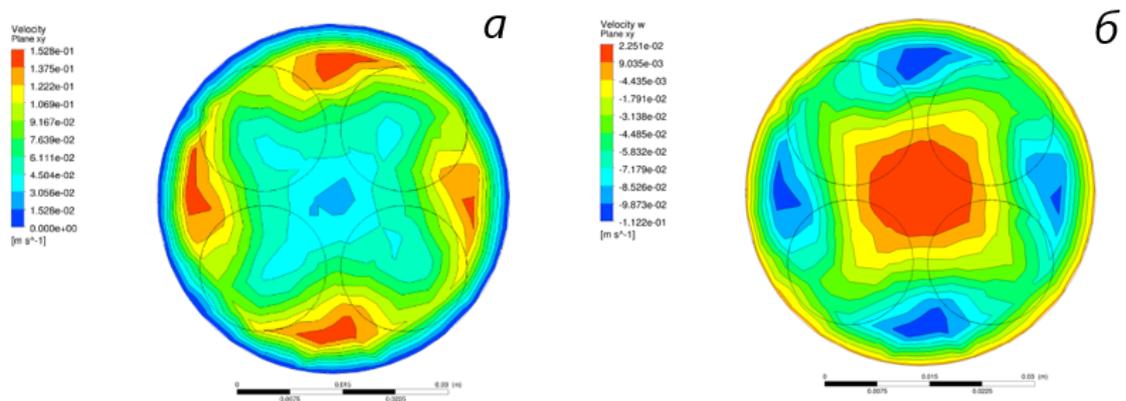


Рисунок 4.13 – Параметры течения: *а* – Модуль скорости $|\vec{V}|$ на плоскости, параллельной xy , середина вихревого стока, $k - \varepsilon$ – модель; *б* – скорость V_z на плоскости, параллельной xy , середина вихревого стока, $k - \varepsilon$ – модель.

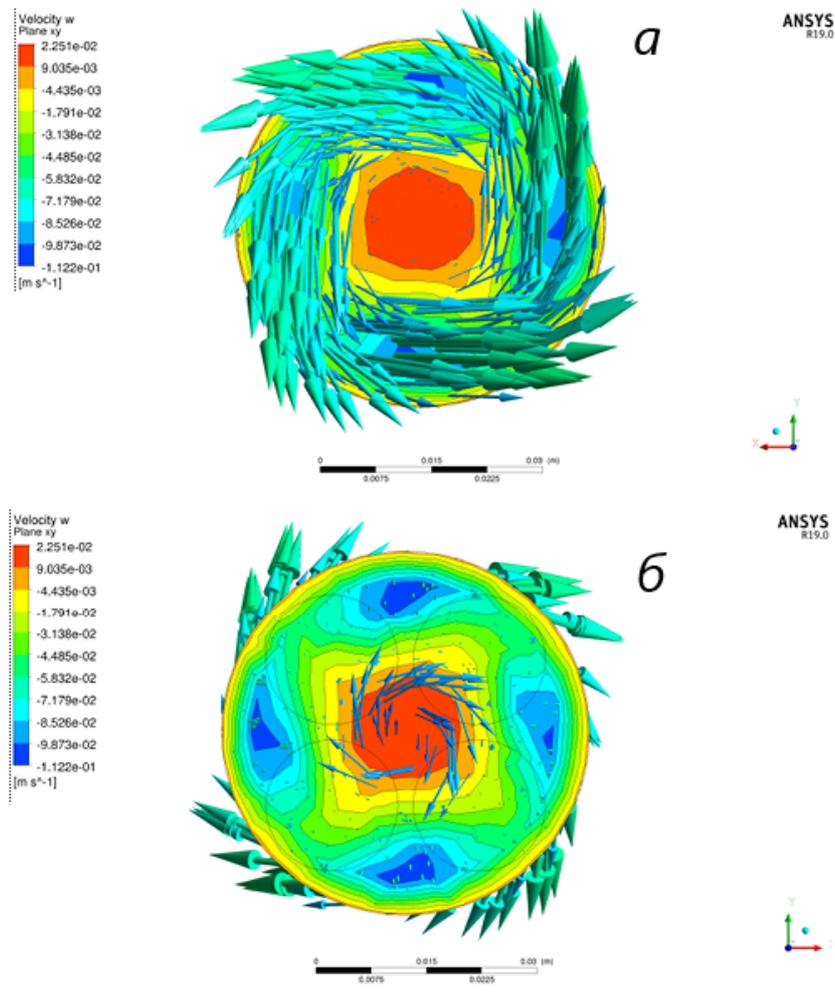


Рисунок 4 14 – Векторное поле \vec{V} на плоскости, параллельной xu , середина вихревого стока, $k - \epsilon$ – модель: *a* – периферийная область течения; *б* – область возвратных течений

Закрученные потоки могут быть исследованы аналитически [7]. Описанные свойства полностью соответствуют как теории, так и практическим наблюдениям за такими потоками.

В целях исследования сопряжения вихревого стока с нижнем бьефом, проведена серия численных экспериментов, в которых закрученный поток входил в гидравлический лоток под различными углами. Было выполнено сравнение получившихся результатов с натурными наблюдениями. Рассмотрены три случая:

1. сток перпендикулярен к течению в нижнем бьефе, Рисунок 4.15;

2. сток наклонен к оси бьефа на 30° , Рисунок 4.16;

3. сток наклонен к оси бьефа на 60° , Рисунок 4.17.

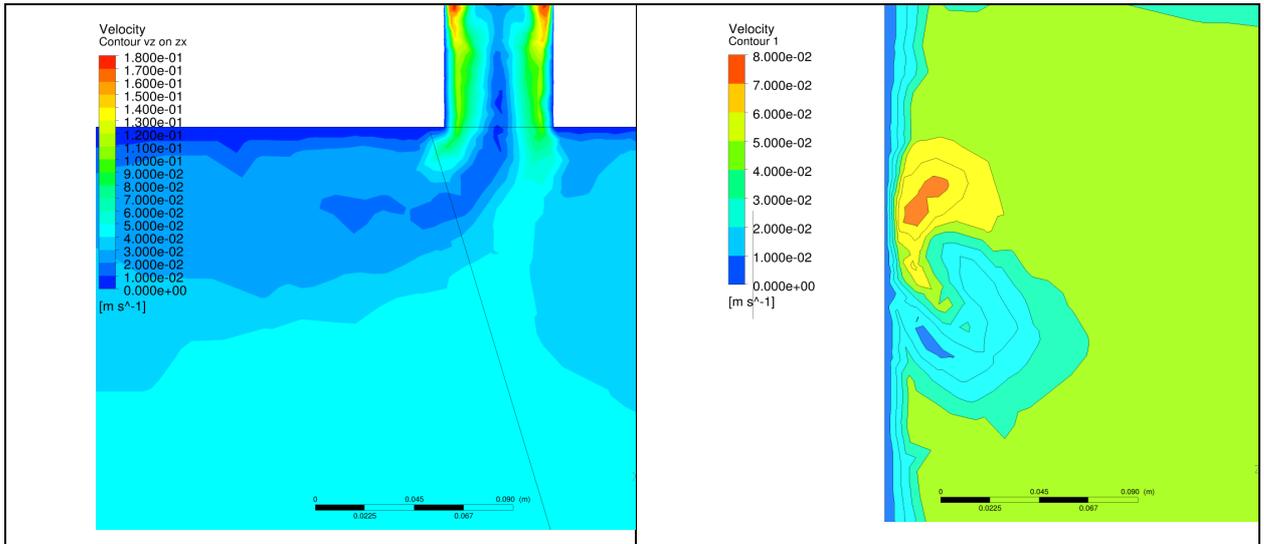


Рисунок 4.15 – Модуль скорости для первого случая: слева – горизонтальное сечение; справа – вертикальное сечение, которое выполнено по плоскости, отмеченной на диаграмме слева чёрной прямой

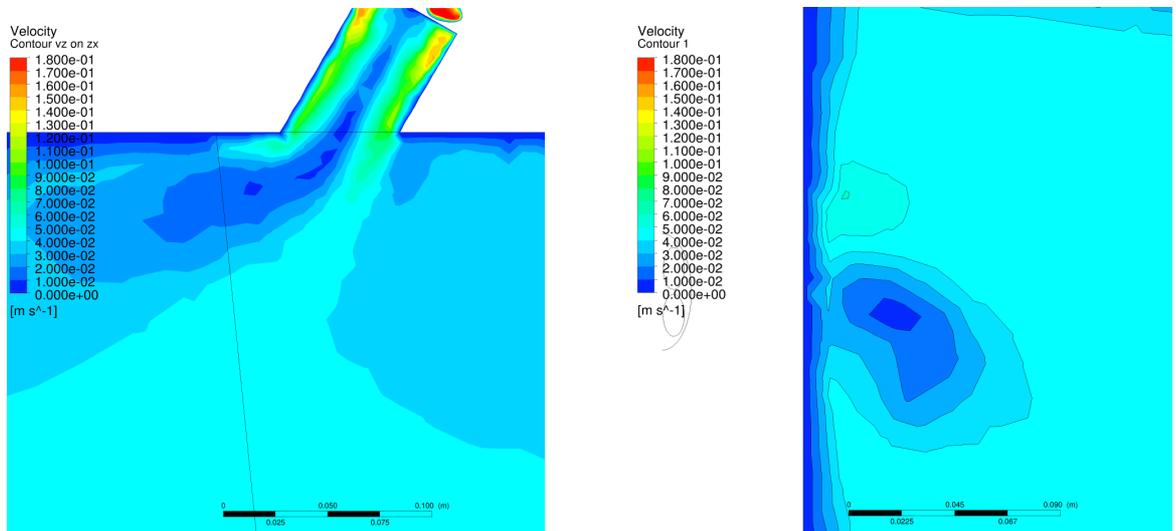


Рисунок 4.16 – Модуль скорости для второго случая: слева – горизонтальное сечение; справа – вертикальное сечение, которое выполнено по плоскости, отмеченной на левой диаграмме черной прямой

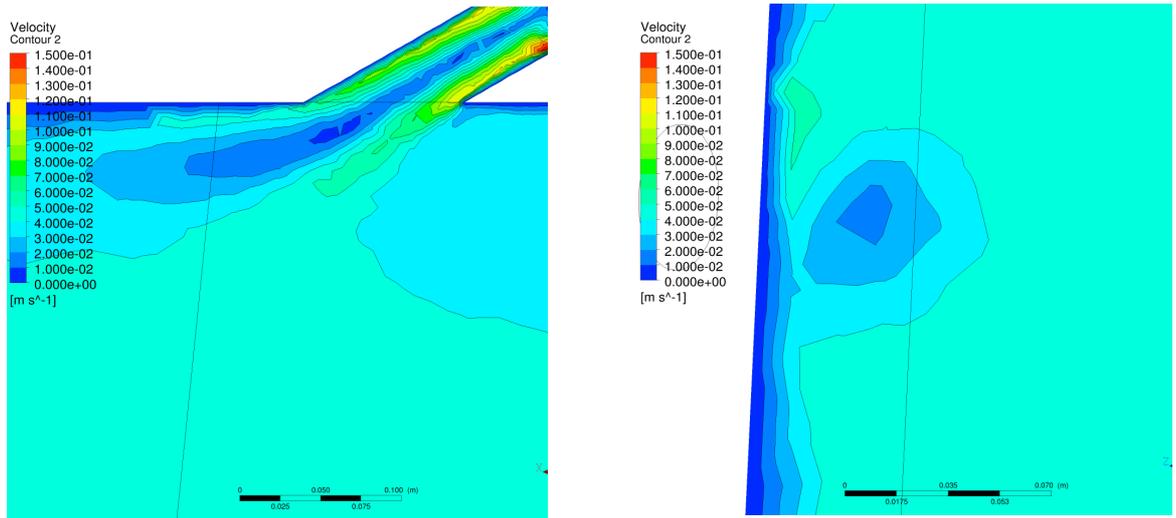


Рисунок 4.17 – Модуль скорости для третьего случая: слева – горизонтальное сечение; справа – вертикальное сечение, которое выполнено по плоскости, отмеченной на левой диаграмме черной прямой

Заметим, что в выполненных экспериментах закрутка потока была устроена таким образом, что в верхней части закрученного потока его скорость была почти сонаправлена со скоростью течения воды в лотке, а в нижней части – направлена в противоположную сторону. В рассматриваемой задаче скорости течения воды в лотке и в потоке имеют один и тот же порядок. Поэтому возле входа закрученного потока в лоток появляются две характерные области: область с большой по модулю скоростью располагается над осью потока, а область с почти нулевой скоростью («омут») – под осью потока. Эти области хорошо видны на вертикальных сечениях потока во всех трех случаях.

С точки зрения приложений особенно интересно как в нижнем бьефе будут распределен поток воды, пришедший по вихревому стоку. На практике этот поток можно подкрасить, при математическом моделировании мы можем запустить частицу по полу скоростей и посмотреть ее траекторию, именуемую линией тока. Ansis позволяет нарисовать линии тока для вычисленного поля скоростей. Далее поместили несколько десятков точек на входе в вихревой сток, распределив их более-менее равномерно, и проследили за траекториями, представленными на рисунке 4.18.

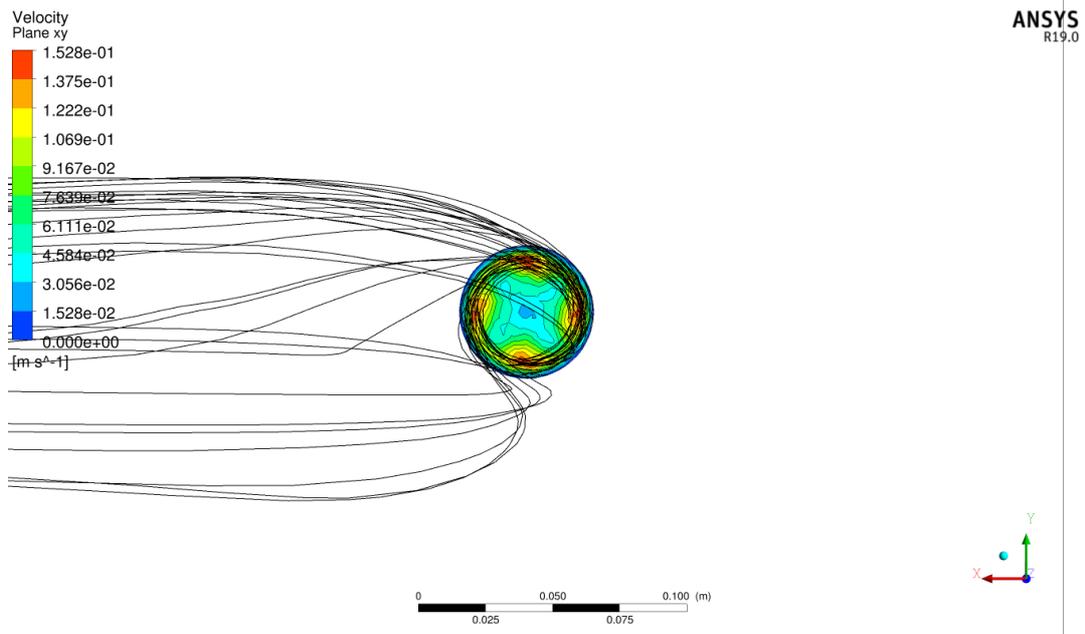
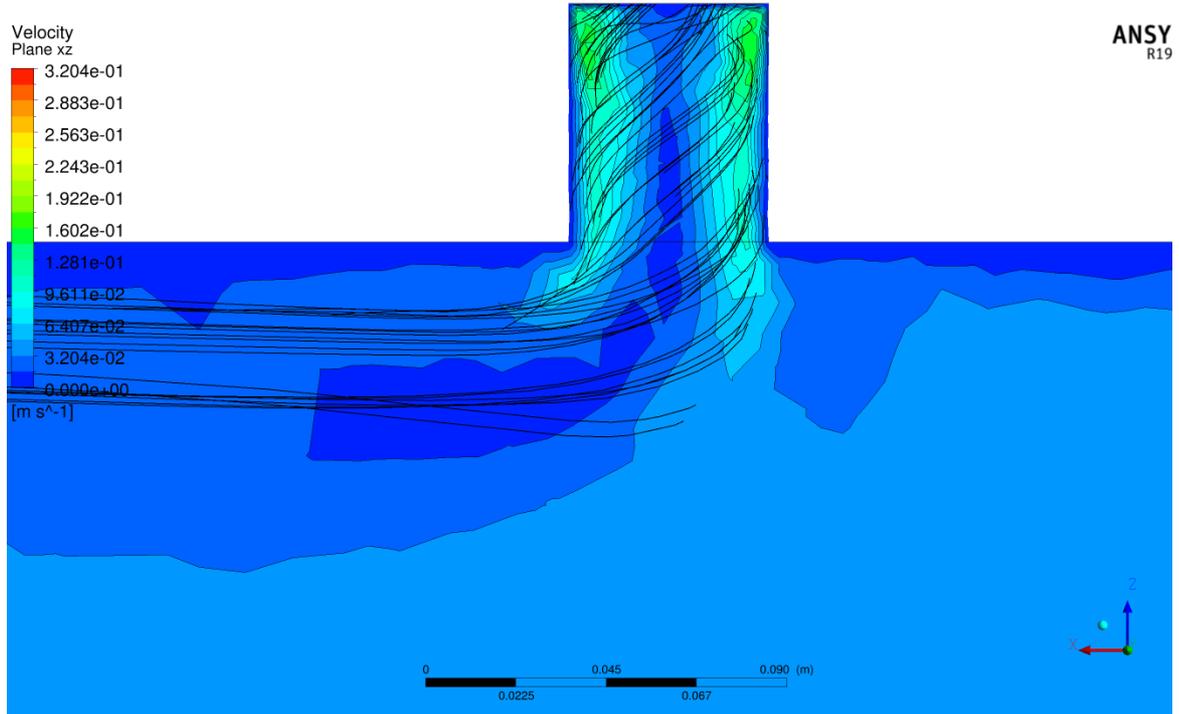


Рисунок 4.18 – Линии тока: верхняя диаграмма – вид на изолинии сверху; нижняя диаграмма – сбоку

Внутри вихревого стока частицы двигались по винтовой линии, причем прижимаясь к стенкам. После впадения закрученного потока в ламинарный поток в нижнем бьефе происходит раскручивание линий. Те точки, которые в момент впадения были выше оси стока, получают дополнительную скорость в

направлении течения в бьефе и вскоре движутся почти по прямой. Точки, которые в момент впадения были ниже оси, некоторое время движутся в направлении оси вихревого стока (скорости по направлению течения в бьефе взаимно гасятся), и лишь затем поворачивают в сторону течения в бьефе. В результате жидкость из вихревого стока занимает весьма компактную струю в бьефе, толщина которой составляет примерно $2/3$ от диаметра вихревого стока.

4.11 Зависимость характера течения от скорости сброса и закрутки

Рассмотрим сброс воды в лоток под углом 45 градусов. Скорость воды в лотке будем считать равной 10^{-1} м/с и не будем менять на протяжении всех нижеследующих экспериментов.

В качестве первой серии экспериментов рассмотрим зависимость характера течения от скорости сброса закрученного потока. В первом численном эксперименте скорость сброса равна скорости в лотке (Рисунки 4.19, 4.20), во втором – на порядок больше, в третьем – равна 2 м/с, в четвёртом – 10 м/с. Особо следует обратить внимание на график компоненты v_y , в вихревом стоке линия v_y , равная нулю, описывает ось закрученного потока.

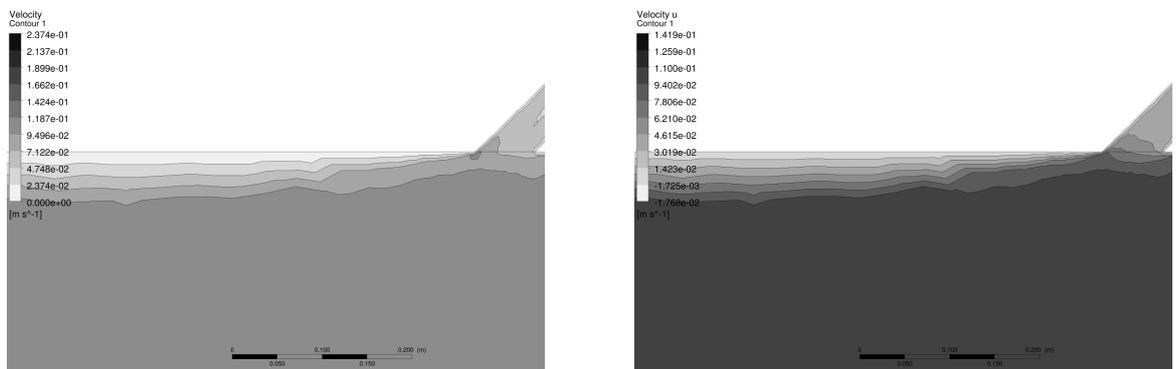


Рисунок 4.19 – Первая серия экспериментов. Плоскость сечения xu : слева – скорость сброса равна скорости в лотке; справа – скорость сброса равна 10^{-1} м/с

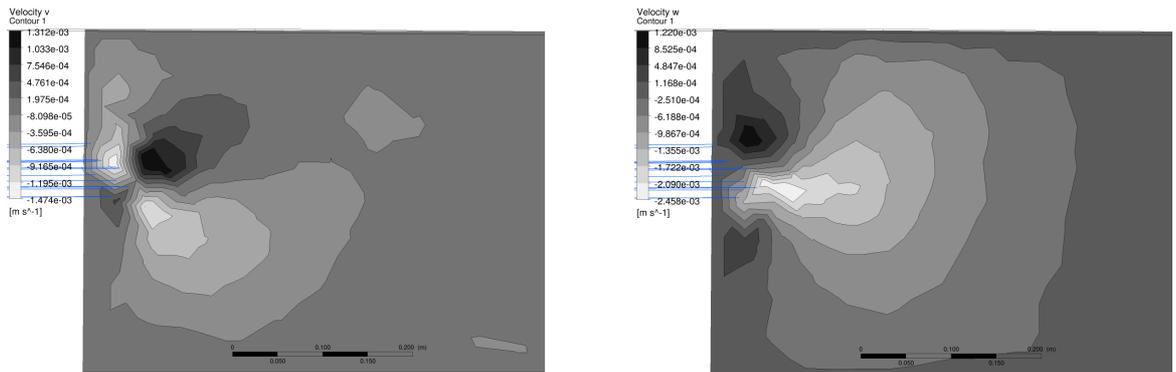


Рисунок 4.20 – Первая серия экспериментов. Плоскость сечения xz .: слева – скорость сброса равна скорости в лотке; справа – скорость сброса равна 10^{-1} м/с

Вторая серия экспериментов проведена с существенно уменьшенной закруткой. Между этими случаями имеется одно весьма важное и характерное отличие. Увеличение скорости сброса при сохранении формы закручивающего устройства приводит к двум явлениям: во-первых, увеличивается степень закрутки, а во-вторых, скорость, с которой поток втекает в лоток. Увеличение закрутки способствует загибанию оси втекающего потока, а повышение скорости препятствует этому. В первой серии экспериментов, с большой закруткой, повышение скорости приводит к заметному загибанию оси, которое сохраняется даже при очень больших скоростях. Во второй серии, с малой закруткой, при больших скоростях ось втекающего потока остается прямой.

4.12 Подгонка параметров математической модели

В предложенной модели имеется два параметра:

- шаг винтовой линии лопатки четырёхзаходного шнекового закручивающего устройства;
- скорость V потока до закручивающего устройства.

Скорость сносящего потока в лотке считаем равной 0,1 м/с. Исследования показали, что оптимальный сброс происходит, если безразмерный показатель закрутки Π (3.1, глава 3) равен

$$\Pi = \frac{u_R}{V_R} = 0,25$$

Подберем параметры таким образом, чтобы выполнялось это условие.

Следует заметить, что эта величина не постоянна и, очевидно, на оси потока она совсем другая. Поэтому результаты расчетов были представлены линиями тока, изображенным так, если смотреть на поток сверху. Тогда угол между линиями тока и осью потока в точке их пересечения должен быть равен

$$\arctg \Pi \approx 14^\circ.$$

Проведем серию численных экспериментов и сравним получающиеся углы.

В первой серии экспериментов была использовано закручивающее устройство с полным оборотом винта, варьировалась скорость до завихрителя, см. Рисунки 4.21, *а* и *б*, 4.22, *а*. Желаемый угол был достигнут при скорости 0,25 м/с.

Во второй серии экспериментов была использовано закручивающее устройство с половиной оборота винта, варьировалась скорость до завихрителя, см. Рисунки 4.22, *б* и 4.23, *а*.

Желаемый угол был достигнут при скорости 1 м/с.

Этот случай схож с экспериментальным, поскольку поток ударяет в противоположную стенку бассейна. Поле скоростей для этого случая представлено на рисунках 4.24, *а* и *б*

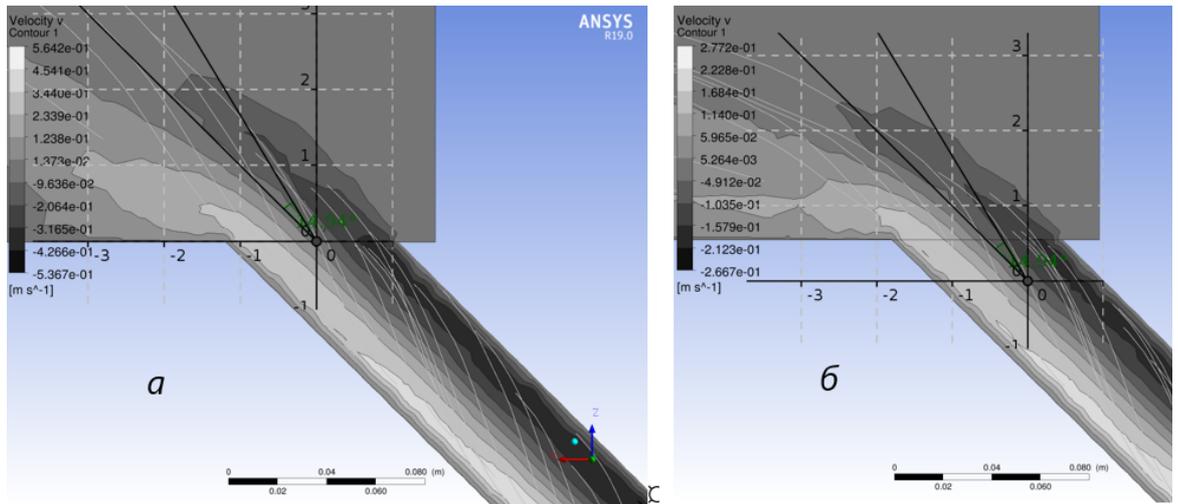


Рисунок 4.21 – Первая серия экспериментов. Закручивающее устройство имеет 1,0 оборот лопатки шнека: *a* – скорость до закручивающего устройства 1 м/с; *б* – скорость 0,5 м/с

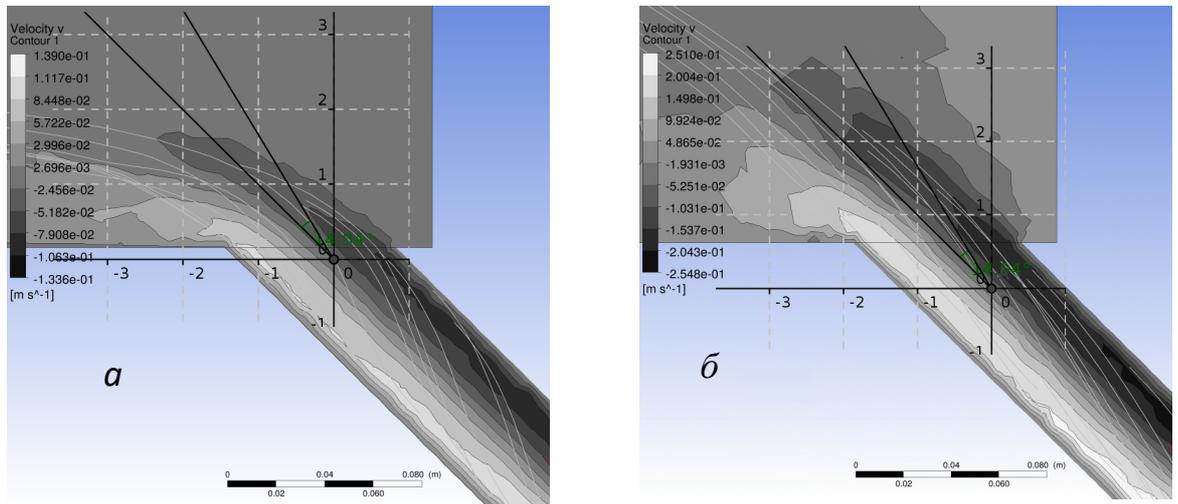


Рисунок 4.22 – *a* – первая серия экспериментов. Закручивающее устройство имеет 1,0 оборот лопатки шнека, скорость до закручивающего устройства 0,25 м/с; *б* – вторая серия экспериментов. Закручивающее устройство имеет 0,5 оборота лопатки шнека, скорость до закручивающего устройства 0,5 м/с

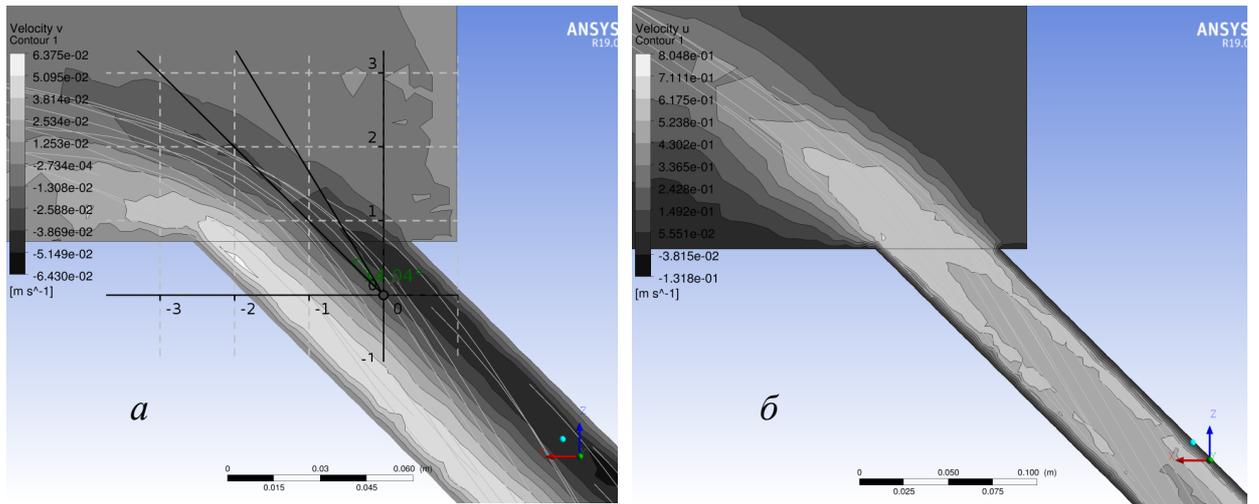


Рисунок 4.23 – *a* – вторая серия экспериментов. Закручивающее устройство имеет 0,5 оборота лопатки шнека, скорость до закручивающего устройства 0,5 м/с; *б* – скорость v_x и линии тока при выборе 0,5 оборота лопатки шнека и скорость до закручивающего устройства 1 м/с

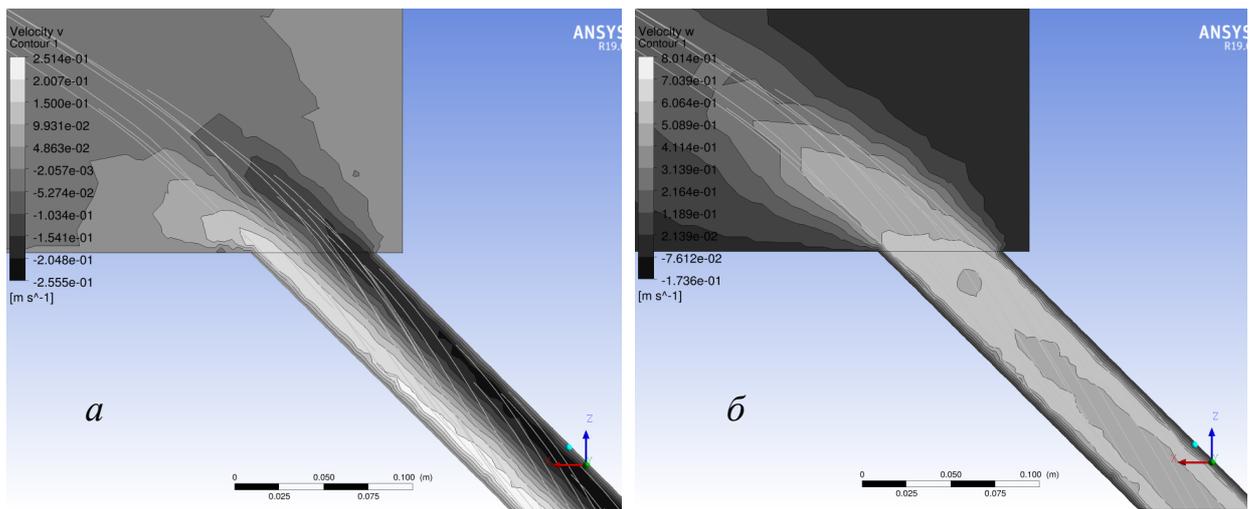


Рисунок 4.24 – *a* – скорость v_y и линии тока при 0,5 винта лопатки и скорость до закручивающего устройства 1 м/с; *б* – скорость v_z и линии тока при 0,5 винта лопатки и скорость до закручивающего устройства 1 м/с

4.13 Результаты численных экспериментов

Численные эксперименты по моделированию сопряжения продольно-циркуляционных потоков с нижним бьефом проводились с использованием $k-\varepsilon$ -модели. Была проведена серия расчётов, в которых закрученный поток под различными углами сопрягался с массивом воды в гидравлическом лотке, имитирующим нижний бьеф. Полученные результаты вычислений сравнивались с результатами лабораторного эксперимента, рассмотренного в третьей главе.

Исходные данные для вычислений принимались в соответствии с данными модельных лабораторных экспериментов (см. главу 3):

- диаметр патрубка с установленным закручивающим устройством 50 мм (см. главу 3);
- расстояние от оси патрубка до дна лотка 0,27 м;
- скорость потока в гидравлическом лотке 1 см/с;
- скорость выпускаемого закрученного потока 5 см/с;
- число Рейнольдса $Re=1,37 \times 10^4$;
- параметр закрутки потока Π , имитирующий остаточную закрутку в водосбросе моделировался равным 0,25 (3.1).

Было рассмотрено четыре варианта сопряжения циркуляционно-продольного (закрученного) потока с движущимся массивом воды в нижнем бьефе:

- 1 – закрученный поток перпендикулярен к течению в нижнем бьефе;
- 2 – закрученный поток сопрягается с нижним бьефом под углом 60 градусов;
- 3 – поток сопрягается с нижним бьефом под углом 45 градусов;
- 4 – поток сопрягается с нижним бьефом под углом 30 градусов.

Заметим, что в проведённых экспериментах закрутка потока моделировалась таким образом, что в верхней части закрученного потока его скорость была почти сонаправлена скорости течения воды в лотке, а в нижней части –

направлена в противоположную сторону. Поля скоростей, полученные в результате численных экспериментов, представлены ниже на рисунках 4.25-4.32.

Исследовались: характер распространения затопленной закрученной струи в нижнем бьефе, возможное взаимодействие потоков с берегами и руслом, поля скоростей потоков.

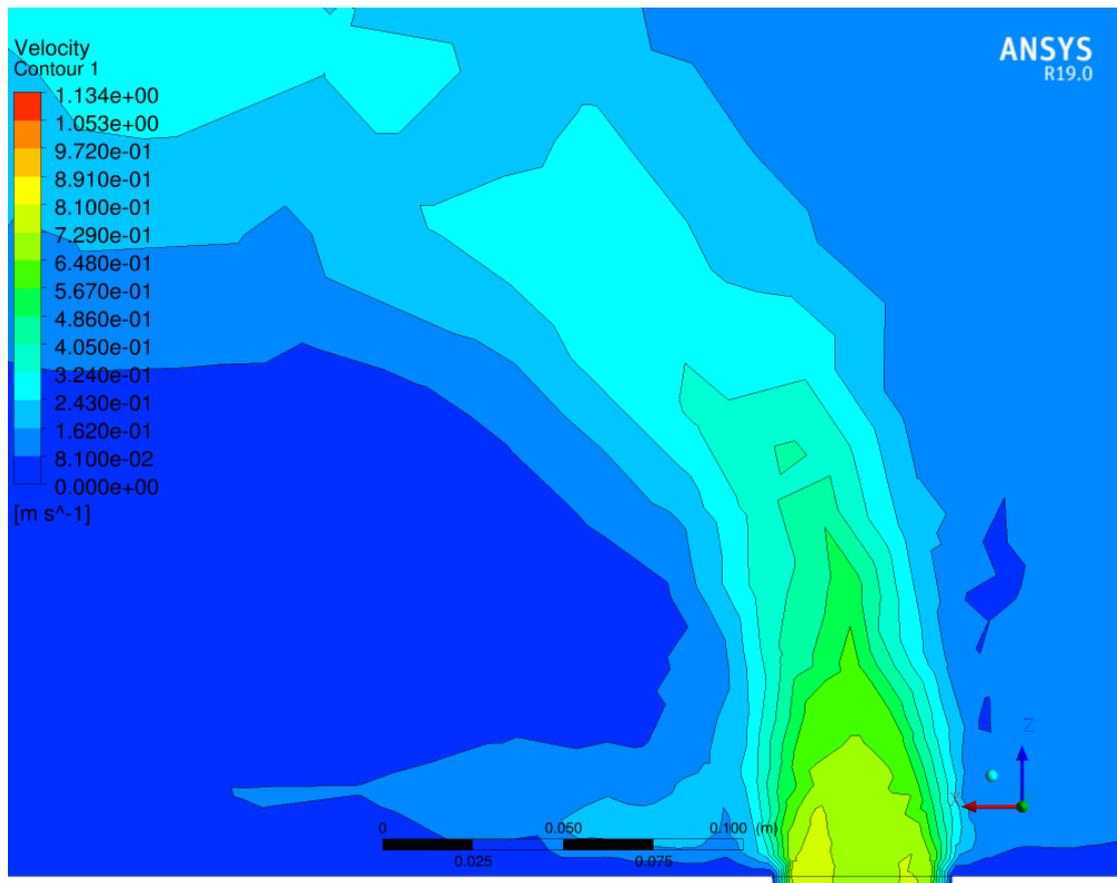


Рисунок 4.25 – Распределение результирующего вектора скорост V .

Угол сопряжения 90^0

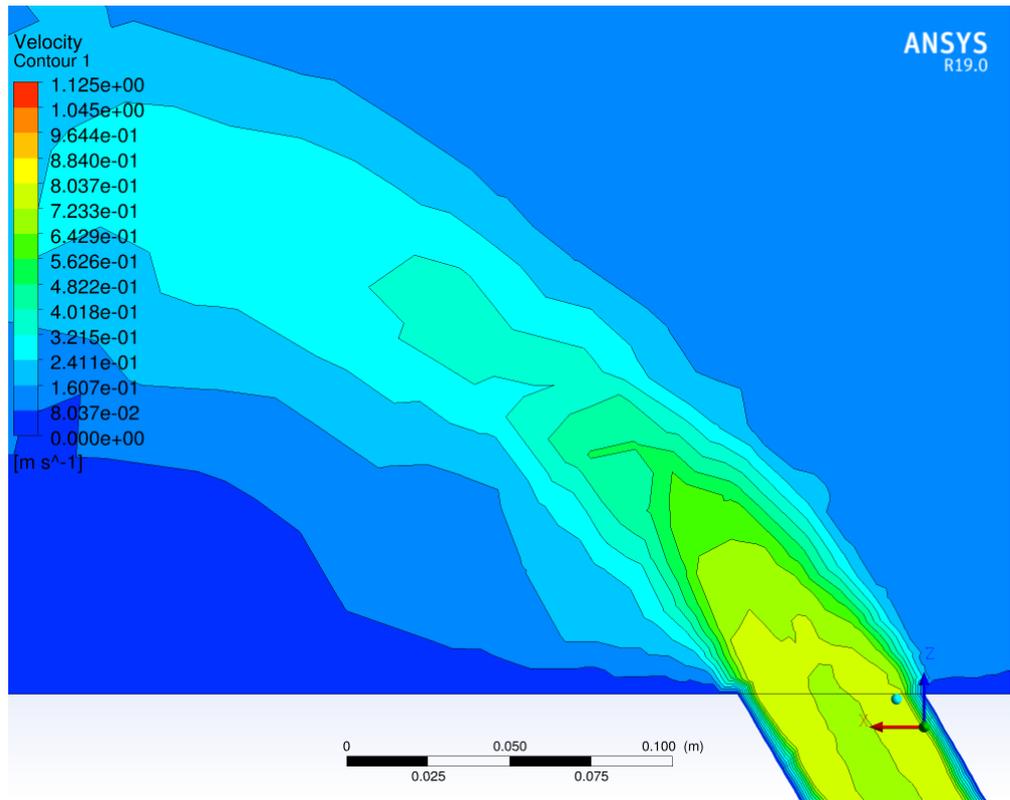


Рисунок 4.26 – Распределение результирующего вектора скорости V .
Угол сопряжения 60°

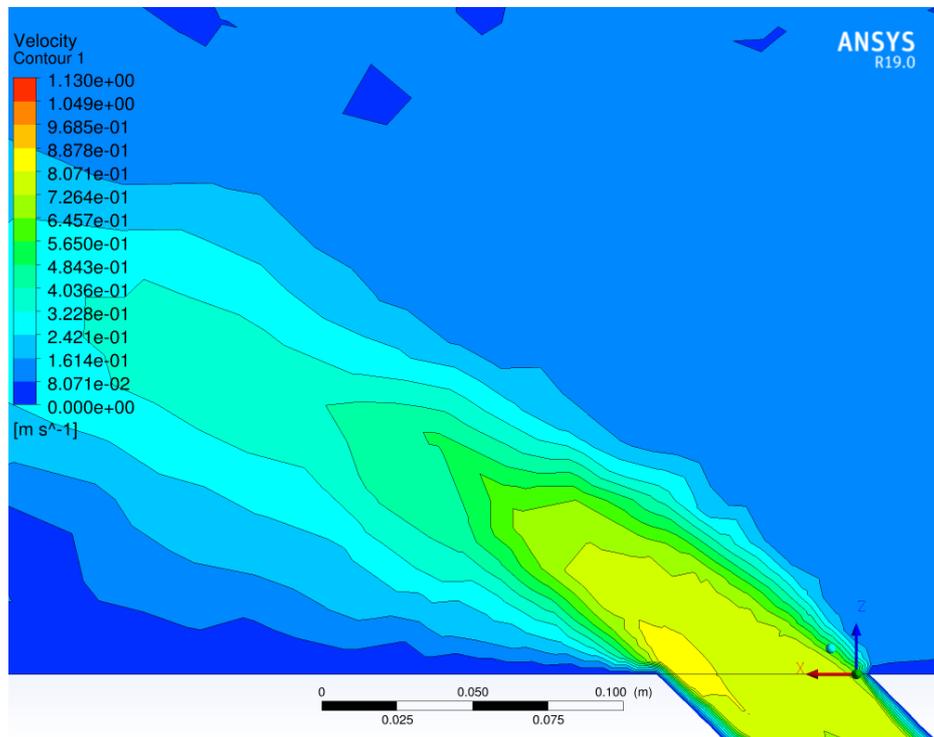


Рисунок 4.27 – Распределение результирующего вектора скорости V .
Угол сопряжения 45°

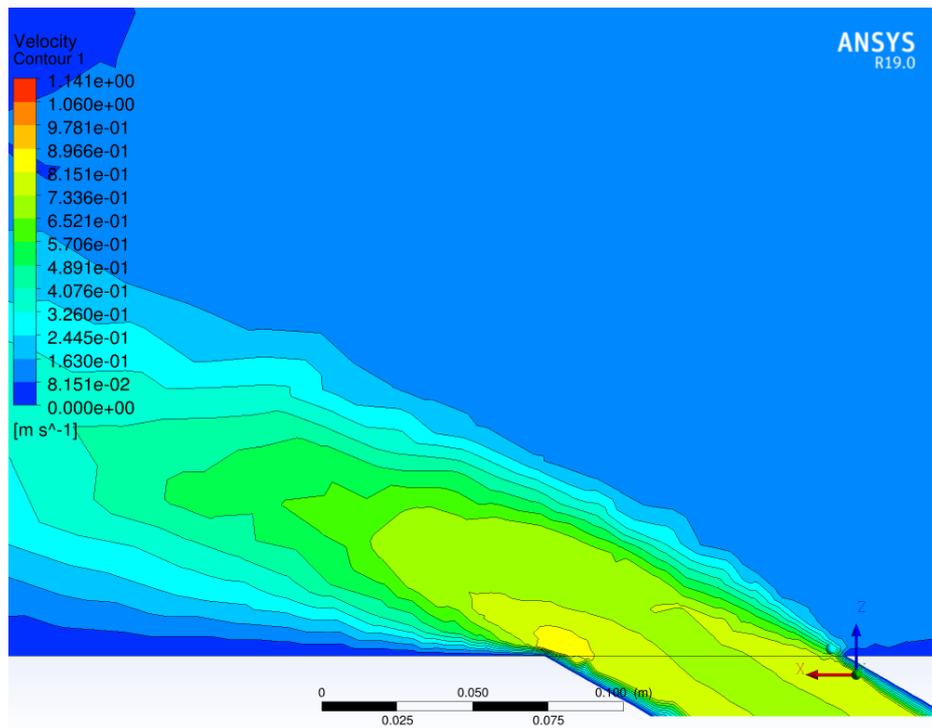


Рисунок 4.28 – Распределение результирующего вектора скорости V :
Угол сопряжения 30°

Кроме полей распределения результирующих скоростей практический интерес представляет распределение в сносящем потоке компонент вектора скорости: V_x , V_y , V_z . Поэтому для угла сопряжения водосброса с гидравлическим лотком в 45° приведены поля распределения компонент вектора скорости (Рисунки 4.29-4.31). Полученные данные численного моделирования сравниваются с результатами физического лабораторного эксперимента для оценки достоверности разработанной численной модели. Особый интерес представляет компонента V_z результирующего вектора скоростей, направленная поперек сносящего потока. Характер распределения V_z позволяет оценить возможное влияние водосбросного потока на берега нижнего бьефа и сооружения гидроузла.

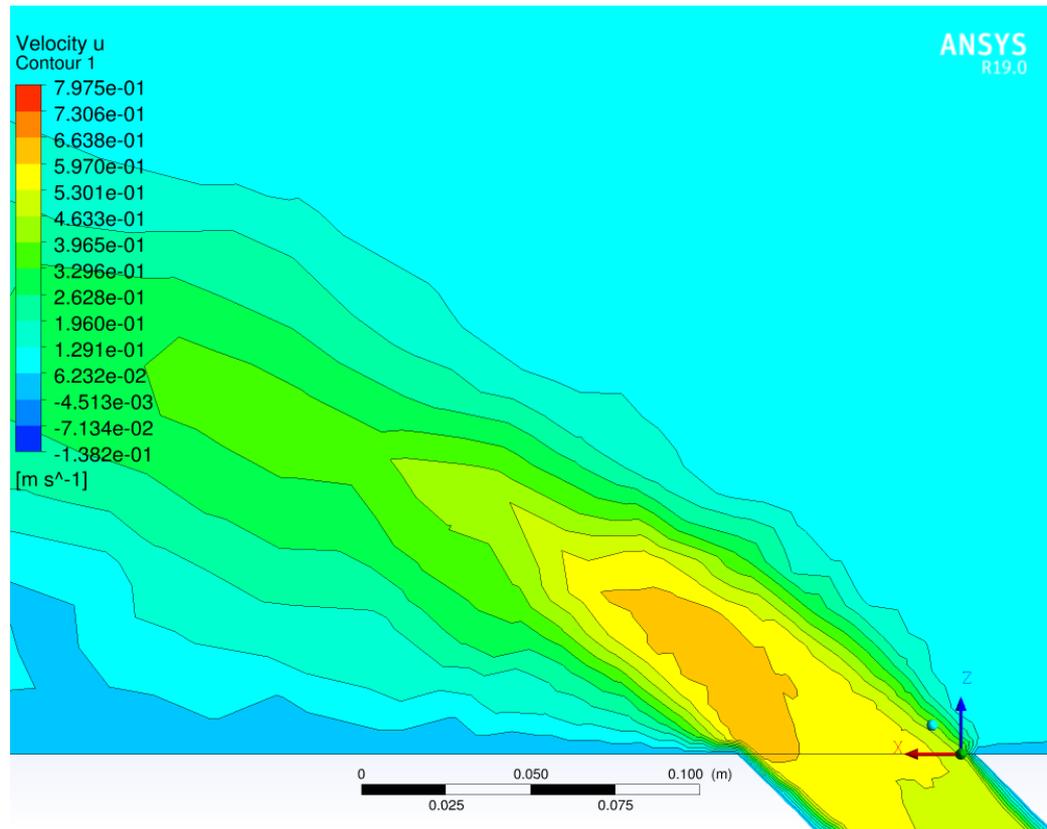


Рисунок 4.29 – Компонента V_x результирующего вектора скоростей.
Угол сопряжения 45^0

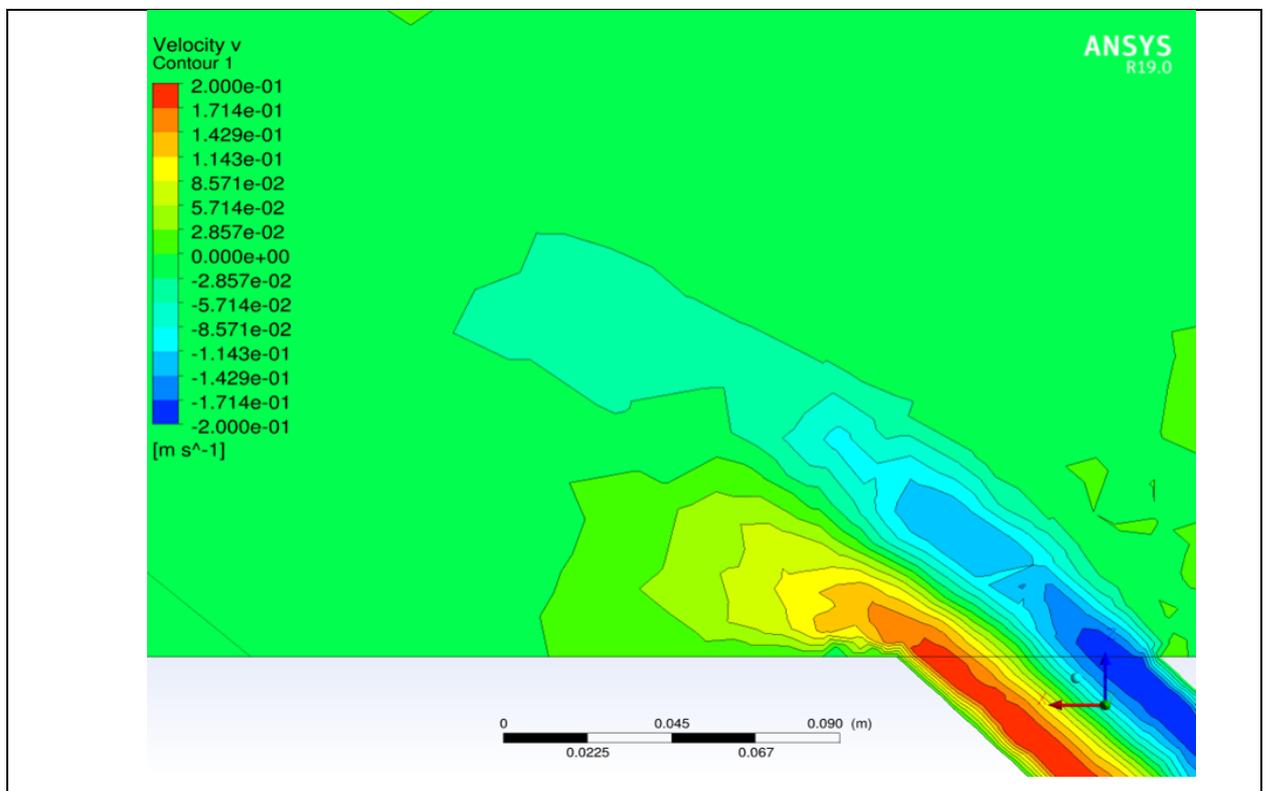


Рисунок 4.30 – Компонента V_y результирующего вектора скоростей.
Угол сопряжения 45^0

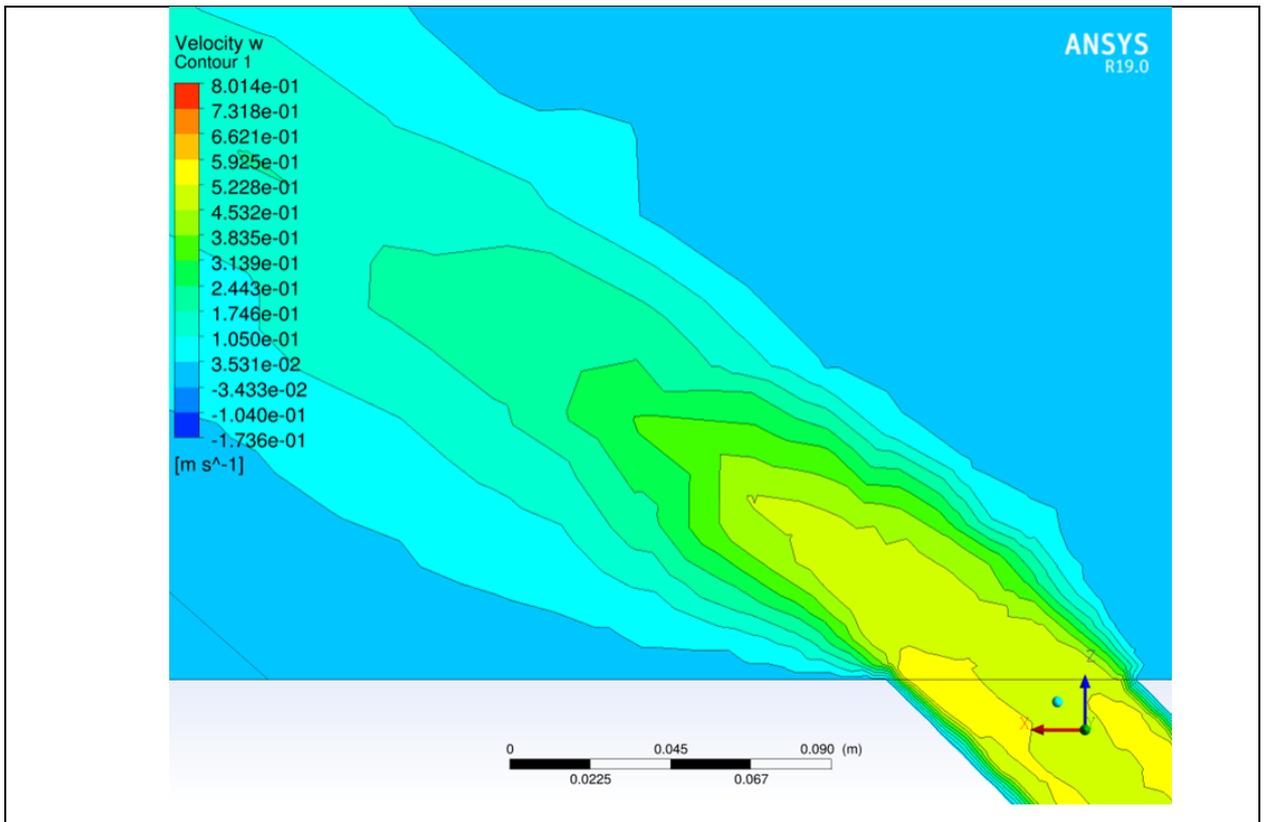


Рисунок 4.31 – Компонента V_z результирующего вектора скоростей.

Угол сопряжения 45°

Приведенные результаты позволяют сделать следующие заключения. Выпускаемый в нижний бьеф закрученный поток, взаимодействуя с течением реки, формирует траектории, зависящие от угла сопряжения водосброса с движущимся массивом воды в нижнем бьефе.

1. При угле сопряжения 90° поток, выходящий из водосброса, сохраняет своё направление на расстоянии, равном примерно трем диаметрам водосброса. Далее он получает отклонение в результате взаимодействия с течением в нижнем бьефе, но, как можно видеть из мозаики распределения средней скорости, достигает противоположного берега. При этом в реальном водосбросе может происходить размыв береговой линии, что потребует проведения берегоукрепительных мероприятий. Возле входа закрученного потока в лоток появляются две характерные области: область с большой по модулю скоростью располагается над осью потока, а область с почти нулевой скоростью (омут) – под осью потока.

2. При углах сопряжения 60° и 45° закрученный поток отклоняется от своей первоначальной траектории и не соприкасается с границами нижнего бьефа. Такое распространение потока является предпочтительным.

3. При угле сопряжения 30° закрученный поток отклоняется от первоначальной траектории таким образом, что его граница соприкасается с ближней границей нижнего бьефа.

4. С точки зрения минимизации влияния на русла рек, углы сопряжения 60° и 45° представляются предпочтительными. Поэтому для более подробного рассмотрения был выбран угол сопряжения 45° , для которого были построены сравнительные графики распределения компонент скоростей по сечениям потока (см. главу 3).

Было выполнено сравнение результатов численного и лабораторного экспериментов. Эти сравнительные результаты приведены на рисунках 4.32-4.41. Информация представлена в виде графиков распределения скоростей по выбранным при лабораторном эксперименте створам *A*, *B* и *C*.

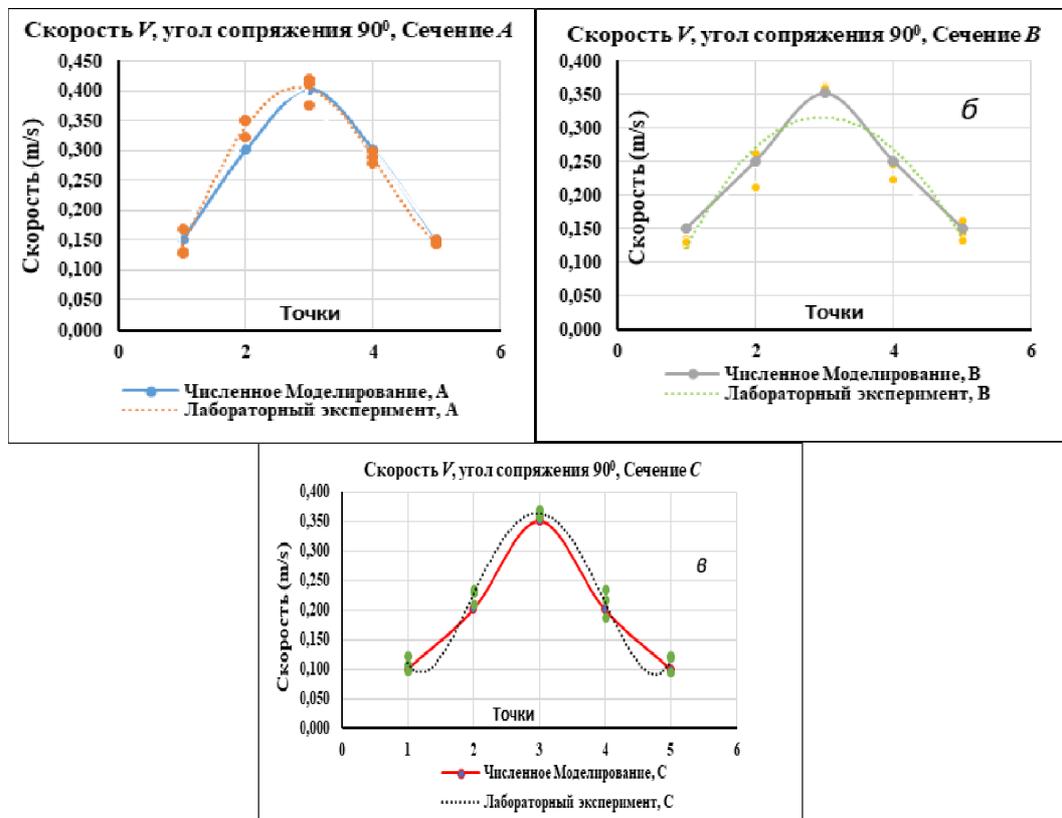


Рисунок 4.32 - Графики распределения результирующей скорости в сечениях. Угол сопряжения 90° : а – сечение *A*; б – сечение *B*; в – сечение *C*

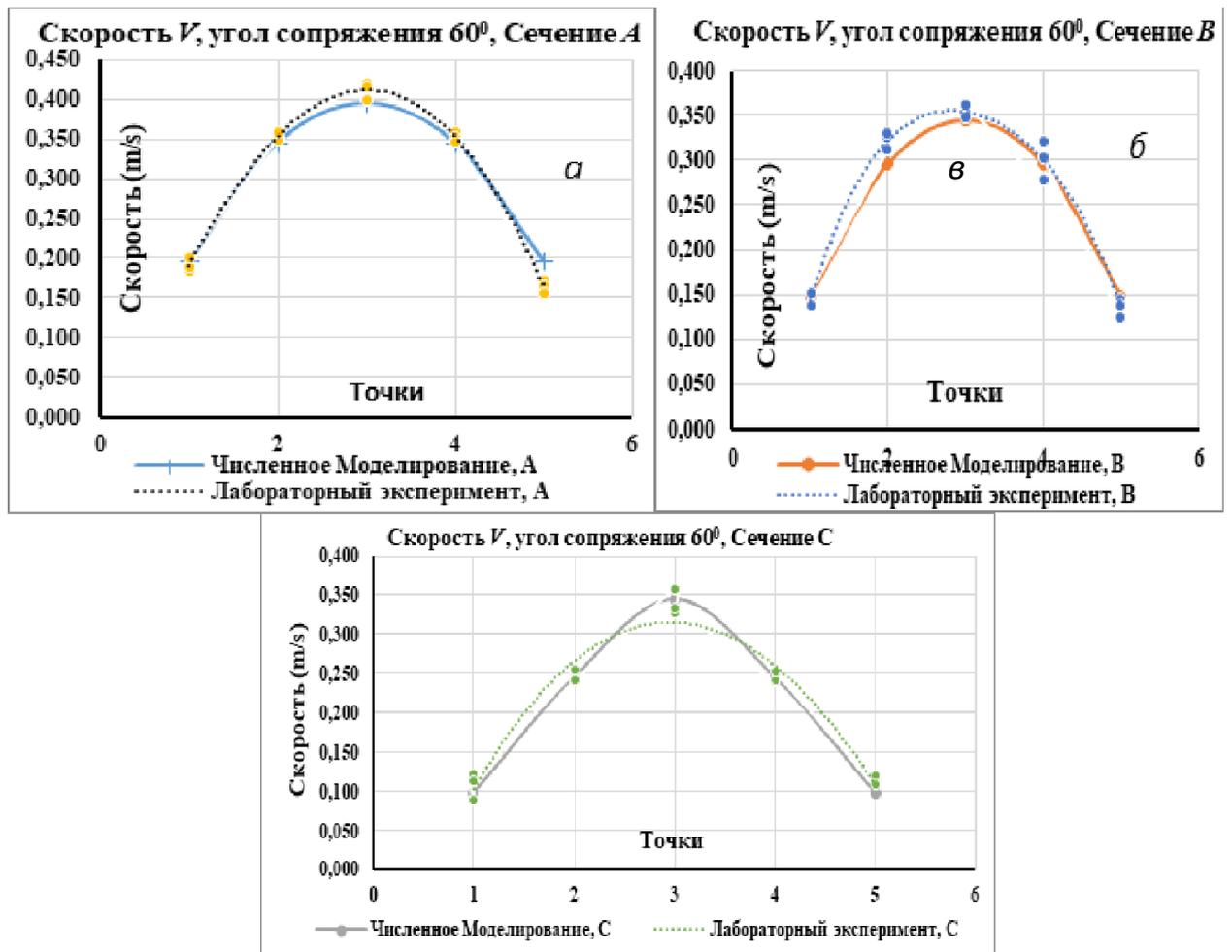


Рисунок 4.33 - Графики распределения результирующей скорости в сечениях. Угол сопряжения 60° : a – сечение A ; b – сечение B ; c – сечение C

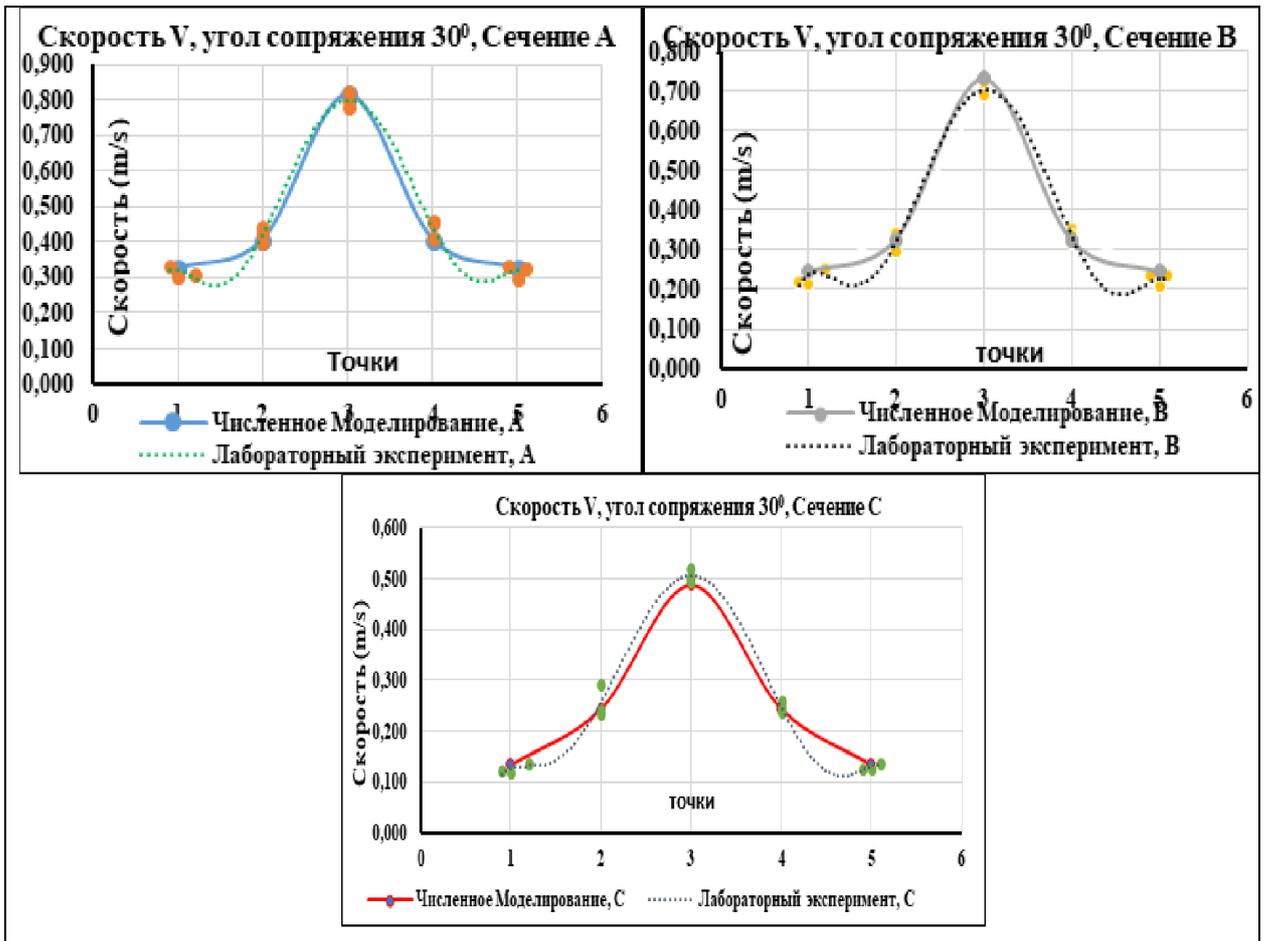


Рисунок 4.34 - Графики распределения результирующей скорости в сечениях. Угол сопряжения 30° : *a* – сечение *A*; *б* – сечение *B*; *в* – сечение *C*

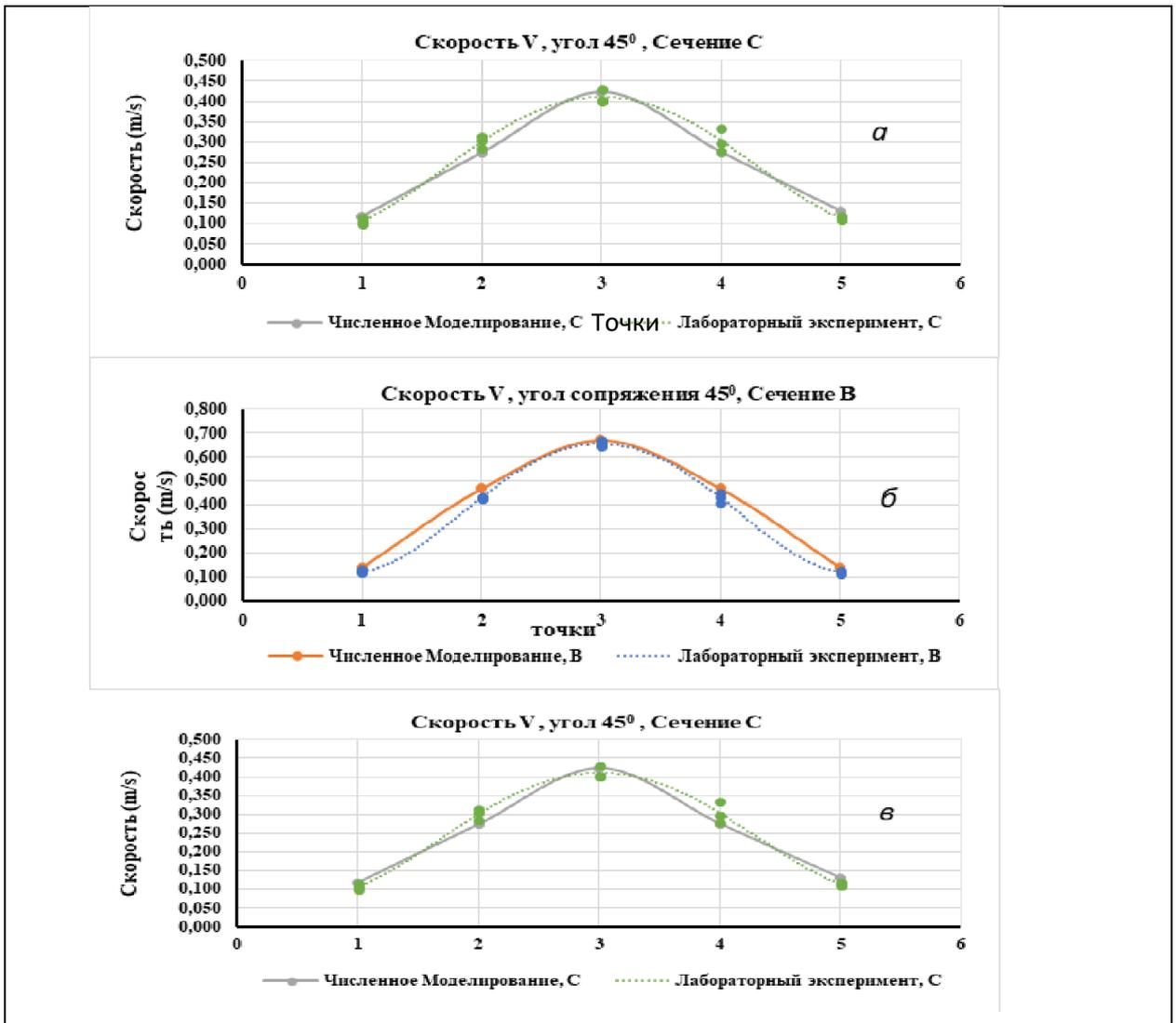


Рисунок 4.35 – Графики распределения результирующей скорости в сечениях. Угол сопряжения 45° : а – сечение А; б – сечение В; в – сечение С

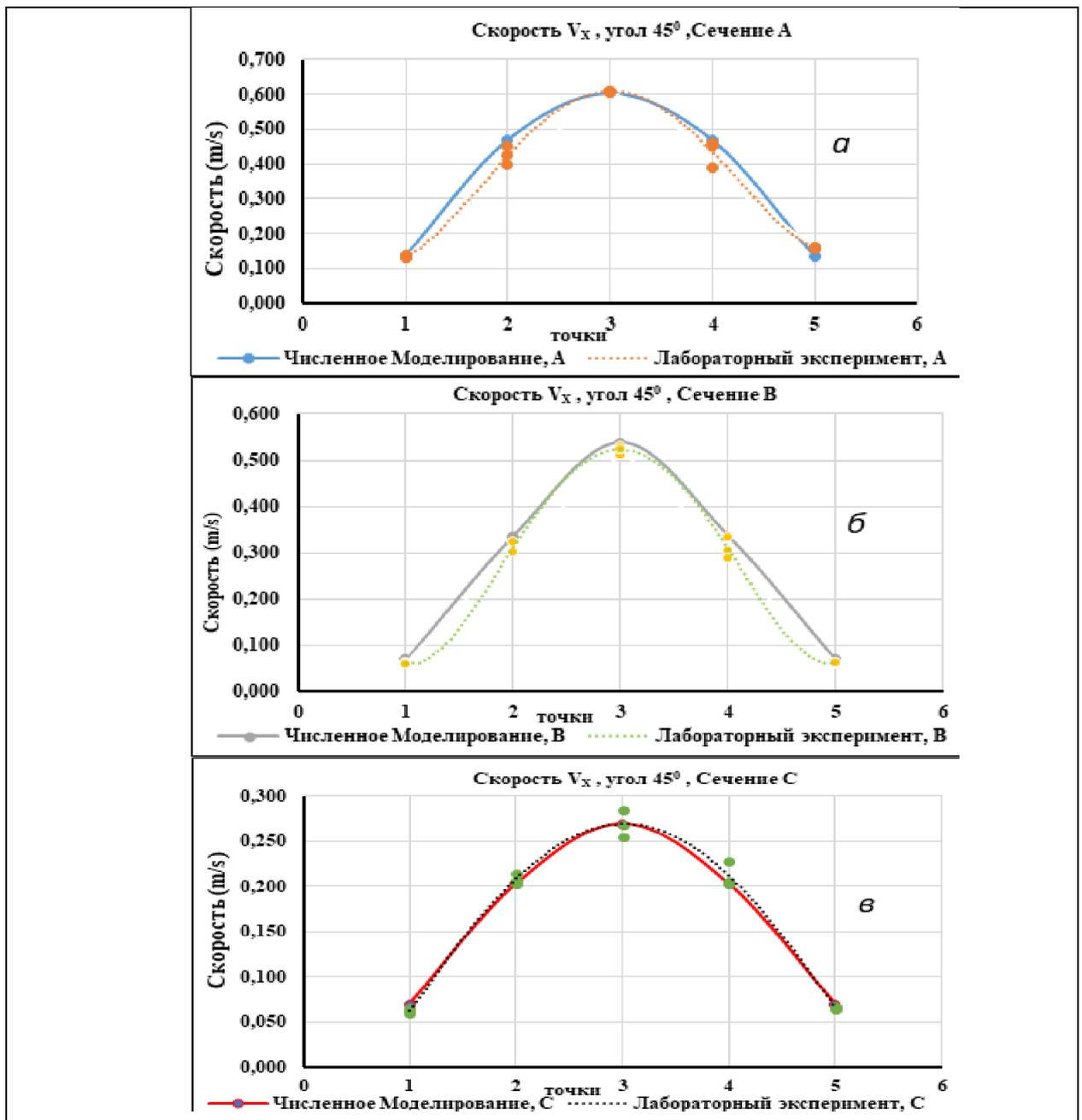


Рисунок 4.36 – Графики распределения компоненты скорости V_x в сечениях потока. Угол сопряжения 45° : а – сечение А; б – сечение В; в – сечение С

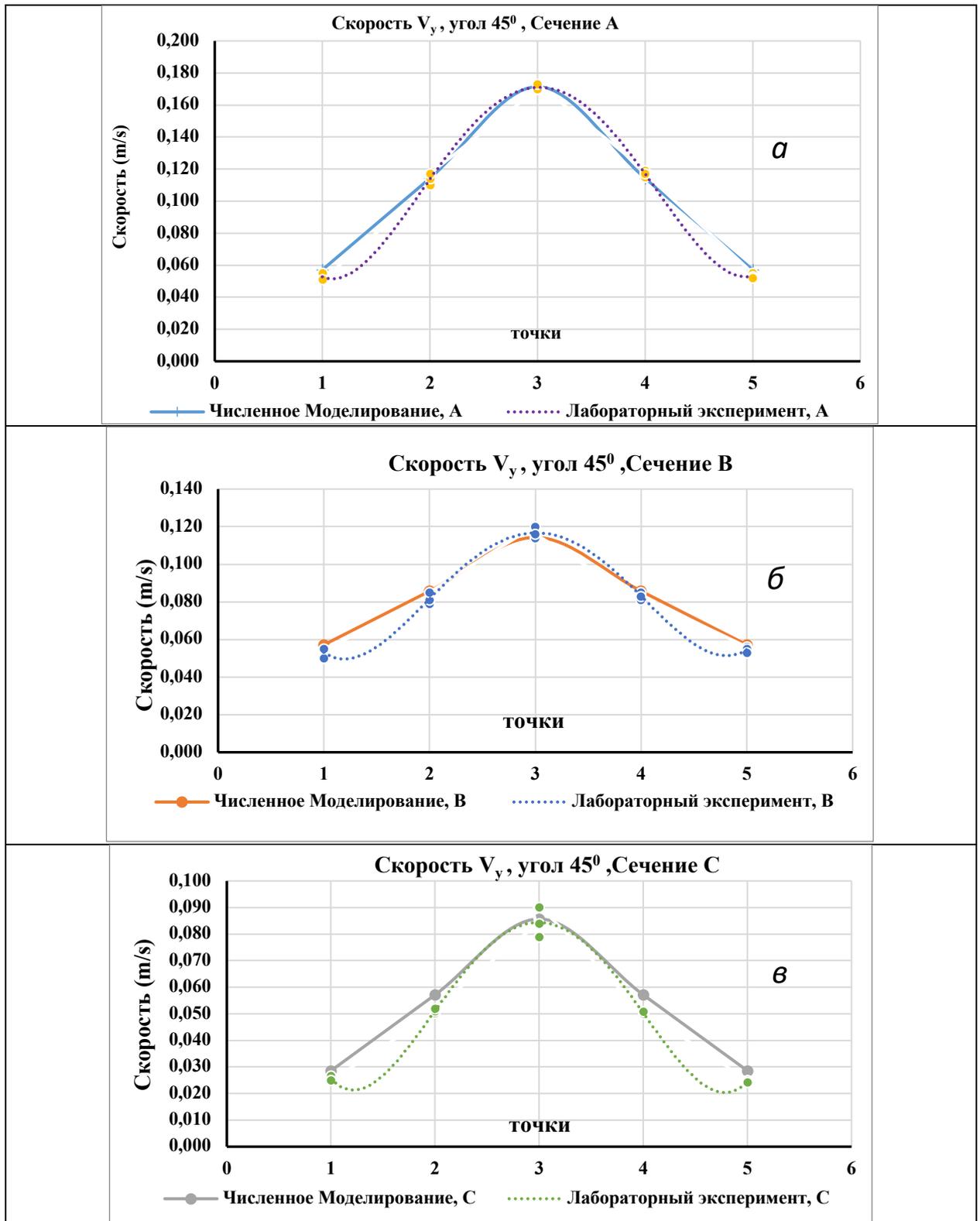


Рисунок 4.37 - Графики распределения компоненты скорости V_y в сечениях потока. Угол сопряжения 45° : а – сечение А; б – сечение В; в – сечение С

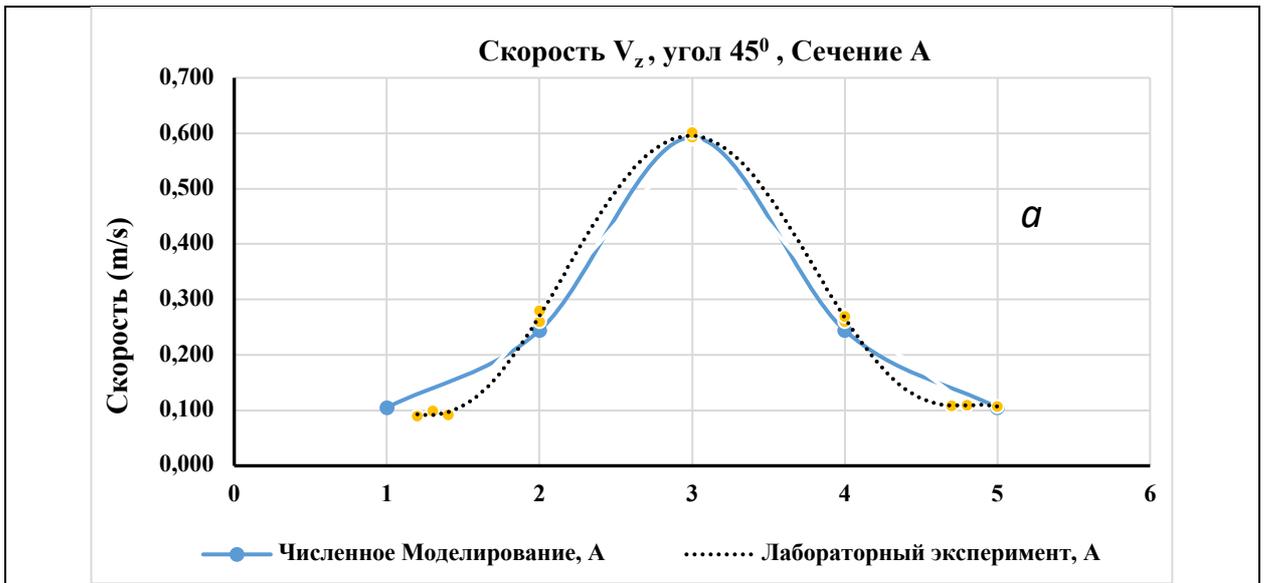


Рисунок 4.38 - Графики распределения компоненты скорости V_z в сечениях потока. Угол сопряжения 45° : а – сечение А; б – сечение В; в – сечение С

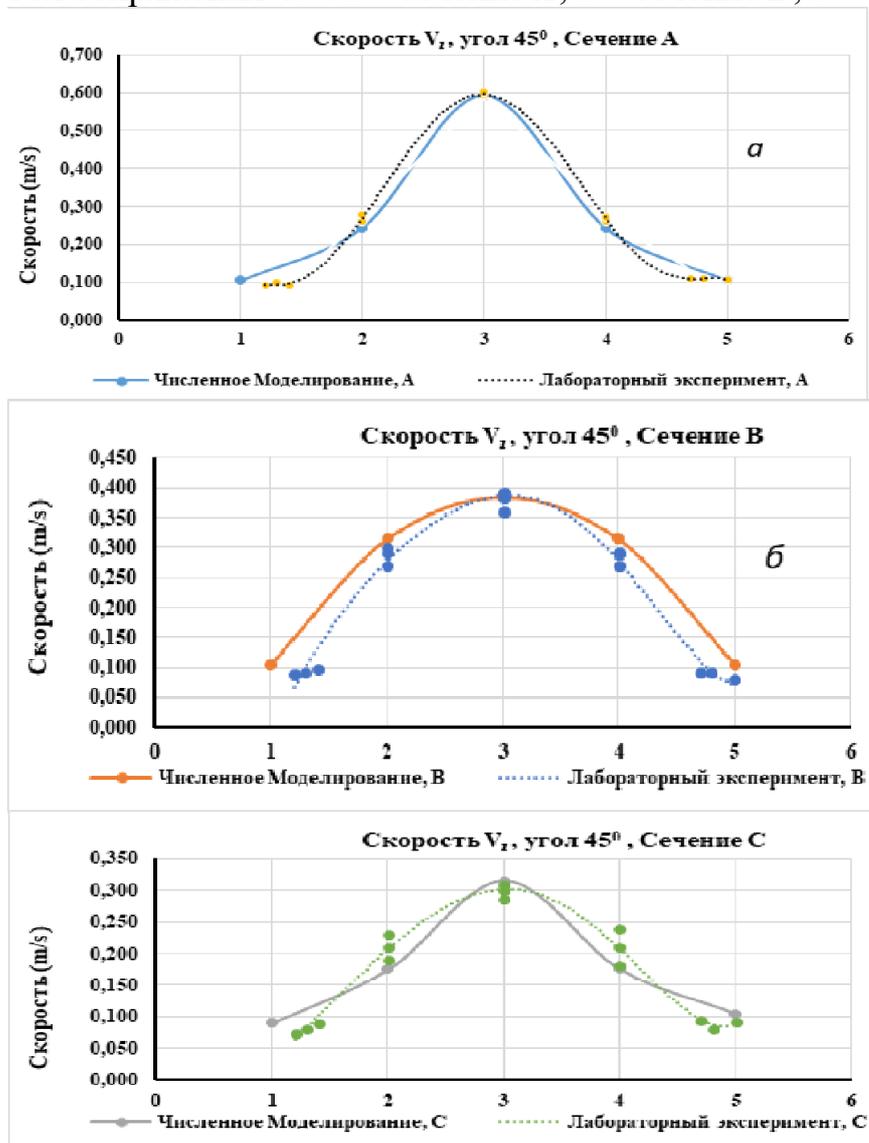


Рисунок 4.39 - Совмещенные графики распределения компоненты скорости V_x по сечениям потока при угле сопряжения 45°

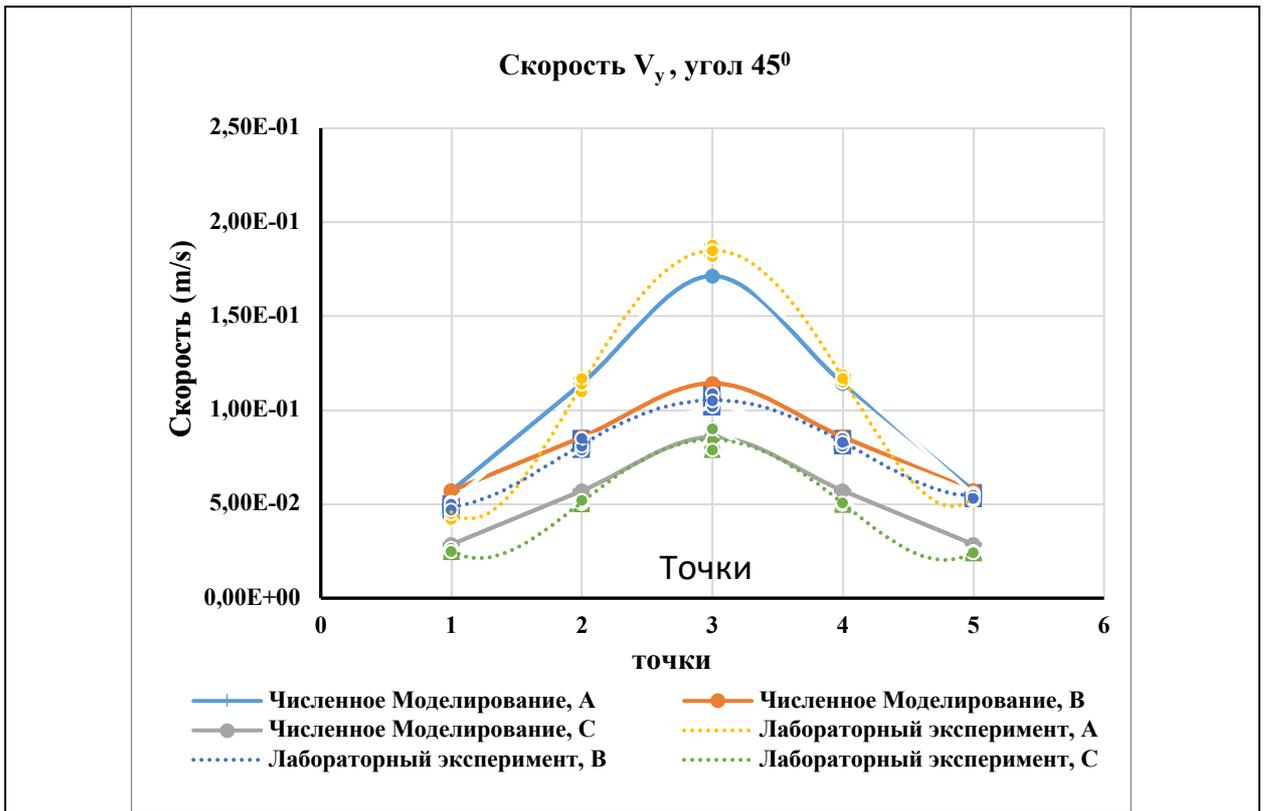


Рисунок 4.40 - Совмещенные графики распределения компоненты скорости V_y по сечениям потока при угле сопряжения 45°

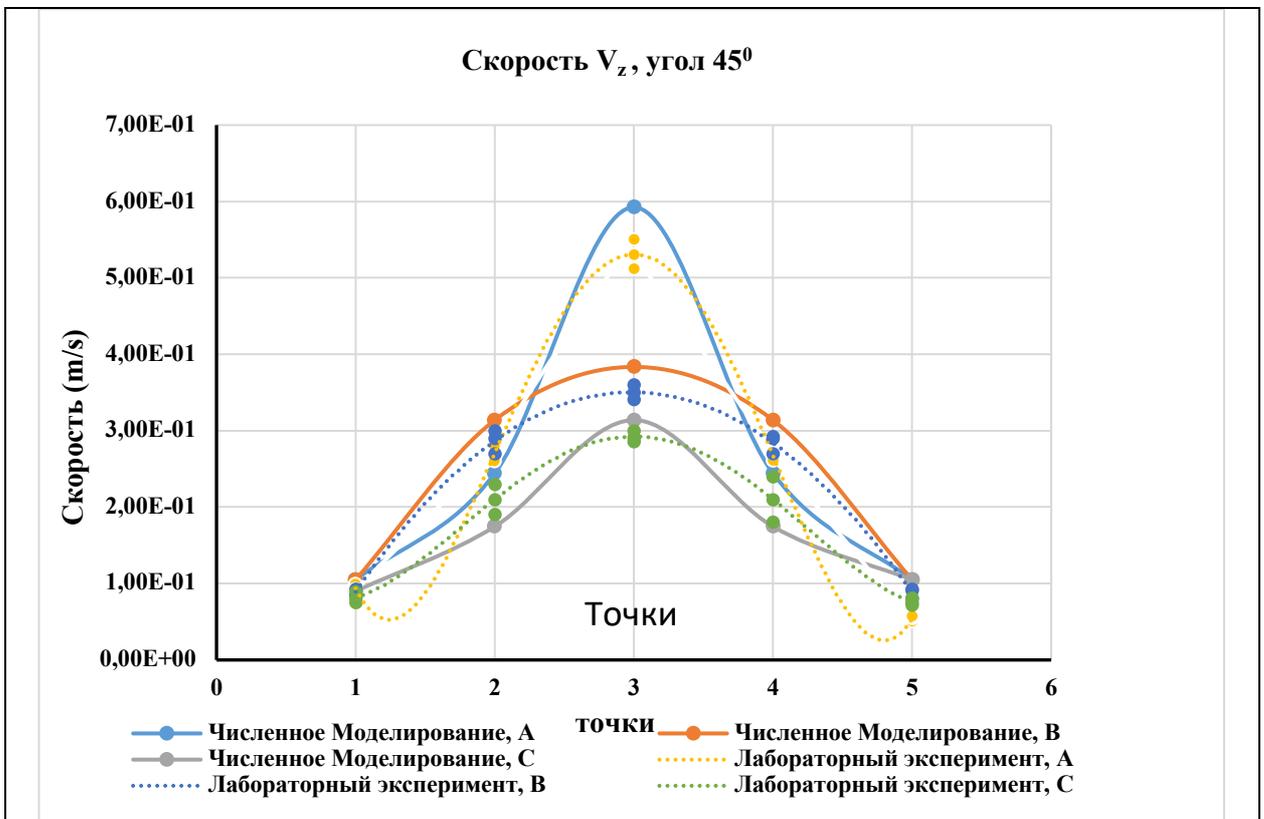


Рисунок 4.41 - Совмещенные графики распределения компоненты скорости V_z по сечениям потока при угле сопряжения 45°

Совмещение значений скорости в одноимённых точках течения затопленной струи показало, что расхождение между измеренными и вычисленными показателями весьма небольшое. Оценка расхождения для режима сопряжения 45 градусов для всех контрольных точек фиксации лежит в диапазоне 3,64÷13,35%, что отражено в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Расхождение значений скорости течения затопленной струи, полученных экспериментальным и расчётным путём, ε%

Сечение	Измерительные точки	ε%
<i>A</i>	1	5,49
	2	4,64
	3	6,56
	4	8,56
	5	9,38
<i>B</i>	1	10,77
	2	7,94
	3	3,64
	4	9,22
	5	13,35
<i>C</i>	1	12,64
	2	8,76
	3	9,33
	4	9,64
	5	6,06

Закрученные потоки могут быть исследованы аналитически [29]. Описанные свойства полностью соответствуют как теории, так и практическим наблюдениям за такими потоками.

С точки зрения практического применения модели особенно интересно, как в нижнем бьефе будет распределен поток воды, пришедший по вихревому стоку. На практике этот поток можно подкрасить, при математическом моделировании мы можем запустить частицу по полю скоростей и отследить ее траекторию, именуемую линией тока. ПК Ansys Fluent позволяет вычислить траектории линий тока для поля скоростей. В процессе численного эксперимента поместили несколько десятков точек на входе в вихревой сток,

распределив их по возможности равномерно, и проследили за траекториями, представленными на рисунке 4.42.

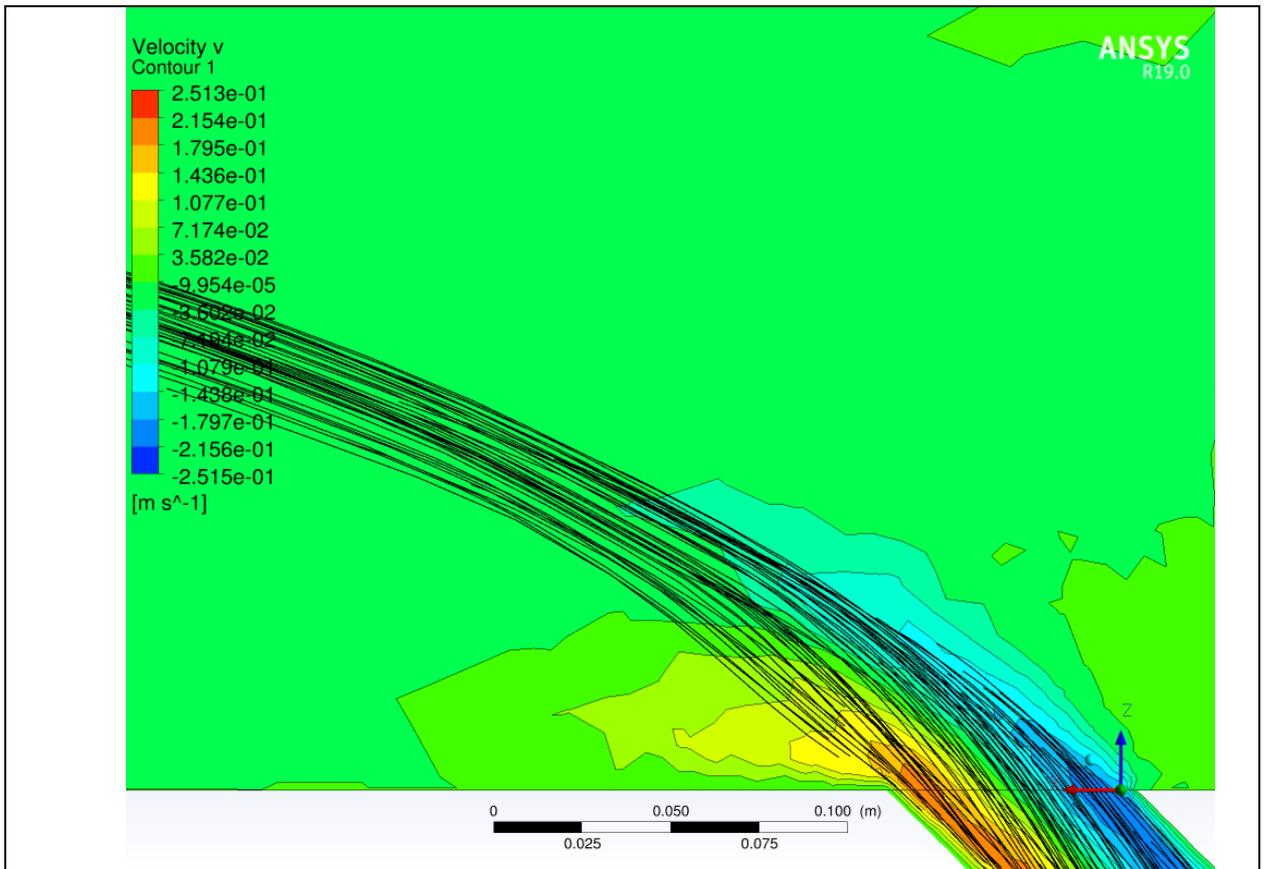


Рисунок 4.42 – Линии тока частиц в поле закрученной затопленной струи. Угол сопряжения 45°

Внутри цилиндрического канала с закрученным потоком (до выхода в массив воды в нижнем бьефе) частицы двигались по винтовой линии, причем прижимаясь к стенкам. После выхода закрученного потока в поток гидравлического лотка происходит раскручивание линий. Те точки, которые в момент выхода были выше оси цилиндрического канала, получают дополнительную скорость в направлении течения в лотке, и вскоре движутся почти по прямой. Точки, которые в момент выхода из канала были ниже оси, некоторое время движутся в направлении оси вихревого стока (скорости по направлению течения в лотке взаимно гасятся), и лишь затем поворачивают в сторону течения в лотке. В результате жидкость из вихревого стока занимает весьма компактную струю в лотке, толщина которой составляет примерно $2/3$ от диаметра вихревого стока.

Выводы по главе 4

1. В главе рассмотрены вопросы численного моделирования сложного течения, представляющего сопряжение затопленной закрученной струи со сносящим потоком под разными углами. Дана классификация моделей турбулентности. Создана модель циркуляционно-продольного течения. Исследованы условия сходимости. Получены распределения скорости в потоках сопряжения. Проведено сравнение данных физического и численного моделирования.

2. Дан обзор основных моделей турбулентного течения, их положительные и отрицательные характеристики. Создана модель сопряжения циркуляционно-продольного течения с движущимся массивом воды в нижнем бьефе. Модель реализована в системе Ansys Fluid. Выполнена серия численных экспериментов. Показано, что среди линейных RANS-моделей имеется по крайней мере две – $k - \epsilon$ – модель и SST $k - \omega$ – модель, пригодные для моделирования сопряжения затопленной закрученной струи с движущимся транзитным потоком.

3. По результатам выполненного анализа сходимости моделей, реализованных в ПК Ansys R 19.0, пакет Fluent, было выявлено, что для решения поставленной задачи могут быть использованы: стандартная $k - \epsilon$ – модель и SST $k - \omega$ – модель. Обе эти модели обеспечивают сходимость решения. При этом SST $k - \omega$ – модель обеспечивает монотонную сходимость при меньшем числе итераций. Применение псевдо-переходного решателя, реализованного в новых версиях Ansys Fluent позволяет ускорить процесс сходимости для поставленной задачи почти в три раза.

4. Выполненное сравнение результатов гидравлического расчета, выполненного по моделям $k - \epsilon$ и SST $k - \omega$ показало, что характер течения, и его числовые параметры совпадают. Можно отметить, что полученные результаты являются автомодельными по числу Рейнольдса для $Re = (1,5 \div 15) \times 10^4$ и

моделям турбулентности $k - \epsilon$ и SST $k - \omega$. В дальнейших расчетах была использована стандартная $k - \epsilon$ модель, как хорошо зарекомендовавшая себя в исследованиях, выполненных рядом авторов.

5. Результаты численных экспериментов продемонстрировали, что существует диапазон углов сопряжений вихревого водосброса с нижним бьефом, позволяющий минимизировать негативное влияние закрученных потоков на берега и русло реки, а также инженерные сооружения гидроузла. Рекомендуемые углы сопряжения должны находиться в диапазоне $45^\circ \div 60^\circ$.

6. Численное исследование линий тока частиц в закрученных потоках показало хорошую согласованность вычисленной траектории оси потока с результатами, полученными при помощи инженерных методов, полученных в первой главе.

7. Для верификации построенной модели необходим ряд натурных лабораторных экспериментов по определению компонент скоростей, а также закономерностей распространения закрученных потоков в течении нижнего бьефа.

8. Сравнение данных, полученных на физической модели, с данными численного эксперимента показали, что совпадение лежит в диапазоне $4 \div 13\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выявленная проблематика диссертационной работы показала, что при использовании вихревых водосбросов возможно несколько вариантов гашения кинетической энергии, в том числе выход закрученного потока под уровень нижнего бьефа.

2. В результате выполненных теоретических исследований получены результаты гидравлического расчёта продольно-циркуляционного потока, выходящего из вихревого водосброса под уровень нижнего бьефа. Определены базовые характеристики затопленной закрученной струи в виде характеристик для условий ($U_p=0$) струи в безграничном пространстве, включающие распределение максимальной продольной скорости на оси струи и скорости по поперечным сечениям струи. Уточнены базовые характеристики струи путем прибавления к продольной скорости струи компоненты скорости воды нижнего бьефа $U_p \cos\theta$.

3. Кроме того, получены очертания криволинейной оси струи, которая принимается за координатную ось без изменения масштаба длины и ширина струи в плане по требуемой скорости на границе струи $U_{гр}/U_0$ с помощью профилей продольной скорости в поперечном сечении струи (рекомендуемые значения $U_{гр}/U_0=0.05\div 0.1$).

4. В диссертации представлены результаты физического моделирования сопряжения закрученной затопленной струи в массив воды нижнего бьефа при разных углах и скоростях взаимодействия. При изучении сложных гидравлических явлений важное место занимает физическое моделирование, которое позволяет получить необходимые данные в лабораторных условиях с помощью экспериментального стенда.

5. Для проведения лабораторных исследований был создан экспериментальный стенд, состоящий из двух блоков. Первый блок моделировал закрученный поток, который выпускался в водный массив и сопрягался с течением в гидравлическом лотке. Этот блок включал напорный трубопровод с насосом

и модель закручивающего устройства. Второй блок имитировал поток воды в нижнем бьефе. Этот блок включал открытый гидравлический лоток и необходимую инфраструктуру для замкнутой работы системы.

6. С целью получения продольно-циркуляционного течения в цилиндрическом канале изготовлено закручивающее устройство, выполненное из пластика. Закручивающее устройство в виде четырёхзаходных шнеков изготовлено на 3D принтере. Было выполнено три типа закручивающих устройств одного диаметра, отличающиеся шагом спиральной закрутки.

7. Разработана авторская методика проведения эксперимента с использованием измерителя скорости течения с помощью ультразвукового доплеровского измерителя скорости, который мог перемещаться в толще воды по трём ортогональным координатам. Массив данных получен путём разбиения всего измерительного объёма на контрольные точки.

8. Анализ условий физического моделирования установившихся вязких закрученных потоков показал, что корректная система их динамического подобия ограничивается четырьмя критериями:

$$Re \geq Re_{GP}, Fr = \frac{V^2}{gR} = idem, Eu = \frac{P_0}{\rho V^2} = idem, A_i = \frac{M_i}{2R_{\Gamma} I_i} = idem.$$

9. В результате проведённого эксперимента получены кинематические характеристики затопленной закрученной струи в сносящем потоке. На основе полученных экспериментальных данных построены графики распределения скорости течения для разных углов сопряжения закрученной затопленной струи с потоком воды в лотке.

10. Выполнены расчёты сопряжения затопленной циркуляционно-продольной струи с нижним бьефом с помощью программного комплекса. Дан обзор основных моделей турбулентного течения. Разработана модель сопряжения циркуляционно-продольного течения с движущимся массивом воды в нижнем бьефе, которая реализована в системе Ansys Fluid. Показано, что среди линейных RANS-моделей имеется по крайней мере две – k – ε-модель и SST k – ω-модель, пригодные для моделирования сопряжения затопленной

закрученной струи с движущимся транзитным потоком. По результатам выполненного анализа сходимости моделей, реализованных в ПК Ansys R 19.0, пакет Fluent, установлено, что для решения поставленной задачи могут быть использованы: стандартная $k - \epsilon$ -модель и SST $k - \omega$ -модель. Обе эти модели обеспечивают сходимость решения. При этом SST $k - \omega$ -модель обеспечивает монотонную сходимость при меньшем числе итераций. Применение псевдо-переходного решателя, реализованного в новых версиях Ansys Fluent, позволило ускорить процесс сходимости для поставленной задачи почти в три раза.

11. Выполнено сравнение результатов гидравлического расчета, полученного по моделям $k - \epsilon$ и SST $k - \omega$, показавшее, что характер течения и его числовые параметры совпадают. Заметим, что полученные результаты являются автомодельными по числу Рейнольдса для $Re = (1,5 \div 15) \times 10^4$ и моделям турбулентности $k - \epsilon$ и SST $k - \omega$. В дальнейших расчетах была использована стандартная $k - \epsilon$ модель, как хорошо зарекомендовавшая себя в исследованиях, выполненных рядом авторов.

12 Результаты численных экспериментов продемонстрировали, что существует диапазон углов сопряжений вихревого водосброса с нижним бьефом, позволяющий минимизировать негативное влияние закрученных потоков на берега и русло реки, а также инженерные сооружения гидроузла. Рекомендуемые углы сопряжения должны находиться в диапазоне $45 \div 60$ градусов.

13. Для верификации построенной модели автором проведен ряд лабораторных экспериментов по определению компонент скоростей, а также закономерностей распространения закрученных потоков в течении нижнего бьефа. Сравнение данных, полученных на физической модели, с данными численного эксперимента показали, что совпадение лежит в диапазоне 4-13 %, что является хорошо согласующимся результатом.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Основное направление дальнейших исследований связано с актуализацией и распространением полученных данных лабораторного и численного экспериментов в рамках расчетно-теоретического обоснования проектных

решений и их сравнении с натурными данными на реальных гидротехнических сооружениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савенко, А.В. Динамическая прочность технологических жидкостей [Электронный ресурс]: дис. магистр / Савенко А.В, Новосибирск, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»: 2018. URL: http://elib.sfu-kras.ru/bitstream/handle/2311/74144/dissertaciya_savenko2.pdf?sequence=1
2. Рождественский, В.В. Кавитация / В.В. Рождественский, Л.: Судостроение, 1977. – 247 с.
- 3.Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкостях / Физическая акустика, под. ред. У. Мэзона. 1967. – Т. 1. – С. 7–138.
4. Слисский, С.М. Гидравлические расчеты высоконапорных гидротехнических сооружений / С.М. Слисский, М.: Энергия, 1979. – 336 с.
5. Лавриненко О.В., Савина Е.И., Леонов Г.В. Моделирование механо-физикохимических эффектов в процессе схлопывания кавитационных полостей // Ползуновский вестник. 2007. – №3. – С. 59–63.
6. Кулагин В.А., Грищенко Е.П. Газодинамика: учебное пособие / В.А. Кулагин, Е.П. Грищенко. Красноярск: ИПК СФУ, 2009. – 278 с.
7. Животовский, Б.А. Водосбросные и сопрягающие сооружения с закруткой потока / Б.А. Животовский, М.: изд-во РУДН, 1995. – 190 с.
8. Свод правил СП 290.1325800.2016. Водопрпускные гидротехнические сооружения (Водосбросные, водоспускные и водовыпускные). С-Пб.: 2017.
9. Ахметов, В.К. Влияние закрутки на устойчивость внутренних модельных течений / В.К. Ахметов // В сб. Вопросы прикладной математики и вычислительной механики. Т. 10. М.: МГСУ, 2007. – С. 41–51.
10. Ахметов, В.К. Исследование закрученных потоков вязкой несжимаемой жидкости численными методами / В.К. Ахметов // В сб. Механика деформируемых сред. М.: Изд-во МГУ. – 1985. – С. 24–26.
11. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Развитие и устойчивость закрученных течений // Известия академии наук СССР, Механика жидкости и газа. - 1998. №4. - С. 3–11.

12. Казаков А.В., Курячий А.П. Устойчивость сжимаемого закрученного течения в круглой трубе // Известия академии наук СССР, Механика жидкости и газа. –1999. – № 1. –С. 35–41.
13. Зуйков А.Л. Динамика вязких циркуляционных течений в трубах и поверхностных воронках: дис. ...д-ра тех. наук: 05.23.16 / А.Л. Зуйков, М.: 2010. – 335 с.
14. Волшаник В.В., Зуйков А.Л., Мордасов А.П. Закрученные потоки в гидротехнических сооружениях / В.В. Волшаник, А.Л. Зуйков, А.П. Мордасов, М.: Энергоатомиздат, 1990. – 280 с.
15. Мордасов А.П., Волшаник В.В., Зуйков А.Л., Леванов А.В. Использование взаимодействующих закрученных потоков в решении проблем защиты окружающей среды // Известия высших учебных заведений. Строительство и Архитектура. - 1984. - № 8. С. 97–101.
16. Платонов Д.В., Минаков А.В., Дектерев А.А., Сентябов А.В. Численное моделирование пространственных течений с закруткой потока // Компьютерные исследования и моделирование. – 2013. – т. 5. – № 4. – С. 635–648.
17. Кривченко Г.И., Остроумов С.Н. Водосбросное устройство для напорных вододерживающих сооружений // Бюллетень изобретений (БИ). 1970. № 17. С. 12-17.
18. Громека И.С. Некоторые случаи движения несжимаемой жидкости // Собрание сочинений. М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 76–148.
19. Абрамович Г.Н. Теория Турбулентных струй Репринтное воспроизведение издания / Г.Н.Абрамович. 1960. — М.: ЭКОЛИТ, 2011. — 720 с.
20. Гольдштик, М.А. Закрученный поток несжимаемой жидкости в круглой трубе // Изв. АН СССР, ОТН, 1958. - Т.12. - С. 24–31.
21. Гольдштик, М.А. Вариационная модель турбулентного вращающегося потока // Изв. АН СССР, Мех. жидк. и газа. - 1985. - № 9. - С. 22-32.
22. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский, М.: Наука, 1978. - С.736.

23. Лойцянский Л.Г. Распространение закрученной струи в безграничном пространстве, затопленном той же жидкостью // Прикладная математика и механика. АН СССР [ОТН]. - Т.17. - 1953. - С. 3–16.

24. Халатов, А.А. Теория и практика закрученных потоков / А.А. Халатов, Киев: Наук. думка, 1989. 190 с.

25. Потапов М.В., Пышкин Б.А. Метод поперечной циркуляции и его применение в гидротехнике (Итоги исследования метода в 1932–1946 гг.) / 1947. 148 с.

26. Васильев О.Ф. Основы механики винтовых и циркуляционных потоков / М.–Л.: Госэнергоиздат, 1958. 144 с.

27. Альтшуль А.Д. Марголин М.Ш. Обобщенная формула распределения окружных скоростей в вихревых воронках // ИФЖ. 1970. Т. 18. №. 4. С. 731–733.

28. Кривченко Г.И., Мордасов А.П., Волшаник В.В., Орехов Г.В., Зуйков А.Л. Решение Практических Задач экологии с использованием закрученных потоков жидкости и энергии волн // Высшее образование в СССР. Научные исследования в области строительства и организации учебного процесса. Материалы международной конференции. – 1987. – С. 100-109.

29. Кривченко Г.И., Квятковская Е.В., Мордасов А.П., Волшаник В.В., Зуйков А.Л. Шахтный вихревой водосброс с контрвихревым гасителем для высоконапорных гидроузлов // Тр. Мос. инж.-строит. инст. М.: МИСИ, 1983. Выпуск 189. – С. 151–157.

30. Кривченко Г.И., Квятковская Е.В., Мордасов А.П., Пресняков В.Г. Динамическая устойчивость закрученного потока в выходном сечении короткого отводящего водовода водосбросной системы с вихревым затвором // Сооружения, оборудование и режимы работы ГЭС, ГАЭС и насосных станций. М.: МИСИ. 1975. – №22. –С. 74–81.

31. Кривченко Г.И., Мордасов А.П., Квятковская Е.В., Волшаник В.В., Зуйков А.Л. Высоконапорная водосбросная система с контрвихревым

гасителем энергии потока воды // Гидротехническое строительство. – 1981. – № 10. – С. 29–31.

32. Мордасов А.П. Высоконапорные водосбросные системы с вихревыми затворами: дис. ...к-та тех. наук: 05.23.07 / А.П. Мордасов, М.: 1978. – 179 с.

33. Волшаник В.В. Орехов Г.В. ФГБОУ ВПО «МГСУ» Области применения взаимодействующих закрученных потоков жидкостей и газов // Вестник МГСУ. – 2015. – № 7. – С. 87-104.

34. Волшаник В.В. Гидравлические характеристики вихревых устройств в гидротехнике, гидроэнергетике и инженерной гидроэкологии: дис. ...д-ра тех. наук: 05.23.16 / В.В. Волшаник, М.: 1997. – 501 с.

35. Ханов Н.В. Гидравлика водосбросов с тангенциальными завихрителями / Н.В. Ханов, М.: изд-во МГУП, 2003. – 224 с.

36. Ханов Н.В. Обоснование методов гидравлических расчетов водосбросов с тангенциальными завихрителями: автореферат дис. ...д-ра тех. наук: 05.23.16 / Н.В. Ханов, М.: 1998. – 46 с.

37. Шленев А.В. Гидравлические условия работы вихревых водосбросов с отводящими туннелями некруглого сечения: дис. ...к-та тех. наук: 05.23.16 / А.В. Шленев, М.: 1991. – 190 с.

38. Животовский Б.А., Розанова Н.Н. Закрученные потоки жидкости и их использование в гидротехнических сооружениях // Вестник Российского Университета Дружбы Народов. Серия: Инженерные Исследования. 2000. –№1. – С. 79–84.

39. Животовский Б.А. Гидравлика закрученных потоков и их применение в гидротехнике: дис. ...д-ра тех. наук: 05.23.16 / Б.А. Животовский, М.: 1986. – 412 с.

40. Животовский Б.А. Экспериментальные исследования закрученных потоков жидкости // М., Изд. УДН. 1982. С. 28–45.

41. Животовский Б.А., Гурьев А.П., Эленсон Г.З. Руководство по проектированию высоконапорных вихревых водосбросов (Нормы проектирования). // М., Союзгипроводхоз, 1984. С. 42.

42. Животовский Б.А., Пономарев Н.К. Совершенствование гидравлического расчета шахтного вихревого водосброса // Интернет-журнал «Науковедение». 2015. Том 7. №1.–С. 65
43. Животовский Б.А., Пономарев Н.К. Сопряжение шахтных водосбросов с нижним бьефом в условиях высоких напоров. // Интернет-журнал «Науковедение». 2015. Том 7, №1. – С. 66
44. Пономарев Н.К., Щесняк Л.Е. К вопросу о гидравлическом расчете основных параметров продольно-циркуляционных течений. // Вестник РУДН Инженерные исследования. –2018. Т.19. №1. –С. 59–67.
45. Пономарев Н.К., Щесняк Л.Е. Сопряжение вихревого водосброса с нижним бьефом путем отброса струи. // Строительная механика инженерных конструкций и сооружений. – 2018. - Т.14. - №, 2. - С. 142–153.
46. Смирнов Е.М. Автомодельные решения уравнений Навье-Стокса для закрученного течения несжимаемой жидкости в круглой трубе // Прикл. математика и механика. – 1981. – Т. 45. – Вып. 5. – С. 833–839.
47. Орехов Г.В., Зуйков А. Л., Волшаник В.В. Контрвихревое Ползущее Течение // Вестник МГСУ. 2013. –№ 4. –С.172–180.
48. Орехов Г.В. Моделирование Контрвихревых Систем. Масштабная серия исследований // интернет-журнал НАУКОВЕДЕНИЕ URL: <https://naukovedenie.ru/PDF/54tvn413.pdf>
49. Орехов Г.В. расчетное обоснование гасителей энергии высоконапорных водосбросов гидротехнических сооружений // Промышленное и Гражданское Строительство. 2020. –№ 9. –С. 65–72.
50. Орехов Г.В., Щесняк Л.Е. Сопряжения закрученного потока с продольным течением // Вестник РУДН. Инженерные исследования. –2022. – №4. – Том 23. –С. 322–335.
51. Batchelor G.K. Axial flow in trailing line vortices // J. Fluid Mech., 1964. Vol. 20. No. 4. P. 645–658.
52. Burgers J.M. A mathematical modeling illustrating theory of turbulence // Adv. in Appl. Mech. 1948. Vol.1. P. 171–199.

53. Hashimoto H. Swirling flow accompanied by cavity in circular tube // Rep. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ., 1967. Volume 68. Issue 19. P. 241–257.

54. Nakabayashi K, Kitoh O, Katoh Y. Similarity laws of velocity profiles and turbulence characteristics of Couette–Poiseuille turbulent flows // Published online by Cambridge University Press: 12 May 2004

55. Pascal P. Turbulence modeling for incompressible vortex flow // Vortex flows and related numerical methods. Porch. NATO Advanced Research Workshop on Vortex flows and Related Numerical Methods. NATO Advanced Study Institute Series, Ser. C, Mathematic and Physical Sciences. –1992. Vol. 395. P. 83–104.

56. Reynolds A.J. Similarity in swirling wakes and jets // Cavendish Laboratory, Cambridge. 1962.

57. Петриченко М.Р., Харьков Н.С. Гидравлические потери на основном участке цилиндрического канала при малой интенсивности закрутки // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. –2008. № 63. –С. 237–242.

58. Петриченко М.Р., Харьков Н.С. Потери напора по длине в винтовом цилиндрическом потоке. Область малых нагрузок: Национальный Исследовательский Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, –2012. –С. 129

59. Петриченко М.Р., Харьков Н.С. Энергетический баланс винтового потока в канале с непроницаемыми стенками // Национальный Исследовательский Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет Санкт-Петербург, Сб. трудов конференции. – 2007 –С. 302–304.

60. Харьков Н.С., Петриченко М.Р., Чамкина М.В. Возможно ли восстановление напора в цилиндрическом закрученном потоке? // Инженерно-строительный журнал. 2011 –№ 1 (19) –С. 12.

61. Харьков Н.С. Потери напора по длине в винтовом цилиндрическом потоке (область низких закруток): автореферат дис. ...к-та тех. наук: 05.23.16 / Н.С. Харьков, С-Пб.: 2010. – 20 с.

62. Харьков Н.С. Численное моделирование турбулентных закрученных течений в цилиндрических и конических каналах // Труды МАИ 4-я Ежегодная Международная Конференция «Авиация и Космонавтика. 2005. –Москва – 2005. Том. 2. –С. 264–265.

63. Ахметов В.К. Структура и гидродинамическая устойчивость закрученных потоков с зонами рециркуляции: дис. ...д-ра тех. наук: 05.23.16 / В.К. Ахметов, М.: 2009. - 307с.

64. Зуйков А.Л. Критерии динамического подобия циркуляционных течений // Вестник МГСУ. 2010. –№ 3. –С. 106–112.

65. Зуйков А.Л., Волшаник В.В. Аналитическое исследование структуры потока вязкой несжимаемой жидкости в цилиндрической трубе / М.: изд-во МГСУ, 2001. 61 с.

66. Зуйков А. Л. Гидравлика: Учебник в 2 томах / Т. 1. Основы механики жидкости. –М: МГСУ, 2014, 518 с.

67. Зуйков А. Л. Гидродинамика циркуляционных течений / М.: Издательство АСВ, 2010. - 216 с.

68. Гурьев А.П., Мареева О.В., Верхоглядова А.С, Бракени А. Водобойный колодец с закруткой потока // Природообустройство. – 2021. – № 1. – С. 79–86.

69. Волшаник Валерий Валентинович (RU), Зуйков Андрей Львович (RU), Орехов Генрих Васильевич (RU), Чурин Павел Сергеевич (RU) Патент № RU(11) 2 483 158(13)

70. Митрофанова О.В. Методы математического моделирования гидродинамики и теплообмена закрученных потоков в каналах с завихрителями: дис. ...д-ра тех. наук: 01.04.14 / О.В. Митрофанова, М.: 2002. – 321 с.

71. Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К. Сакаев А.Ю. Аэродинамика закрученной струи: М.: Энергия, 1977. — 240 с.

72. Дубов В.С. Распространение свободной закрученной струи в затопленном пространстве // Труды ЛПИ имени Калинина. – 1955. - №176. – С.47-49.

73. Исаенко И.И., Махнов А.В., Смирнов Е.М., Шмидт А.А. Моделирование кавитации в высокоскоростных течениях в каналах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2018. – Т. 11. – № 1. – С. 55–65.

74. Винберг А.А., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Расчет двухфазных закрученных струйных потоков // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 1994. – №1. – С. 71–78.

75. Mann P.P.S., Vishnoi R.K., Rajeev Govil. Evolution of spillway Scheme for Tehri Project. // Water and Energy International. Special Issue on Tehri Dam Project. Vol. 64, No. 1, 2007. P. 227–236.

76. Satish K.S., Vishnu K.R. Unique design features and innovative measures implemented in the trenches and mine spillways of Tehri dam. // Water and energy Resources. Special issue on the Tehri dam project. 2007. Vom. 64, No. 1. P. 259–272.

77. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование Турбулентных Течений // М-во образования Рос. Федерации. Балт. гос. техн. ун-т "Военмех". – СПб.: БГТУ, 2001. –С. 107.

78. Бушмарин О.Н. Закрученная струя в спутном потоке жидкости той же плотности. // Л.: Труды ЛПИ. – 1955. – № 176. – С. 115–136.

79. Будунов Н.Ф. О некоторых расчетах закрученных течений несжимаемой жидкости // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1977. – № 13. – Вып. 3. – С. 3–10.

80. Карелин В.Я., Кривченко Г.И., Мордасов А.П., Волшаник В.В., Зуйков А.Л., Ахметов В.К. Физическое и математическое моделирование систем гашения энергии в вихревых водосбросах // Физическое и математическое моделирование гидравлических процессов при исследовании гидроузлов комплексного назначения. Тез. научно-техн. совещания (г. Дивногорск, 24–26 мая 1989). Л.: ВНИИГ им. Б.Е. Веденеева, 1989. – С. 11–12

81. Петриченко М.Р., Харьков Н.С. Экспериментальное исследование насосного действия винтового потока // Журнал технической физики. – 2009. – том 79. – выпуск 7. – С. 137–139
82. Петриченко М.Р., Харьков Н.С. Экспериментальное исследование пропускной способности цилиндрического канала при малой интенсивности закрутки потока // Вестник МАНЭБ. – 2008. – том 14. – выпуск 2. – С. 129–133.
83. Глебов Г.А., Матвеев В.Б. Экспериментальное исследование сильно закрученного течения в трубе // Пристенные струйные потоки. – Новосибирск, 1984. – С. 81 – 86.
84. Andre R.D, Bannwart A.C., Marcelo M.G. Numerical and experimental study of axial-induced swirling flow in a pipe. // International journal of heat and hydrodynamics, 53. 2015. P. 81–90.
85. Billant P., Chomaz J.M., Huerre P. Experimental study of vortex breakdown in swirling jets // J. Fluid Mech., 1998. Vol. 376. P. 183 – 219.
86. Fisher, G.T., Morlock, S.M. Discharge Measurements in Shallow Urban Streams: in Hydraulic Measurements and Experimental Methods // Conference Title Hydraulic Measurements and Experimental Methods 2002 Estes Park, CO P. 888–894.
87. Kitoh O. Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe // Journal of Fluid Mech. 1991. Volume 225. P. 445 – 479.
88. Liang H., Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets // J. Fluid Mech., 2005. Vol. 525. P. 15 – 159.
89. Naughton W.J., Cattafesta III L.N., Settles G.S. An experimental study of compressible turbulent mixing enhancement in swirling jets // January 1997 Journal of Fluid Mechanics 330:271 – 305 DOI:10.1017/S0022112096003679
90. Parchen, R., Steenbergen, W. Experimental and numerical study of turbulent swirling flows in pipes. // Journal of technical fluids. 1998. Vol 120(1). P. 54–61.

91. Ward C.J., Tepper M. The Use Of Doppler Methods For Measuring Velocity And Discharge In Streams Less Than 1.5 m Depth, //SonTek / YSI Inc, 6837 Nancy Ridge Drive, Suite A San Diego, CA 92124 USA.
92. Roslyn Ryan, An analysis of the acoustic Doppler velocimeter in low flow environments along the Las Vegas Wash, Geology Published 2006
93. Щукин В.К., Халатов А.А Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982 –С. 199
94. Леви И. И. Моделирование гидравлических явлений [Текст] / Под ред. В. С. Кнороза. - 2-е изд., перераб. и доп. –Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1967. –С.235
95. Лятхер В. М., Прудовский А.М. Гидравлическое моделирование. М.: Энергоатомиздат, –1984 –С. 392
96. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. // Новосибирск: Наука, –1981. –С. 366
97. Коротков Ю.Ф., Николаев Н.А. Структура вихревого потока в камере с тангенциальным подводом газа// Труды казанского хим.-тех. института. 1972 – 348. – с.34-39
98. Кузнецова Т. Ю. Кавитационные условия работы водосбросов с закруткой потока. к-та тех. наук: 05.23.07 / Моск. инж.-строит. ин-т. –М., –1993
99. Ахметов В.К., Волшаник В.В., Зуйков А.Л., Орехов Г.В. Физическое Моделирование Контрвихревых Сооружений И Оборудования / М.: 2018. –С. 373
100. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.-Л.: Гос. Изд-во технико-теор. лит., 1953. – 153 с.
101. Абрамович Г.Н. Теория центробежной форсунки// Промышл. Аэродинамика: Сб. ЦАГИ, Изд. БНТ ИАП, 1944. – 217 с.
102. Базаров В.Г. Динамика жидкостных форсунок / М.; Машиностроение, 1976. – 48 с.

103. Емцев Б.Е. Техническая гидродинамика / М.: Машиностроение, 1987. – 440 с.
104. FlowTracker Handheld ADV, User Manual, Firmware Version 1.23, Software Version 1.4, SonTek/YSI Inc., San Diego, CA, USA, 2017.
105. Office of Surface Water Technical Memorandum 2010.02. Flow Meter Quality-Assurance Check – SonTek/YSI FlowTracker Acoustic Doppler Velocimeter. URL:<http://water.usgs.gov/admin/memo/SW/sw10.02.html> (Дата обращения 09.06.2023)
106. SonTek, ADP, Argonaut, and ADV are registered trademarks of SonTek/YSI Inc. San Diego, CA, USA
107. Волынский Б. А., Бухман В. Е. Модели для решения краевых задач / Б. А. Волынский, В. Е. Бухман; Под ред. Л. А. Люстерика. – М.: Физматгиз, 1960. – 451 с.
108. Самарский А. А., Михайлов А. П. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры / М.: Физико-математическая литература МАИК «Наука/Интерпериодика», – 2001. –С. 316
109. Hecht F. FreeFem++. – Third edition, version 3.58-1 edition. – 2018. – Access mode URL: www.freefem.org/ff++.
110. On Strongly Consistent Finite Difference Approximations / D. Michels, V. Gerdt, D. Lyakhov, Yu. Blinkov // Polynomial Computer Algebra '2018. 16–21 April, 2018 / Ed. by N. Vassiliev. – Saint Peterburg : VVM Publ., 2018. – P. 72–75.
111. Sadrehighi Ideen. Turbulence Modeling. A Review // Technical Report. – 2018. CFD Open Series URL: https://www.academia.edu/34106426/Turbulence_Modeling_A_Review
112. Махалов А. С., Николаенко В. П. Глобальная разрешимость трехмерных уравнений Навье–Стокса с равномерно большой начальной завихренностью // УМН. – 2003. – Т. 58, № 2. – С. 79–110.
113. Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD. – Third edition edition. – Dcw Industries, 2006.

114. Методы расчета турбулентных течений/ [Дж. Ламли [и др.]: под ред. В. Колльмана] ; пер. с англ. Пономарева В.И., Эрдмана Л. К. под ред. Хонькина А. Д. М.: Мир, 1984. - 462 с.

115. Колмогоров А. Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1942. – Т. 6, № 1–2. – С. 56–58

116. Saffman P. G. A Model for Inhomogeneous Turbulent Flow // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1970. – Vol. 317. – P. 417–433

117. Wilcox D. C. Formulation of the k - ω Turbulence Model Revisited // AIAA J. – 2008. – Vol. 46, no. 11

118. Launder B. E., Sharma B. I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc // Letters in Heat and Mass Transfer. – 1974. – Vol. 1. – P. 131–137

119. Cappelli D. Performance of Reynolds averaged Navier-Stokes models in predicting separated flows: Study of the hump flow model problem. Master's Thesis in Aeronautical Engineering. – 2012

120. Patel V. C., Rodi W., Scheuerer G. Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows: a review // AIAA J. – 1985. – Vol. 23, no. 9. – P. 1308–1319.

121. Rumsey C. L., Pettersson Reif B. A., Gatski T. B. Arbitrary Steady-State Solutions with the K - ϵ Model // NASA Technical Reports Server (NTRS). 2006. Vol. 2006-01-01

122. Деклу, Жан //Метод конечных элементов / Ж. Деклу; Перевод с фр. Б. И. Квасова ; Под ред. Н. Н. Яненко.– Москва: Мир, 1976. – С. 95 с

123. Teukolsky S. A., Vetterling W.T., Flannery B.P. //Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing / W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery. – 3 edition. – Cambridge: Cambridge university press, 2007. – 1. – Access mode: numerical. recipes

124. Платонов Д.В., Минаков А.В., Дектерев А.А., Сентябов А.В. // Численное моделирование пространственных течений с закруткой потока // Компьютерные исследования и моделирование. – 2013. – Т. 5, № 4. – С. 635–648.

125. ANSYS Fluent Theory Guide, Release 19.0 edition, 2018. – 1
126. Федорова Н. Н. Основы работы в ANSYS 17 / Н.Н. Федорова, С.А. Вальгер, М.Н. Данилов, Ю.В. Захарова, М.: ДМК Пресс, 2017. – 209 с.
127. Денисов М. А. Автоматизированное проектирование в ANSYS и КОМПАС-3D: Учебное пособие / Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2015. – 264 с.
128. Rongguo Yan, Tserentogtokh Bayaraa, Xiaoye Qiu, Junguo Li //Fluid analysis and numerical simulation of alung simulator with copper wool // Biomedical Engineering: Applications, Basis and Communications. – 2017. – Vol. 29, no. 4. – P. 1750030.
129. Madhavan Sudharsan, Kemmerling Erica M. Cherry. The effect of inlet and outlet boundary conditions in image-based CFD modeling of aortic flow // Bio-Medical Engineering On Line. – 2018. – Vol. 17, no. 66.
130. R.A. Lukes, J.H. Hart, J. Potts, S.J. Haake //A CFD analysis of flow around a disc // Procedia Engineering. – 2014. – Vol. 72. – P. 685–690.
131. J. D. Markovi'c, N. Lj. Luki'c, J. D. Ili'c et al. // Using the ansys fluent for simulation of two-sidedlid-driven flow in a staggered cavity // APTEFF. 2012. Vol. 43
132. C. Ariza, C. Casado, Ruo-Qian Wang et al.// Comparative evaluation of OpenFOAM and ANSYS Fluent for the modeling of annular reactors // Chem. Eng. Technol. – 2018. – Vol. 41, no. 7. – P. 1473–1483
133. Tisovska' P., Peukert P., Kola'~r J. Verification of ANSYS Fluent and OpenFOAM CFD platforms for prediction of impact flow // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 144. – P. 02130.
134. Keating M. Accelerating CFD Solution // ANSYS Advantage. – 2011. – P. 48-49.
135. Kelley C. T., Keyes D. E. Convergence analysis of pseudotransient continuation // SIAM J. NUMER. ANAL. – 1998. – Vol. 35, no. 2. – P. 508–523

Список работ автора по теме диссертации

Публикации в изданиях, входящих в «Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук»:

1. Пономарев Н.К., Щесняк Л.Е. К вопросу о гидравлическом расчете основных параметров продольно-циркуляционных течений // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Инженерные исследования. 2018. Том 19. №1. С. 59-66. DOI: 10.22363/2312-8143-2018-19-1-59-66.

2. Пономарев Н.К., Щесняк Л.Е. Сопряжение вихревого водосброса с нижним бьефом путем отброса струи // Строительная механика инженерных конструкций и сооружений. 2018. Том 14. №2. С. 142-153. DOI: 10.22363/1815-5235-2018-14-2-142-153

3. Синиченко Е.К., Грицук И.И., Щесняк Л.Е. Современные тенденции развития оборудования, снижающего вредные колебания давления в трубопроводных системах // Вестник РУДН. Серия: Инженерные исследования. 2018. Том 19. №2. С. 228-234. DOI: 10.22363/2312-8143-2018-19-2-228-234

Статьи, опубликованные в журналах, индексируемых в международных реферативных базах Scopus, Web of Science:

4. Evgeniy K. Sinichenko, Ilya I. Gritsuk, Fedor V. Rekach, Leonid E. Schesnyak. Discharge Curves $Q=f(H)$ as an Active Factor of Riverbed-Forming Processes // Journal of Mechanics of Continua and Mathematical Sciences, 2019. vol. 1s. pp. 491-498. http://www.journalimcms.org/special_issue/discharge-curves-qfh-as-an-active-factor-of-riverbed-forming-processes/DOI:10.26782/jmcms.2019.03.00049

5. Schesnyak L.E. Modeling of the conjugation of vortex flows with downstream in ANSYS // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2019, 675(1), 012026. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/675/1/012026>

6. Boumaza, B., Chekushina, T.V., Vorobyev, K.A., Schesnyak, L.E. Assessment of Water Quality in Groundwater, Surface and Spring Water in Phosphorite Mining Area of Tebessa (Algeria) // Journal of Environmental Accounting and Management, 2023, 11(1), pp. 23–39. DOI:10.5890/JEAM.2023.03.002

Статьи, опубликованные в других научных журналах и изданиях:

7. Орехов Г.В., Щесняк Л.Е. Сопряжения закрученного потока с продольным течением // Вестник РУДН. Серия: Инженерные исследования. 2022. №4. Том 23. С. 322-335. <https://doi.org/10.22363/2312-8143-2022-23-4-322-335>

8. Щесняк Л.Е. Моделирование продольно-циркуляционных течений при сопряжении с нижним бьефом в условиях высоких напоров // В сборнике материалов конференции «Современные проблемы гидравлики и гидротехнического строительства». М.: НИУ МГСУ, 2021. С. 99-100. <https://repository.rudn.ru/ru/records/article/record/79105/>