

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

«Южно-Уральский государственный университет (НИУ)»
Факультет Машиностроения
Кафедра «Гидравлика и гидропневмосистемы»

РАБОТА ПРОВЕРЕНА

Рецензент

_____ 2020 г.

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ

Заведующий кафедрой

_____/ Е.К. Спиридонов
_____ 2020 г.

**Исследование характеристик гидравлических диодов
при установившемся течении**

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЕ
ЮУРГУ-15.04.02.2020.248 ПЗ ВКР

Руководитель ВКР, проф., д.т.н.
_____/ Е.К. Спиридонов
_____ 2020 г.

Автор НИР
Студент группы П-266
_____/ Е.М. Качкина
_____ 2020 г.

Нормоконтролер, доцент, к.т.н.
_____/ А.В. Подзерко
_____ 2020 г.

РЕФЕРАТ

Качкина Е.М. Исследование характеристик гидравлических диодов при установившемся течении – Челябинск: ЮУрГУ, П – 266, 2020, 96 с. 35 ил., библиогр. список – 25 наим.

Гидравлические диоды; вихревые диоды; диодность по сопротивлению; метод расчета; численное моделирование; экспериментальное исследование.

Объектом исследования является вихревой гидравлический диод

Цель работы – численное и экспериментальное исследование вихревого гидродиода и проверка достоверности методов его расчета.

Для достижения цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Рассчитать гидравлические характеристики конкретного вихревого гидродиода по методу Лебедева И.В. и с помощью COSMOSFloWorks.

2. Провести экспериментальное исследование гидродиода, сопоставить результаты расчетов с результатами эксперимента.

3. Выполнить численное исследование рабочего процесса в вихревом гидродиоде с целью определения достижимой диодности по сопротивлению.

Область применения – бесклапанные насосы, напорные трубопроводы, микрофлюидика.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
1 СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА. ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ	8
1.1 Классификация, конструктивные схемы, особенности рабочего процесса гидравлических полупроводников	8
1.2 Применение гидравлических полупроводников для защиты водоотливных установок от гидроударов.....	18
1.3 Существующие методы расчета вихревых гидродиодов	21
1.4 Задачи исследования	21
2 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОГО ГИДРОДИОДА.....	23
2.1 Геометрические параметры гидродиода.....	23
2.2 Определение сопротивления	23
2.2.1 Определение прямого сопротивления гидродиода.....	23
2.2.2 Определение обратного сопротивления гидродиода	31
2.2.3 Диодность по сопротивлению	45
2.3 Расчет гидродиода с помощью программы. COSMOSFloWorks	47
2.3.1 Описание программы	47
2.3.2 Исходные данные для расчета	59
2.3.3 Результаты расчета и их обработка	62
2.4 Сопоставление методов расчета	70
3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ.....	72
3.1 Описание установки.....	72
3.2 Результаты эксперимента и их обработка.....	73
3.3 Сопоставление результатов расчетов с результатами эксперимента.....	75
4 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ВИХРЕВОМ ДИОДЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОСТИЖИМОЙ ВЕЛИЧИНЫ ДИОДНОСТИ ...	77

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	80
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	81

ВВЕДЕНИЕ

Возникновение новой, перспективной ветви техники автоматического управления – струйной пневмогидравлической автоматики, основу которой составляют струйные непрерывные и дискретные элементы, можно отнести к 1959 г.

Большой интерес к струйной автоматике объясняется рядом ее особенностей как по сравнению с электронной и электрической автоматикой, так и по сравнению с устройствами обычной пневмогидравлической автоматики. Главным преимуществом элементов струйной автоматики является отсутствие подвижных частей и, как следствие, высокие показатели надежности. Также немаловажными достоинствами являются радиационная стойкость, неподверженность действию электромагнитных полей, взрыво– и пожаробезопасность, сравнительно низкая стоимость, возможность работы на произвольных жидкостях и т. п.

Одним из элементов струйной автоматики является гидравлический диод (гидравлический полупроводник). Это проточные элементы, не содержащие подвижных механических частей и отличающиеся тем, что при различных направлениях течения через них жидкости ее расход при одинаковой потере напора оказывается существенно различным [6].

Для того, чтобы данные гидравлические устройства нашли широкое применение, необходима методика расчета, не требующая сложных, длительных и дорогостоящих манипуляций, с целью экономии времени и, как следствие, высокой конкурентоспособности на рынке. В связи с этим целесообразно выявить наиболее достоверный метод расчета для определения качества диода. Необходимым условием, для более рациональной оценки методов, является постановка эксперимента.

1 СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА. ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1 Классификация, принципиальные схемы, особенности рабочего процесса гидравлических полупроводников

Классификация струйных диодов, в зависимости от способа уменьшения обратного расхода, представлена на рисунке 1.



Рисунок 1 – Классификация струйных диодов

Резисторные диоды. Они различаются в основном по способу создания значительного обратного сопротивления. Для получения этого сопротивления применяют различные конструкции проточной части диода, обеспечивающие возможно более сильную деформацию обратного потока или его закрутку.

В одном из первых типов диодов (рисунок 2а) для получения высокого обратного сопротивления использовалось разделение потока с помощью специальных расщепителей и последующее почти встречное соединение (соударение) разделенных потоков, сопровождающееся большой потерей энергии потока. При течении в прямом направлении поток практически не разделяется, так как направленная навстречу ему грань расщепителя практически совпадает с поверхностью стенки.

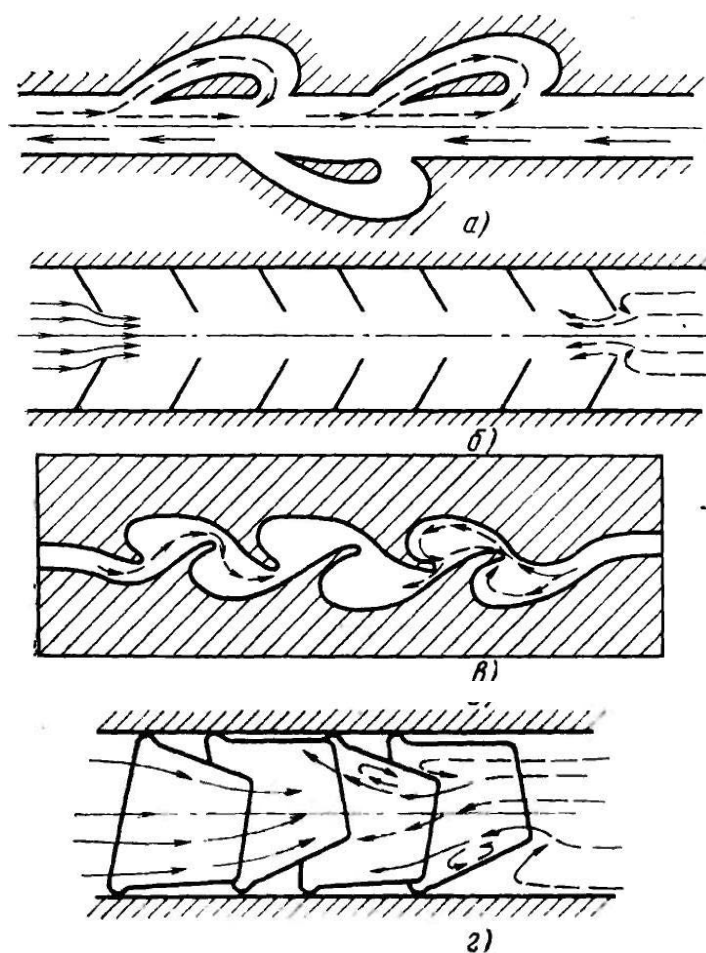


Рисунок 2 – Резисторные диоды: а – диод Тесла; б – диафрагменный диод; в – диод с изогнутыми каналами; г – диод с наклонными усеченными конусами

Эту конструкцию диода предложил Н. Тесла. Упрощенная по сравнению с «диодом Тесла» конструкция диода, показанная на рисунке 2б, была разработана позднее.

Она представляет собой канал, в котором под некоторым углом к боковым стенкам расположены тонкие пластины (диафрагмы). В таком диафрагменном диоде при движении в обратном направлении боковые части потока отклоняются и направляются под тупым углом к центральной части потока. В результате взаимодействия отклоненных и неотклоненных частей происходит значительное сужение потока, завершающееся образованием сжатого сечения, расположенного

ниже отверстия между пластинами. Основные потери энергии связаны с расширением потока за сжатым сечением.

При течении в прямом направлении также происходит взаимодействие отклоненных и неотклоненных частей потока. Однако вследствие того, что в этом случае пластины наклонены в сторону течения потока, сжатие потока за отверстием между пластинами значительно меньше, чем при обратном течении. Это означает, что сопротивление при течении в прямом направлении меньше сопротивления для обратного направления.

Из самого назначения диодов следуют два основных принципа конструирования его проточной части. Проточная часть диода в прямом направлении должна характеризоваться минимумом гидравлических сопротивлений (т. е. удобообтекаемые поверхности, плавные повороты, постепенное сужение и расширение и т. п.). Напротив, проточная часть диода в обратном направлении должна обеспечивать максимум гидравлического сопротивления (резкое изменение границ потока).

Реализация этих принципов применительно к диафрагменному диоду привела к существенному видоизменению его проточной части (рисунок 2в). Такой диод имеет более высокое значение обратного сопротивления, чем рассмотренные выше.

При дальнейшем усовершенствовании рассматриваемый тип диода был выполнен в виде трубы круглого сечения, в которой располагаются несколько коротких трубок, выполненных в форме усеченных конусов (рисунок 2г). Углы наклона осей этих конусов попеременно чередуются.

При соответствующем подборе размеров конических трубок поток в прямом направлении (в направлении сужения трубок) не испытывает заметных сопротивлений. При обратном же направлении течения поток частично отклоняется краями конусных трубок. В результате возникает значительная деформация потока и возрастают потери его энергии.

Другим примером резисторного диода является диод, показанный на рис. 3а. При течении жидкости в прямом направлении в сопле 1 поток меняет направление движения на противоположное. В диффузоре происходит постепенное восстановление потенциальной энергии без существенных потерь. Сопло 1 и диффузор 4 представляют собой первый каскад диода. Во втором каскаде, включающем сопло 3 и диффузор 2, общий характер явлений такой же, как и в первом каскаде.

При течении в обратной направлении поток, выходящий из сопла 3, расширяется. Часть его, взаимодействуя с выступом 5, отклоняется и, соударяясь с основным потоком, теряет энергию. Аналогичные явления имеют место при протекании жидкости в следующем каскаде.

Имеются примеры построения диодов на основе трубки Вентури, которая, как известно, характеризуется малым гидравлическим сопротивлением. На рисунке 3б в качестве иллюстрации приведен диод такого типа, получивший название «аэродинамического клапана». Диод состоит из трубки Вентури, которая может иметь вблизи узкого сечения 4 выступ – отклонитель 3, а также тороидального отражательного сопла.

При протекании в прямом направлении жидкость поступает через кольцевую щель 5 в трубку. Сопло 1 при этом не оказывает существенного влияния на сопротивление. Так же без заметных потерь происходит восстановление потенциальной энергии в постепенно расширяющейся части трубки.

При обратном протекании сразу же за узким сечением, где скорости значительны, поток встречает направленный навстречу выступ 3. В результате поток отрывается от стенок, сужается и направляется на тороидальное сопло 1, следуя по внутренней поверхности которого, поток поворачивается приблизительно на 270° так, что по достижению внешнего края 2 сопла жидкость движется в радиальном направлении к центру тора. В связи с этим поток при входе в кольцевую щель поворачивается почти на 180° , причем острый край сопла позволяет сжать поток в кольцевой щели примерно на 30%.

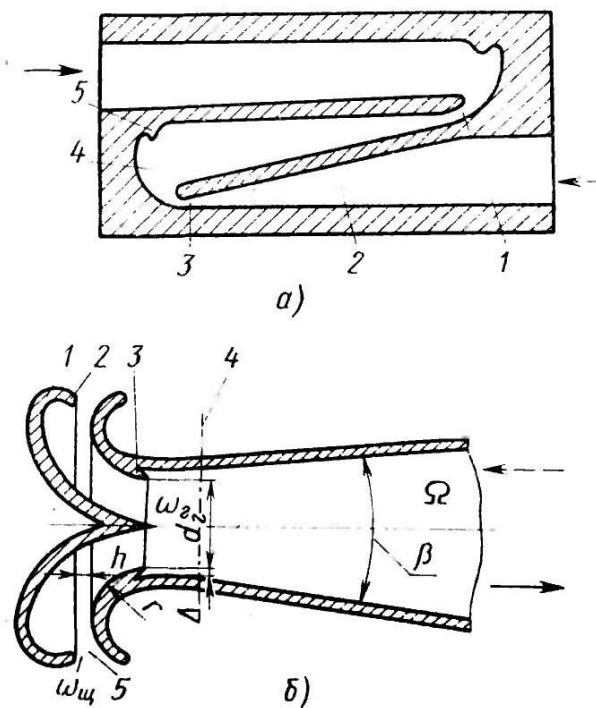


Рисунок 3—Резисторные диоды, содержащие диффузорный участок:
 а – двухкаскадный диффузорный диод; б – аэродинамический клапан

В резисторных диодах для увеличения обратного сопротивления используется также закрутка потока. Диоды с закруткой обратного потока можно разделить на лопастные и вихревые. В лопастных диодах закрутка создается с помощью лопастей расположенных соответствующим образом, в вихревых – путем тангенциальной подачи обратного потока в цилиндрическую камеру.

На рисунке 4а приведена схема лопастного диода, названного выпрямителем потока.

Диод представляет собой круглую трубку, внутри которой соосно расположено цилиндрическое тело. Между стенками трубки и цилиндрическим телом крепятся несколько каскадов профилированных лопастей, по четыре лопасти в каждом каскаде. В прямом направлении течения поток встречает первый каскад нормально расположенных лопастей, обтекая которые, поступает в проходы между рядами лопастей. Сопротивление диода в этом случае создается в основном за счет возникновения вихрей за кромками лопаток.

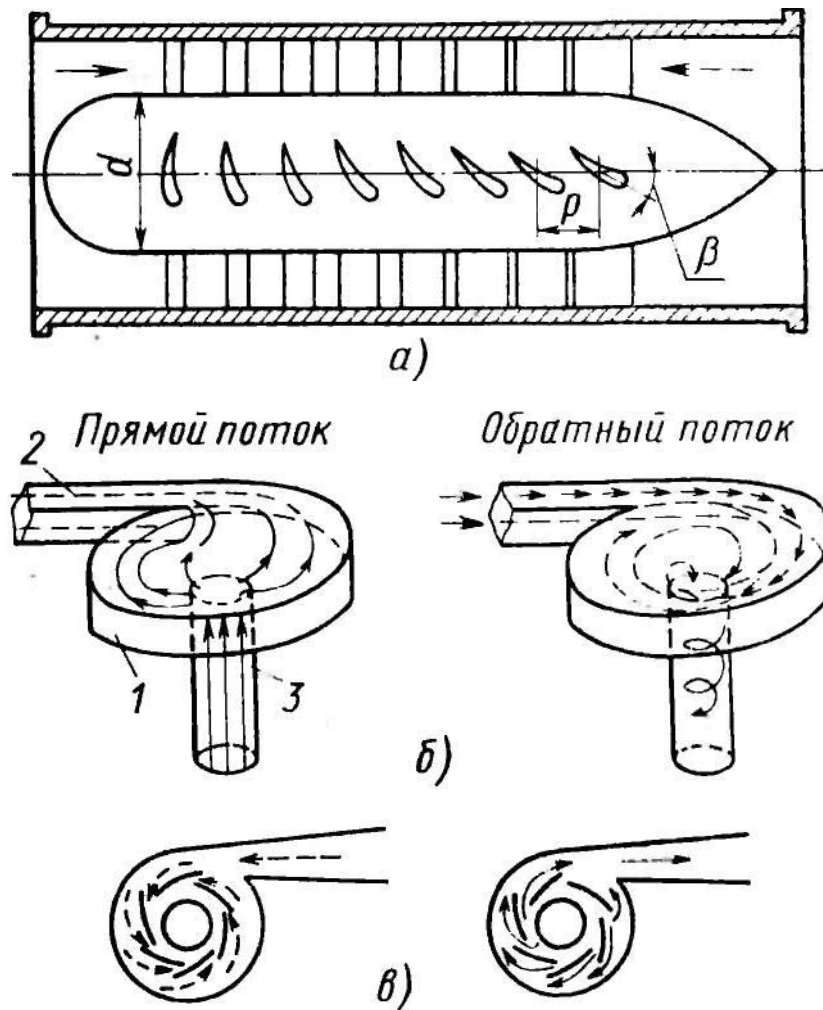


Рисунок 4 – Резисторные диоды с закруткой потока: а – лопастной диод;
 б – вихревой диод; в – вихревой диод с направляющими

При обратном течении поток, обтекая первые каскады лопаток, расположенных с постепенно возрастающим углом, получает вращательное движение. Для увеличения сопротивления рекомендуется выходной угол лопастей принимать таким, чтобы сходящий с них поток был направлен противоположно потоку, идущему в межрядных проходах.

Первый вихревой диод, предложенный в 1929 г., имел цилиндрическую камеру 1 постоянной высоты с тангенциальным соплом 2 и трубкой 3 в центре камеры (рисунок 4б). При течении в прямом направлении поток через трубку 3 поступает в камеру 1 и выходит из камеры через тангенциальное сопло 2. В этом

случае сопротивление потоку оказывается сравнительно небольшим и состоит в основном из сопротивления выхода осевого потока в камеру и сопротивления входа в тангенциальное сопло из камеры.

В обратном направлении поток через тангенциальное сопло 2 поступает в цилиндрическую камеру, где закручивается и выходит из камеры через трубку 3. В этом случае общее сопротивление складывается из сопротивления вихревой камеры (сопротивления крутки) и сопротивления входа закрученного потока в трубку из камеры. Это обратное сопротивление оказывается значительно больше прямого.

Некоторое улучшение работы вихревого диода может быть достигнуто установкой вблизи выходного отверстия направляющих лопаток. Образующие этих лопаток приблизительно эквидистантны внешней цилиндрической поверхности камеры (рисунок 4в). Лопасты позволяют увеличить тангенциальные скорости потока в камере, величины которых определяют перепад, а следовательно, и потери энергии.

Дефлекторные диоды. Эти диоды в зависимости от причины, вызывающей сброс потока обратного направления в атмосферу, могут быть подразделены на турбулентные, диоды с отклонением обратного потока и вихревые.

В турбулентных диодах используется турбулизация обратного потока. Один из таких диодов приведен на рисунке 5.

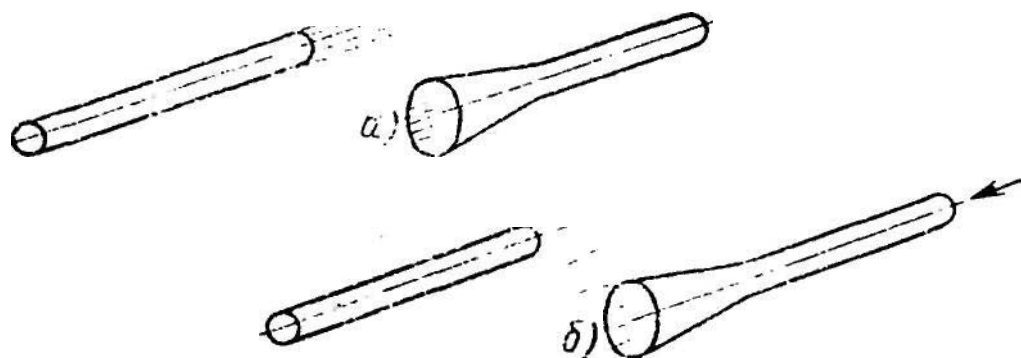


Рисунок 5 – Турбулентный диод: а – прямой поток; б – обратный поток

На рисунке 6 приведены различные схемы диодов, использующих отклонение струй. На схеме рисунка 6а прямой поток поступает из канала 1 в канал 3 без существенных потерь энергии. При обратном направлении течения поток, встречая профилированный разделитель, разветвляется на две струи. Одна из них, огибая разделитель и получая в канале 2 противоположное направление движения, соударяется со струей, вытекающей из канала 3. Результирующая струя направлена в сбросной канал 4.

На рисунке 6б приведена схема диода, в котором для отклонения обратного потока используется эффект притяжения струи к твердой стенке. При течении жидкости в прямом направлении струя из сопла 1 целиком попадает на выход 4. В обратном направлении струя притягивается к профилированной стенке 3 и попадает полностью в сбросной канал 2.

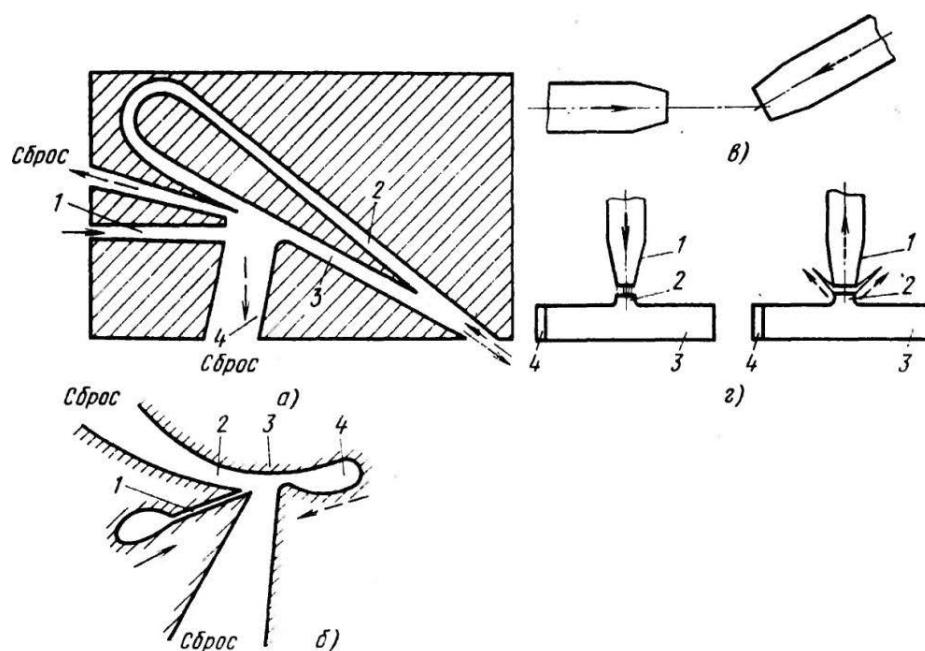


Рисунок 6 – Дефлекторные диоды с отклонением обратного потока: а – путем соударения струй; б – притяжением к твердой стенке; в – ориентацией сопел; г – с помощью закрутки потока

На рисунке бв показана схема диода, в котором сброс обратного потока достигается соответствующей ориентировкой сопел.

Схема вихревого диода со сбросом обратного потока приведена на рисунке бг. В прямом направлении жидкость из сопла 1 через приемное сопло 2 попадает в цилиндрическую камеру 3 и из нее – в тангенциальное сопло 4. В обратном направлении в камере 3 возникает закрученное течение. Поток на выходе из сопла 2 имеет вид полого конуса. При соответствующем расположении сопел 1 и 2 поток может не попадать в сопло 1 вовсе.

Качество струйного диода определяется диодностью по расходу DQ , то есть величиной отношения прямого Q_1 и обратного Q_2 расходов при одинаковой потере напора. Для резисторных диодов наряду с показателем DQ используется также величина отношения коэффициентов гидравлического сопротивления диода в обратном $\zeta_{об}$ и прямом $\zeta_{пр}$ направлениях при одинаковой потере напора – диодность по сопротивлению D . У дефлекторных диодов показатели диодности значительно выше, чем у резисторных. [6] Но при работе дефлекторных диодов часть жидкости уходит на сброс, а при работе резисторных – вся жидкость задействована в потоке.

В силу обеспечения наибольшего значения диодности и относительной простоты в конструктивном отношении, вихревые диоды оказываются предпочтительнее других типов резисторных диодов с точки зрения применения в схемах гидропневмоавтоматики [6].

Поэтому для исследования был выбран резисторный вихревой диод.

В результате проведенного патентного поиска был найден один вихревой гидродиод, запатентованный в России (№2103568). Изобретение относится к нефтяной, машиностроительной и другим отраслям промышленности.

Известен вихревой диод, содержащий короткую цилиндрическую вихревую камеру с центральным и тангенциальным каналами. Однако его

конструкция не позволяет обеспечить полное запираение при обратном направлении течения среды.

Известен также вихревой элемент, содержащий короткую цилиндрическую вихревую камеру с центральным и радиальным каналами, выходной канал и формирующие управляющую струю каналы управления. Эффективность этого устройства невысока из-за наличия двух каналов на цилиндрической стенке вихревой камеры, через которые будут направлены перетоки жидкости (или газа) в момент запираения.

Вместе с тем требуется дополнительное устройство, которое бы при необходимости подавало жидкость в управляющий канал, что усложняет конструкцию при использовании ее в качестве диода. Предлагаемое техническое решение позволяет повысить эффективность диода и упростить его конструкцию. Решение данной задачи обеспечивается тем, что струйный диод содержит короткую цилиндрическую вихревую камеру с центральными и радиальным каналами, выходной канал и формирующий управляющую струю канал управления. Повышение эффективности диода достигается путем уменьшения объема перетоков жидкости в момент запираения. В диоде канал управления и выходной канал сообщаются с радиальным каналом и находятся по разные стороны от него, причем канал управления расположен соосно с выходным каналом с возможностью отклонения и подачи управляющей струи через радиальный канал тангенциально в цилиндрическую вихревую камеру. Такое расположение каналов за счет эжекционного эффекта способствует снижению давления в радиальном канале при пропускании жидкости через диод и повышение давления при запираении диода. Причем управляющий поток не прерывается при срабатывании диода. В такой конструкции площадь канала (радиального) может быть уменьшена в сравнении с прототипом, где имеются радиальный и тангенциальный

каналы, работающие попеременно. Такое решение способствует уменьшению объема перетоков (объемных потерь) [16].

1.2 Применение гидравлических полупроводников для защиты водоотливных установок от гидроударов

К настоящему времени не вызывает сомнения целесообразность применения так называемых гидравлических диодов для защиты оборудования шахтных водоотливных установок от опасных колебаний давления в переходных режимах. Известно так же, что ремонтные работы в установках, где используются погружные насосы, а это, как правило, водоотливы закрытых шахт, стоят чрезвычайно дорого.

Поэтому исследования, направленные на повышение надежности эксплуатации данных установок представляются актуальными и своевременными.

Гидравлические диоды, предлагаемые для защиты трубопроводов водоотливных установок, например, имеют подвижный элемент, который в определенной мере является слабым звеном, неисправность которого это единственная возможная причина выхода из строя такого диода. Очевидным приёмом повышения надежности в этих условиях могли бы стать диоды, не содержащие подвижных элементов. Подобные струйные диоды находят все более широкое применение в самых различных отраслях. Например, для тепловых насосов. Вместе с тем, струйные диоды имеют заметное сопротивление потоку в прямом направлении и ограниченную величину диодности.

Прямое сопротивление струйного диода оказывает влияние на параметры, как рабочего, то есть установившегося режима, так и переходного процесса.

Используя соответствующие зависимости был произведен расчет требуемой диодности гидравлических диодов для защиты рассматриваемой водоотливной установки при различных значениях их прямых сопротивлений.

Оказывается, что при технически достижимой диодности, скажем 28, увеличение коэффициента прямого сопротивления ζ откачивающего трубопровода данной водоотливной установки до 90 не является решающим, так как удельные энергозатраты при этом возрастут всего на 2,7% (с 2,51 до 2,58 кВт.ч/м³).

В результате расчетов был сделан вывод, что струйные диоды могут быть применены для защиты водоотливной установки от гидравлических ударов. Небольшое увеличение энергозатрат компенсируется снижением объема ремонтных работ. Лучше других для защиты водоотливных установок от гидравлических ударов подходят вихревые диоды [13].

Известно, что, увеличивая обратное сопротивление напорного трубопровода насосной установки, можно достигнуть существенного снижения величины приращения давления при гидравлическом ударе. Абсолютно эффективную защиту можно получить, если увеличенное обратное сопротивление будет равномерно распределено по всей длине напорного трубопровода. Вообразить такое решение можно, например, если предположить возможность соответствующего изменения шероховатости внутренней поверхности трубопровода через фазу гидравлического удара. Техническое же решение подобной идеи представляется затруднительным, поэтому реальные предложения в этом направлении связаны с применением концентрированных сопротивлений в виде гидравлических диодов.

В последнее время в связи с широким распространением водоотливных установок с погружными насосами для водоотливов закрытых шахт встает вопрос о надежных противоударных мероприятиях, так как любые ремонтные работы на них чрезвычайно дорогие. В этих условиях применение каких-либо сбросных систем типа гасителей гидравлических ударов представляется нецелесообразным. Наилучшим способом защиты подобных систем от гидравлических ударов считаем оборудование напорного трубопровода гидравлическими диодами, о чем было заявлено в середине восьмидесятых годов. К аналогичным выводам пришли

и иностранные специалисты, например, инженеры фирмы Flowserve, которые рекомендуют через каждые 100 – 120м. вертикального става устанавливать обратные клапаны с обводным каналом. Безусловно, увеличение количества диодов приведет к более качественному гашению колебаний давления. Однако, при этом возрастет прямое сопротивление потоку, а, следовательно, уменьшается производительность насосов и увеличиваются энергозатраты.

Из графиков на рисунке 7 и рисунке 8 видно, что использование гидравлических диодов является эффективным средством защиты водоотливных установок от гидравлических ударов, поскольку все эти переходные процессы в целом носят аperiodический характер без повышения давления.

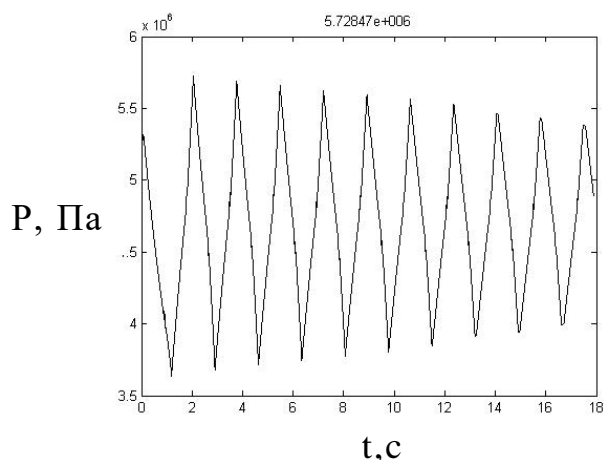


Рисунок 7 – Гидравлический удар в незащищенной водоотливной установке

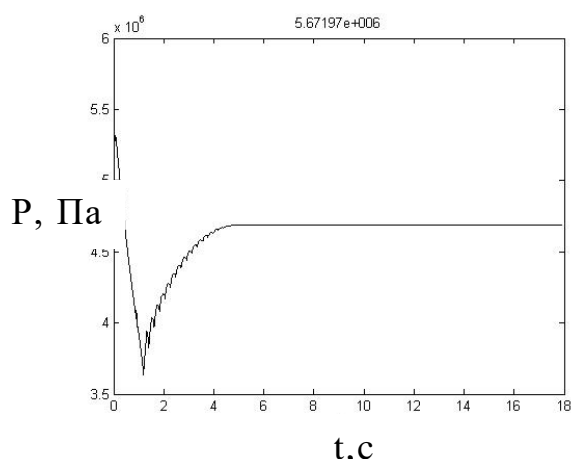


Рисунок 8 – Переходный процесс в водоотливной установке, защищенной гидродиодами

При использовании для защиты одного гидравлического диода наилучшее качество переходного достигается в случае его установки в середине трубопровода. Очевидно, что использование двух диодов улучшает качество переходного процесса. Однако применение двух диодов значительно усложняет монтаж и эксплуатацию водоотливной установки. Во-первых, необходимо обеспечить установку гидравлических диодов таким образом, чтобы исключить дополнительные статические нагрузки на элементы конструкции водоотливной установки. Во-вторых, возможно возникновение дополнительных резонансных явлений за счет механических воздействий, которые могут возникать при не синхронном срабатывании клапанов, на работе которых базируется формирование напорных характеристик гидравлических диодов.

В третьих, каждый дополнительный гидродиод увеличивает на 3–5 % общие энергозатраты в системе и повышает капитальные затраты на строительство водоотлива.

Полное выполнение требований по защите трубопровода от гидравлических ударов при помощи диодов (в данном конкретном случае установка трех обратных клапанов с байпасами через 393,70 футов) формирует практически идеальный переходный процесс (рисунок 8). Однако при этом многократно возрастают проблемы отмеченные выше.

Таким образом, из результатов расчетов следует, что с достаточной для практических задач степенью (уровень повышения давления ниже допустимого и отсутствуют дополнительные динамические нагрузки) напорный трубопровод водоотливной установки может быть защищен от гидравлических ударов одним гидравлическим диодом, установленным в середине трубопровода. Причем гидравлический диод должен иметь оптимальное сопротивление байпаса. [9]

1.3 Существующие методы расчета вихревых гидродиодов

Основным методом расчета вихревых гидродиодов является расчет по методике Лебедева И.В [6], с помощью уравнений, описывающих одномерное течение жидкости в проточной части гидродиода.

Другим способом определения качества вихревого диода является расчет трехмерного течения жидкости в проточной части диода с помощью программы COSMOSFloWorks, являющейся приложением SolidWorks и последующая обработка полученных параметров потока.

1.4 Задачи исследования

В связи с вышеперечисленным совершенствование методов расчета и проектирования гидравлических полупроводников является актуальным.

В настоящее время имеются приближенные методы расчета вихревого гидродиода, построенные на одномерных моделях течения жидкости и данных экспериментов. Вместе с тем, имеются программные продукты, например SolidWorks, которые позволяют рассчитать пространственное течение в проточной части гидродиода.

В связи с изложенным, целью магистерской диссертации является численное и экспериментальное исследование вихревого гидродиода и проверка достоверности методов его расчета.

Для достижения этой цели необходимо решить следующие задачи:

1. Рассчитать гидравлические характеристики конкретного вихревого гидродиода по методу Лебедева И.В. и с помощью COSMOSFloWorks.
2. Провести экспериментальное исследование гидродиода, сопоставить результаты расчетов с результатами эксперимента.
3. Выполнить численное исследование рабочего процесса в вихревом гидродиоде с целью определения достижимой диодности по сопротивлению.

2 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОГО ГИДРОДИОДА

2.1 Геометрические параметры гидродиода

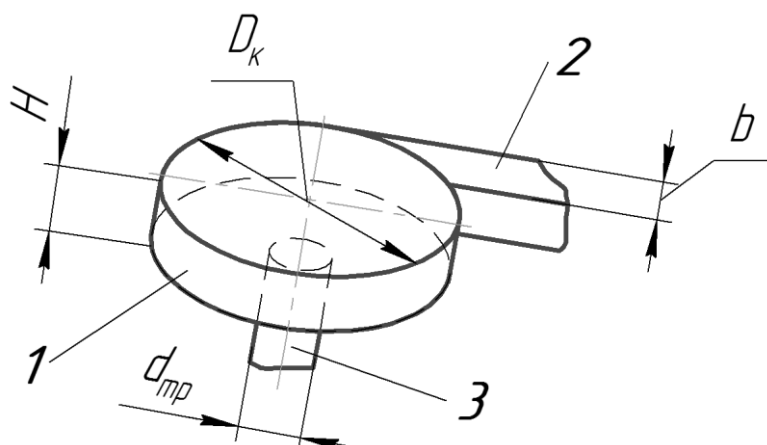


Рисунок 9 – Проточная часть вихревого диода

Для исследования был взят вихревой гидродиод с конкретными геометрическими параметрами (таблица 1) натурального образца гидродиода, находящегося в учебной лаборатории кафедры «Гидравлики и гидропневмосистем».

Наименование параметра	Значение параметра, мм
Диаметр вихревой камеры D_k	30
Высота вихревой камеры H	3,4
Ширина тангенциального сопла b	6
Диаметр трубки $d_{тр}$	6

Таблица 1 – Геометрические параметры гидродиода

2.2.1 Определение прямого сопротивления гидродиода

При прямом направлении течения струя из трубки поступает в вихревую камеру. Встречая торцовую стенку камеры (экран), струя разворачивается. На окружности некоторого радиуса r_c образуется сжатое сечение струи. В этом сечении толщина струи минимальна. За сжатым сечением в вихревой камере струя расширяется и входит в тангенциальное сопло. Таким образом прямое

сопротивление вихревой камеры складывается из сопротивления выхода из осевой трубки в камеру $\zeta_{\text{вых. о. т}}$, сопротивления расширения в камере и $\zeta_{\text{рас}}$ сопротивления входа в сопло $\zeta_{\text{вх. с}}$:

$$\zeta_{\text{пр}} = \zeta_{\text{вых. о. т}} + \zeta_{\text{рас}} + \zeta_{\text{вх. с}} \quad (2.1)$$

Так как внешние границы струи от сечения входа до сжатого сечения являются плавными кривыми, сопротивление выхода из осевой трубки в камеру $\zeta_{\text{вых. о. т}}$ может быть приближенно определено как сопротивление выхода из прямой трубки с закругленными краями на экран. При этом расстояние до экрана принимается равным h (рисунок 10).

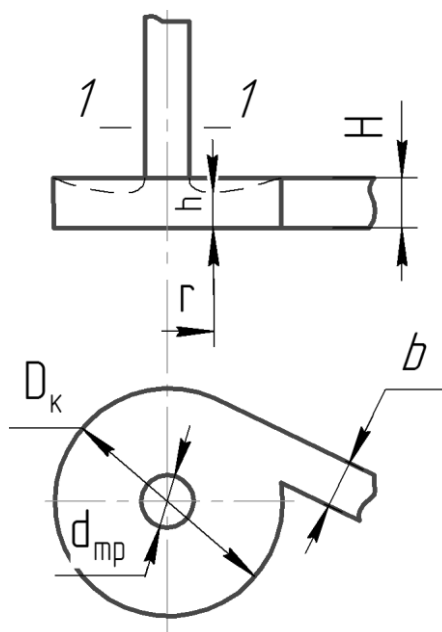


Рисунок 10 – Внешние границы струи

Соответствующий коэффициент сопротивления определяется по графику (рисунок 11), в зависимости от относительного расстояния $\bar{h} = h/d_{\text{тр}}$ до экрана и относительного радиуса $r/d_{\text{тр}}$ поворота внешних границ струи.

Также

$$h = \varepsilon^* H. \quad (2.2)$$

Для оценки коэффициента ε^* использовали результаты исследований нормального натекания затопленной струи на плоскую твердую поверхность, имеющего много общих черт с рассматриваемым явлением натекания струи на торцовую стенку камеры. Так, при нормальном натекании струи на плоскую поверхность, непосредственно за соплом струя распространяется как свободная затопленная струя. Поворот струи из-за наличия поверхности начинается на расстоянии h (рисунок 10). При этом ширина струи в месте поворота равна $r'_{тр}$, вычисляемая по формуле

$$r'_{тр} = r_{тр} + (H - h) \operatorname{tg}\beta, \quad (2.3)$$

где $r_{тр}$ – радиус трубки

$$r_{тр} = d_{тр}/2.$$

Расстояние, на котором начинается поворот струи, определяется выражением

$$h \approx 0,5r'_{тр}.$$

Принимая в общем случае $h = ar'_{тр}$, где a – постоянный коэффициент, получили:

$$h = a[r_{тр} + (H - h) \operatorname{tg}\beta], \quad (2.3)$$

где β – угол расширения внешних границ свободной струи. Откуда

$$h = \frac{ar_{тр} + aH \cdot \operatorname{tg}\beta}{1 + a \cdot \operatorname{tg}\beta}. \quad (2.4)$$

Нашли коэффициент сжатия

$$\varepsilon = \frac{a \frac{r_{тр}}{H} + a \cdot \operatorname{tg}\beta}{1 + a \cdot \operatorname{tg}\beta} = \frac{0,5a}{\bar{H}(1 + a \cdot \operatorname{tg}\beta)} + \frac{a \cdot \operatorname{tg}\beta}{1 + a \cdot \operatorname{tg}\beta}. \quad (2.5)$$

Общая зависимость для коэффициента сжатия имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{A}{\bar{H}} + B, \quad (2.6)$$

где A и B – постоянные коэффициенты.

Коэффициенты А и В могут быть найдены из условия согласования экспериментальных и расчетных коэффициентов обратного сопротивления. Для этого по заданным значениям относительных геометрических параметров сопловой камеры $\bar{H}, \bar{b}, \bar{D}_k$ и принятым значениям коэффициентов α и α_0 определяется коэффициент $\zeta_{\text{вх}}$. Затем вычисляется разность между значением коэффициента обратного сопротивления, полученным экспериментально и $\zeta_{\text{вх}}$. Далее определяется такое значение коэффициента ε , при котором указанная разность равна сумме коэффициентов $\zeta_{\text{вых. о. тр}}$ и $\zeta_{\text{рас}}$. Полученная указанным образом зависимость может быть аппроксимирована следующей формулой:

$$\varepsilon^* = \frac{0,1}{\bar{H}} + 0,05,$$

где \bar{H} – относительная высота вихревой камеры, выраженная зависимостью

$$\bar{H} = H/d_{\text{тр}}, \quad (2.7)$$

$$\bar{H} = \frac{0,0034}{0,006} = 0,567.$$

Следовательно,

$$\varepsilon^* = \frac{0,1}{0,567} + 0,05 = 0,226.$$

Тогда

$$h = 0,226 \cdot 0,0034 = 0,0008 \text{ м};$$

$$\bar{h} = 0,0008/0,006 = 0,13.$$

С помощью графика (рисунок 11а) определили $\zeta_{\text{вых}} = 0,9$.

Если коэффициент сопротивления расширения в вихревой камере отнести к сечению 1–1 (рисунок 10), то формула для его определения имеет вид:

$$\xi_{\text{рас}} = \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_k}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_{\text{тр}}}{\omega_c}\right)^2, \quad (2.8)$$

где $\omega_c, \omega_k, \omega_{\text{тр}}$ – площади поперечных сечений сопла, вихревой камеры и трубки соответственно.

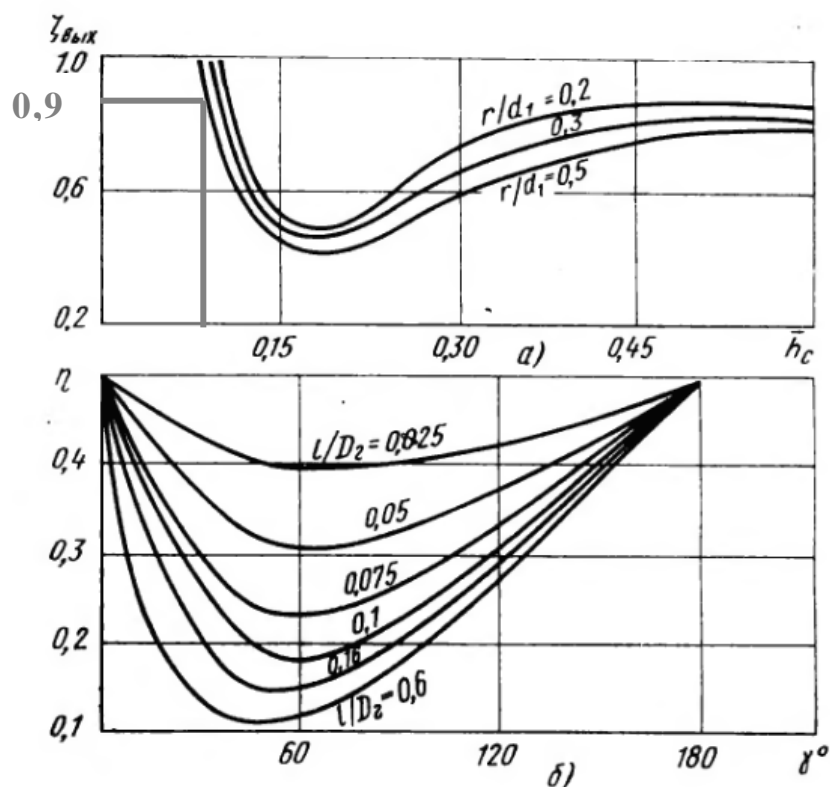


Рисунок 11 – К определению обратного сопротивления вихревой камеры: а – зависимость коэффициента выхода от относительного расстояния h ; б – зависимость коэффициента η от угла γ

$$\omega_c = \pi d_c h, \quad (2.9)$$

$$\omega_k = \pi D_k H, \quad (2.10)$$

$$\omega_{тр} = \frac{\pi d_{тр}^2}{4}, \quad (2.11)$$

Выражение 2 представлено в форме:

$$\zeta_{рас} = \left(1 - \frac{\pi d_c h_c}{\pi D_k H}\right)^2 \left(\frac{\pi d_{тр}^2}{4\pi d_c h_c}\right)^2 = \frac{1}{16\bar{H}^2} \left(\frac{1}{k\varepsilon} - \frac{1}{\bar{D}_k}\right), \quad (2.12)$$

где \bar{D}_k – относительный диаметр вихревой камеры, выраженный зависимостью

$$\bar{D}_k = D_k / d_{тр}, \quad (2.13)$$

$$\bar{D}_k = \frac{0,03}{0,006} = 5.$$

Для того, чтобы найти коэффициент k , записали выражение для радиуса r_c

$$r_c = r_{тр} + (H - h_c) \operatorname{tg} \beta$$

С учетом формулы (2.2) получили

$$r_c = r_{тр} + H(1 - \varepsilon) \operatorname{tg} \beta$$

Коэффициент k с учетом зависимости (2.6) может быть определен формулой

$$k = \frac{r_c}{r_{тр}} = 1 + \frac{H}{r_{тр}} (1 - \varepsilon) \operatorname{tg} \beta = 1 + 2\bar{H}(1 - \varepsilon) \operatorname{tg} \beta = 1 + 2\bar{H} \left(1 - \frac{A}{\bar{H}} - B \right) \operatorname{tg} \beta. \quad (2.14)$$

Общая зависимость имеет вид:

$$k = C + D\bar{H},$$

где C и D – постоянные коэффициенты. Согласно исследованиям коэффициент D значительно меньше C . Поэтому в заданном диапазоне изменения параметра \bar{H} в целях упрощения было принято среднее значение k . При изменении \bar{H} от 0,5 до 1,3 коэффициент k составляет 1,2.

Тогда

$$\zeta_{рас} = \frac{1}{16 \cdot 0,567^2} \left(\frac{1}{1,2 \cdot 0,226} - \frac{1}{5} \right) = 2,357.$$

Коэффициент сопротивления входа потока в сопло из камеры определяется о формуле

$$\zeta'_{вх.с} = \eta \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_k} \right) - (\alpha_0 - 1), \quad (2.15)$$

где α_0 – коэффициент количества движения, выраженный зависимостью:

$$\alpha_0 = \frac{\alpha + 2}{3}, \quad (2.16)$$

где α – коэффициент кинетической энергии на срезе сопла со стороны вихревой камеры, который можно определить по приближенной формуле

$$\alpha \approx 1 + \theta, \quad (2.17)$$

где θ – степень расширения, выраженная зависимостью

$$\theta = \frac{b - \varepsilon b}{b} = 1 - \varepsilon, \quad (2.18)$$

где ε – коэффициент сжатия, принимается равным 0,6, как для входа, заделанного заподлицо [Идельчик].

Следовательно,

$$\theta = 1 - 0,6 = 0,4;$$

$$\alpha \approx 1 + 0,4 \approx 1,4;$$

$$\alpha_0 = \frac{1,4 + 2}{3} = 1,133;$$

$$\omega_c = 3,14 \cdot 0,0072 \cdot 0,0008 = 0,0000174 \text{ м}^2;$$

$$\omega_k = \pi D_k H = 3,14 \cdot 0,03 \cdot 0,034 = 0,00032 \text{ м}^2.$$

Величина $(\alpha_0 - 1)$ представляет собой коэффициент сопротивления на выравнивание профиля скорости. Если коэффициент $\zeta'_{\text{вх.с}}$ отнести к сечению 1–1 осевой трубки (рисунок 10), то коэффициент сопротивления входа запишется

$$\zeta_{\text{вх.с}} = \left(\eta \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_k} \right) - (\alpha_0 - 1) \right) \left(\frac{\pi}{4 \bar{b} H} \right)^2, \quad (2.19)$$

где η – коэффициент, зависящий от очертания входа;

\bar{b} – относительная ширина вихревой камеры

$$\bar{b} = b/d_{\text{тр}}, \quad (2.20)$$

$$\bar{b} = 0,006/0,006 = 1.$$

С изменением отношения b/D_k изменяется угол подхода крайних струек к соплу, а следовательно, и коэффициент η . Для приближенной оценки зависимости η от параметра b/D_k воспользовались данными по η , полученными для конфузоров. Для этого реальный вход заменили схемой эквивалентного конфузора, образующие которого касательны к цилиндрической поверхности вихревой камеры в точках сопряжения ее с плоскими стенками сопла.

Угол γ эквивалентного конфузора, а также его относительную длину l/b , определили по следующим формулам в зависимости от отношений $b/D_k = \beta_k$ и $b/H = \beta_H$

$$\beta_k = 0,006/0,03 = 0,2;$$

$$\beta_H = 0,006/0,0034 = 1,765;$$

$$\gamma = 2 \arctg \frac{\sqrt{1-\beta_k^2}}{\beta_k}, \quad (2.21)$$

$$\gamma = 2 \arctg \frac{\sqrt{1-0,2^2}}{0,2} = 2,74;$$

$$l/D_\Gamma = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1-\beta_k}{1+\beta_k}} (\beta_H + 1), \quad (2.22)$$

где D_Γ – геометрический диаметр сопла

$$D_\Gamma = 2r_\Gamma, \quad (2.23)$$

где r_Γ – гидравлический радиус

$$r_\Gamma = A_c/P, \quad (2.24)$$

где A_c – площадь поперечного сечения сопла

$$A_c = bH, \quad (2.25)$$

P – периметр поперечного сечения сопла

$$P = 2(b + H). \quad (2.26)$$

$$l/D_\Gamma = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1-0,2}{1+0,2}} (0,2 + 1) = 0,564.$$

Используя график (рисунок 11б), нашли коэффициент $\eta = 0,41$.

Тогда

$$\zeta_{\text{вх.с}} = \left[0,41 \left(1 - \frac{0,0000174}{0,00032} \right) - (1,133 - 1) \right] \left(\frac{3,14}{4 \cdot 1 \cdot 0,567} \right)^2 = 0,488.$$

Таким образом коэффициент прямого сопротивления вихревой камеры

$$\zeta_{\text{пр}} = \zeta_{\text{вых. о. тр}} + \frac{1}{16\bar{H}^2} \left(\frac{1}{k\varepsilon} - \frac{1}{\bar{D}_k} \right)^2 + \left[\eta \left(1 - \frac{\omega_c}{\omega_k} \right) - (\alpha_0 - 1) \right] \left(\frac{\pi}{4b\bar{H}} \right)^2, \quad (2.27)$$

$$\zeta_{\text{пр}} = 0,9 + 2,357 + 0,488 = 3,745.$$

2.2.2 Определение обратного сопротивления гидродиода

Для расчета характеристик вихревых элементов необходимо знать распределение скоростей и статических давлений в закрученном потоке. Поскольку в вихревых элементах струйной автоматики течение, как правило, турбулентное, то для его описания целесообразно использовать дифференциальные уравнения Рейнольдса в цилиндрических координатах.

Эти уравнения для условий в среднем установившегося закрученного потока несжимаемой жидкости в плоских вихревых камерах могут быть существенно упрощены. Так, в основной части такой вихревой камеры ($R_k > r > r_{\text{тр}}$) (рисунок 12) вертикальная составляющая скорости u_z практически равна нулю [24]. Кроме того, закрученный поток в камере обладает осевой симметрией.

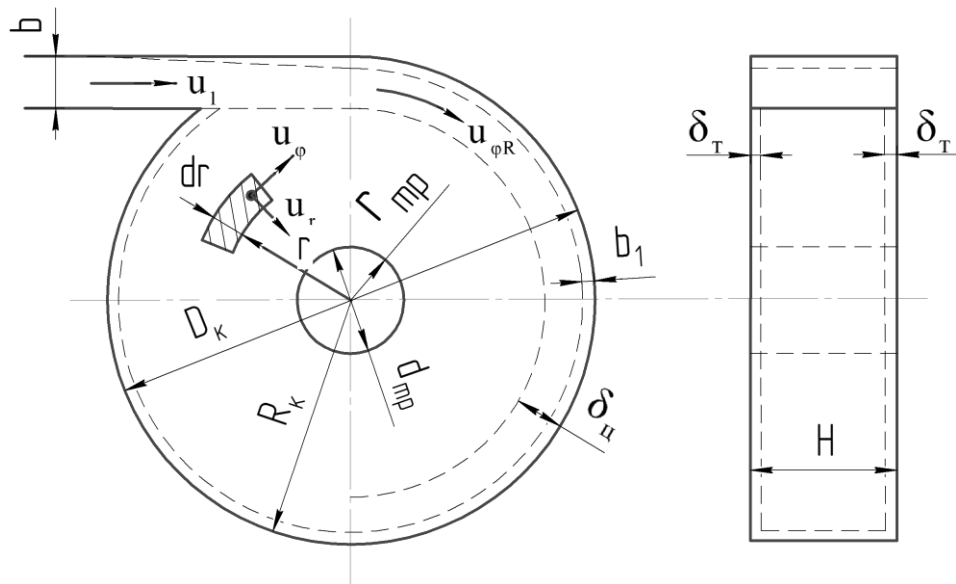


Рисунок 12 – К выводу закона распределения тангенциальных скоростей в вихревой камере

С учетом указанных условий дифференциальные уравнения движения и уравнение неразрывности для потока в камере выглядят следующим образом

$$\left. \begin{aligned} u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\varphi^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\overline{u_r'^2}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u_r' u_z'}) + (\overline{u_\varphi'})^2 \\ u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_r u_\varphi}{r} &= \nu \left(\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r^2} + \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{u_r' u_\varphi'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u_\varphi' u_z'}) - 2 \frac{u_r' u_\varphi'}{r}; \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} &= 0. \end{aligned} \right\} (2.28)$$

Из уравнения неразрывности следует, что $u_r r = C$

где C – константа.

С учетом этого, в правой части первого уравнения системы (2.28)

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} = 0 \quad (2.29)$$

Исследование турбулентной структуры потока в циклонных камерах показало, что средние квадратичные пульсации компонент вектора скорости $\overline{u_r'^2}$ и $\overline{u_\varphi'^2}$ в зоне $R > r > r_{rp}$ практически постоянны и мало отличаются по величине. С учетом этого первое уравнение системы (2.28) записывается в виде

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\varphi^2}{r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u_r}{\partial z} - \rho \overline{u_r' u_z'} \right) \quad (2.30)$$

Величина $\mu \frac{\partial u_r}{\partial z} - \rho \overline{u_r' u_z'} = \tau_{rz}$ представляет собой радиальную составляющую

касательного напряжения в плоскости, перпендикулярной оси z .

Таким образом,

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\varphi^2}{r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \quad (2.31)$$

Во втором уравнении системы (2.28)

$$\mu \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right) - \rho \overline{u'_r u'_\varphi} = \tau_{\varphi r}; \quad (2.32)$$

$$\mu \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} - \rho \overline{u'_\varphi u'_z} = \tau_{\varphi z}; \quad (2.33)$$

Поэтому его можно записать в следующем виде:

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_r u_\varphi}{r} \right) = \frac{\partial \tau_{\varphi r}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{\varphi r}}{\partial z} + \frac{2\tau_{\varphi r}}{r} \quad (2.34)$$

Так как при выполнении практических расчетов удобнее пользоваться средними значениям параметров потока, уравнения (2.31) и (2.34) осреднили по высоте камеры. Окончательные дифференциальные уравнения потока, осредненного по высоте H камеры, и уравнение неразрывности для средних скоростей представлены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \rho \left[\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (\alpha_0 u_r^2) - \frac{\alpha_0 u_\varphi^2}{r} \right] &= - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{(\tau_{rz})_{z=0} + (\tau_{rz})_{z=H}}{H}; \\ \rho \left[\frac{\partial (\alpha_0 u_r u_\varphi)}{\partial r} + 2 \frac{\alpha_0 u_r u_\varphi}{r} \right] &= \frac{\partial \tau_{\varphi r}}{\partial r} + \frac{2\tau_{\varphi r}}{r} - \frac{(\tau_{\varphi z})_{z=0} + (\tau_{\varphi z})_{z=H}}{H}; \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

Если ими пренебречь, то, перейдя к полным производным, можно найти перепад статического давления на вихревой камере

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{\alpha_0 u_\varphi^2}{r} - \frac{\rho}{2} \frac{d}{dr} (\alpha_0 u_r^2) \quad (2.36)$$

Обратное сопротивление обусловлено наличием в вихревой камере закрученного потока. Закрученный поток в камере по характеру изменения тангенциальной скорости u_φ можно разделить на две области: внешнюю (периферийную) и центральную. Границей раздела между ними является цилиндрическая поверхность $r_{тр}$, соосная с боковой цилиндрической

поверхностью самой камеры. Во внешней зоне течение близко к плоскому. На цилиндрической поверхности, а также на торцовых поверхностях образуются тонкие пограничные слои. В центральной зоне течение носит трехмерный характер.

Статическое давление в поперечном сечении камеры распределено следующим образом: максимум у её цилиндрической стенки и минимум в центре (рисунок 13).

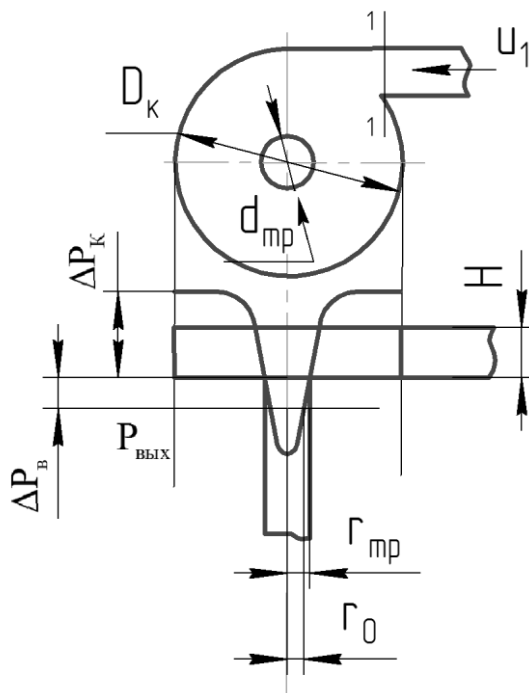


Рисунок 13 – Распределение статического давления в камере

В центральной области кривая статического давления на некотором расстоянии r_0 от оси камеры пересекает горизонтальную линию, отвечающую выходному давлению $P_{\text{вых}}$.

Общий перепад давления на вихревой камере

$$\Delta P = \Delta P_{\text{к}} + \Delta P_{\text{в}}, \quad (2.37)$$

где $\Delta P_{\text{к}}$ – перепад давления на камере;

$\Delta P_{\text{в}}$ – перепад на выходе из камеры (рисунок 13);

Для определения ΔP_k воспользовались первым уравнением системы (2.35) [6]. Согласно опытам [20] в зоне $R > r > r_{тр}$ тангенциальная составляющая скорости почти равна по величине модулю вектора скорости. Поэтому в первом уравнении системы (2.35) касательные напряжения относительно малы, следовательно, ими можно пренебречь $(\tau_{rz})_{z=0} = (\tau_{rz})_{z=H} = 0$.

Это условие позволило пренебречь членом $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (\alpha_0 u_r^2)$ по сравнению с членом $\frac{\alpha_0 u_\phi^2}{r}$.

Учитывая, что:

$$u_r = \frac{Q}{2\pi r H} \quad (2.38)$$

Получили следующее выражение:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (\alpha_0 u_r^2) = \frac{\alpha_0 u_r^2}{r} \quad (2.39)$$

Следовательно, отношение первого члена в левой части первого уравнения системы (2.35) ко второму составляет $\left(\frac{u_r}{u_\phi}\right)^2$. Так как $u_\phi \gg u_r$, то указанное отношение весьма мало.

Принимая во внимание, что распределение скоростей u_ϕ по вертикали близко к равномерному ($\alpha_0 \approx 1$), из 1го уравнения системы (2.35) получили:

$$dp = \frac{\rho u_\phi^2}{r} dr \quad (2.40)$$

Всю внешнюю область течения в камере можно разбить на две зоны: основную и зону пограничных слоев на торцовых и цилиндрической стенках камеры. Основная зона занимает почти весь объем внешней области, так как пограничные слои имеют весьма малую толщину (рисунок 12). Так как во

внешней области течение практически является плоским, то для нее справедливы уравнения (2.35).

Для получения закона распределения тангенциальных скоростей в этой области можно воспользоваться вторым уравнением системы (2.35). Если учитывать, что распределение тангенциальных скоростей по высоте камеры в этой области при турбулентном режиме течения близко к равномерному, то коэффициент $\alpha_0 \approx 1$. Для упрощения задачи исключается из рассмотрения напряжение $\tau_{\varphi r}$, так как в рассматриваемой области оно имеет небольшую величину [6].

Кроме того, принимается во внимание то, что при одинаковых торцовых стеках и симметричном распределении скоростей по высоте камеры

$$(\tau_{\varphi z})_{z=0} = (\tau_{\varphi z})_{z=H} = \tau_r. \quad (2.41)$$

С учетом этих условий, а также принимая во внимание осевую симметрию потока во внешней области, указанное уравнение записывается в виде

$$\frac{d}{dr}(u_r u_\varphi) + 2 \frac{u_r u_\varphi}{r} = -\frac{2\tau_r}{\rho H} \quad (2.42)$$

Радиальная скорость выражена равенством

$$u_r = -\frac{Q}{2\pi r H} \quad (2.43)$$

Знак минус показывает, что скорость u_r направлена к оси камеры или в сторону, противоположную радиусу-вектору.

Следовательно, выражение (2.42) примет вид

$$-\frac{Q}{2\pi H} \frac{d}{dr} \left(\frac{u_\varphi}{r} \right) - \frac{2Q}{2\pi H} \frac{u_\varphi}{r^2} = -\frac{2\tau_r}{\rho H}. \quad (2.44)$$

После преобразований

$$\frac{du_\varphi}{r} - \frac{u_\varphi dr}{r^2} + 2 \frac{u_\varphi dr}{r^2} = \frac{4\pi\tau_r}{\rho Q} dr;$$

$$rdu_\varphi + u_\varphi dr = \frac{4\pi\tau_r r^2}{\rho Q} dr;$$

$$d(u_\varphi r) = \frac{4\pi\tau_r r^2}{\rho Q} dr. \quad (2.45)$$

$$\tau_r = \rho\lambda_r \frac{u_\varphi^2}{8}. \quad (2.46)$$

где λ_r – коэффициент гидравлического трения, для гладкостенного режима течения определяется по формуле

$$\lambda_r = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}, \quad (2.47)$$

где Re – число Рейнольдса, определяемое по формуле

$$\text{Re} = \frac{u_\varphi H}{\nu} \quad (2.48)$$

С учетом данных зависимостей

$$\tau_r = \rho \frac{0,3164}{\left(\frac{u_\varphi H}{\nu}\right)^{0,25}} \frac{u_\varphi^2}{8} = 0,0396 \left(\frac{\nu}{H}\right)^{0,25} \rho u_\varphi^{1,75}. \quad (2.49)$$

Подставляя полученное значение в выражение (2.45) и разделяя переменные, получаем

$$\frac{d(u_\varphi r)}{(u_\varphi r)^{1,75}} = \frac{4\pi 0,0396}{Q} \left(\frac{\nu}{H}\right)^{0,25} r^{0,25} dr. \quad (2.50)$$

Интегрируя от r до R и учитывая, что $Q = u_1 b_1 H$, получаем

$$-\frac{1}{0,75(u_\varphi r)^{0,75}} \Big|_{u_\varphi r}^{u_\varphi R} = \frac{0,158}{1,25} \pi \left(\frac{\nu}{H}\right)^{0,25} \frac{r^{1,25}}{u_1 b_1 H} \Big|_r^R. \quad (2.51)$$

Подставляя пределы и выполняя ряд простых преобразований, находим скорость

$$u_{\varphi} = \frac{u_{\varphi R}}{\frac{r}{R} \left\{ 1 + 0,095\pi \left(\frac{\nu}{H} \right)^{0,25} \frac{R^{1,25} u_{\varphi R}^{0,75}}{u_1 b_1 H} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{1,25} \right] \right\}^{1,33}}. \quad (2.52)$$

где u_1 – скорость потока на выходе из тангенциального сопла в вихревую камеру,

$$u_1 = Q/A_c, \quad (2.53)$$

Q – объемный расход жидкости через тангенциальное сопло, приняли

$$Q = 1 \text{ л/мин} = 0,0000167 \text{ м}^3/\text{с};$$

$$u_1 = 0,0000167/0,00002 = 0,833.$$

Ввели безразмерные параметры

$\eta = r/R$ – относительный радиус,

$$\eta = 0,003/0,015 = 0,2.$$

Re – число Рейнольдса,

$$Re = u_1 H / \nu,$$

ν – кинематический коэффициент вязкости, для воды при температуре 20 °С

$$\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

$$Re = \frac{0,833 \cdot 0,0034}{0,000017} = 1808.$$

$k_u = u_{\varphi R} / u_1$ – коэффициент падения скорости, который можно найти из графика (рисунок 12) в зависимости от значений безразмерных параметров β и ξ :

$$\beta = b/D,$$

$$\beta = 0,006/0,03 = 0,2;$$

$$\xi = H/D,$$

$$\xi = 0,0034/0,03 = 0,113.$$

Из графика получили $k_u = 0,9$.

Тогда выражение (2.52) примет вид:

$$\frac{u_{\varphi}}{u_{\varphi R}} = \frac{1}{\eta \left[1 + \psi(1 - \eta^{1,25}) \right]^{1,33}} \quad (2.54)$$

где ψ – безразмерный параметр камеры, зависящий от её относительных геометрических размеров и числа Рейнольдса,

$$\psi = \frac{0,075 k_u^{0,75} \bar{D}^2}{Re^{0,25} \bar{b}_1 \bar{H}}, \quad (2.55)$$

$$\psi = \frac{0,075 \cdot 0,9^{0,75} \cdot 5^2}{1808^{0,25} \cdot 1 \cdot 0,567} = 0,461.$$

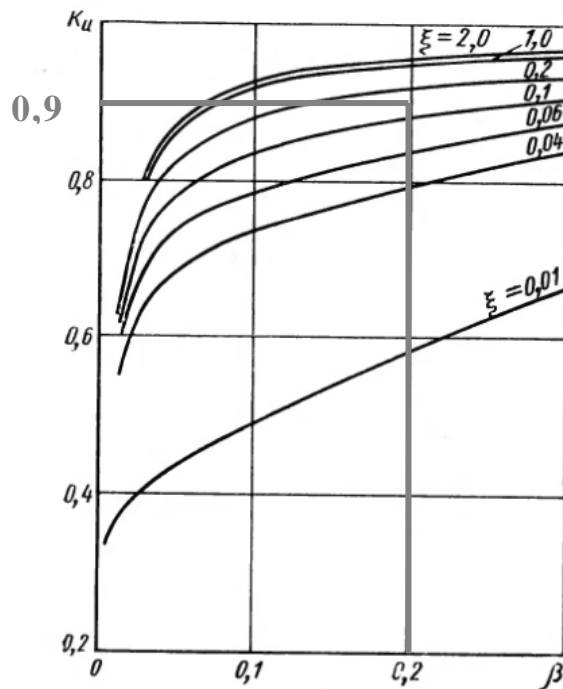


Рисунок 14 – Зависимость коэффициента падения скорости k_u от параметров β и ξ

Тогда

$$\frac{u_{\varphi}}{u_{\varphi R}} = \frac{1}{0,2 \left[1 + 0,461 \cdot (1 - 0,2^{1,25}) \right]^{1,33}} = 3,2. \quad (2.56)$$

Зависимость (2.54) может быть иначе записана в форме

$$u_{\varphi} = u_{\varphi R} f(\eta, \psi)$$

Учитывая это, получили:

$$dp = \rho u_{\varphi R}^2 f^2(\eta, \psi) \frac{dr}{r} = \rho u_{\varphi R}^2 f^2(\eta, \psi) \frac{d\eta}{\eta} \quad (2.57)$$

Так как $\eta = r/R$, а $d\eta = dr/R$, интегрируя в пределах от $r = r_{\text{тр}} = d_{\text{тр}}/2$, до $r = R = D/2$, нашли перепад давления на камере:

$$\Delta p_{\text{к}} = p_{\text{к}} - p_{\text{в}} = \rho u_{\varphi R}^2 \int_{\eta_{\text{в}}}^1 f^2(\eta, \psi) \frac{d\eta}{\eta} = 2F_{\text{к}} \frac{\rho u_{\varphi R}^2}{2}, \quad (2.58)$$

где $F_{\text{к}}$ – функция камеры (некоторая функция, зависящая от параметра камеры ψ и относительного диаметра выходного отверстия $\eta_{\text{в}} = 1/\bar{D}$).

$$\eta_{\text{в}} = \frac{1}{5} = 0,2.$$

$$F_{\text{к}} = \int_{\eta_{\text{в}}}^1 f^2(\eta, \psi) \frac{d\eta}{\eta} \quad (2.59)$$

На рисунке 16 приведена зависимость $1/F_{\text{к}}$ от указанных параметров.

Зная ψ и $\eta_{\text{в}}$, определили $1/F_{\text{к}} = 0,2$.

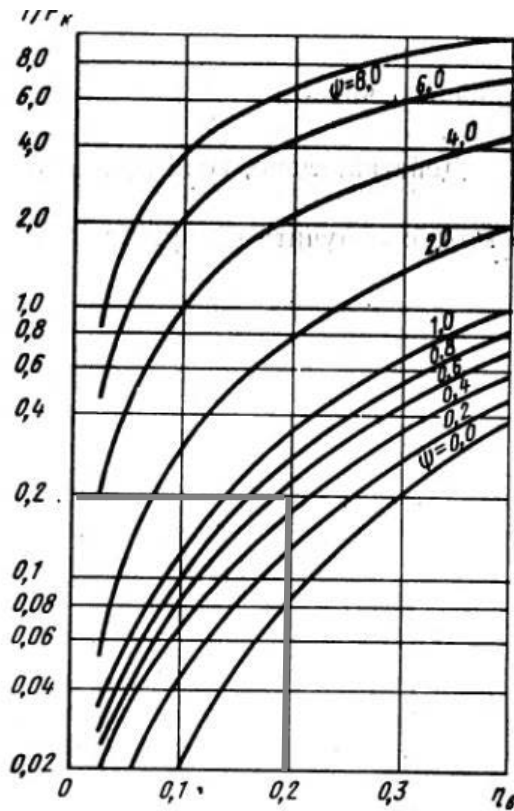


Рисунок 16 – К определению функции F_k

Следовательно, $F_k = \frac{1}{0,2} = 5,3$.

ρ – плотность жидкости (для воды $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$);

Из уравнения (2.56)

$$u_{\phi R} = u_1 \cdot k_u,$$

$$u_{\phi R} = 0,833 \cdot 0,9 = 0,733 \text{ м/с};$$

$$\Delta p_k = 2 \cdot 5,3 \cdot \frac{1000 \cdot 0,733^2}{2} = 2830 \text{ Па}.$$

Для определения перепада давления Δp_b на выходе из камеры, воспользовались исследованием распределения статического давления в вихревых элементах, выполненному В.Ю. Рыжневым для широкого диапазона изменения геометрических параметров рабочих камер, в области $r \leq r_0$ распределение давления может быть достаточно точно описано универсальной зависимостью:

$$p = p_m (1 - 1,72 \xi^2 + 0,72 \xi^3), \quad p = p_m \cdot (1 - 1,72 \cdot \xi^2 + 0,72 \cdot \xi^3); \quad (2.57)$$

где p – давление в произвольной точке;

p_m – давление в точке $r = 0$;

$\xi = r/r_0$ – относительная координата точки.

В области $r_0 \leq r \leq r_{тр}$ распределение давления весьма близко к линейному. С учетом этого давление в произвольной точке указанной зоны :

$$p = 1,28p_m \frac{\chi - \chi_0}{\chi_0}, \quad (2.58)$$

где $\chi = r/r_{тр}$ – относительный радиус точки;

$\chi_0 = r_0/r_{тр}$ – относительный радиус поверхности выходного давления.

Из условия согласования линейного закона (2.57) и зависимости (2.58) в точке $r = r_0$

$$dp = \frac{1,28p_m}{r_0} dr \quad (2.59)$$

Данная зависимость справедлива в указанной области, в том числе и в точке $r = r_{тр}$. Учитывая, что в этой точке $u_\phi = u_{\phiв}$, приравняв зависимости (2.40) и (2.59), получили:

$$p_m = 0,78\rho u_{\phiв}^2 \chi_0 \quad (2.60)$$

Скорость $u_{\phiв}$ выразили через скорость u_1 на срезе тангенциального сопла, а также через коэффициенты k_u и k_b ,

k_b – коэффициент увеличения скорости.

$$k_b = u_{\phiв} / u_{\phiР}, \quad (2.61)$$

$$u_{\phiв} = 3,2u_{\phiР} = 3,2 \cdot 0,733 = 2,345 \text{ м/с.}$$

получили окончательную формулу (2.60) в виде:

$$p_m = 0,78(k_u k_b)^2 \chi_0 \rho u_1^2. \quad (2.62)$$

Положив в формуле (2.58) $\chi = 1$ и учитывая зависимость (2.62), нашли перепад давления на выходе из камеры:

$$\Delta p_B = 1,28 p_M \frac{1 - \chi_0}{\chi_0} = (k_u k_B)^2 (1 - \chi_0) \rho u_1^2 \quad (2.63)$$

Учитывая, что:

$$u_1 = \frac{\pi}{4 b \bar{H}} v_B \quad (2.64)$$

Получили зависимость:

$$\Delta p_B = \left(\frac{\pi k_u k_B}{b \bar{H}} \right)^2 \frac{(1 - \chi_0)}{8} \frac{\rho v_B^2}{2} = F_B \frac{\rho v_B^2}{2} \quad (2.65)$$

где F_B – функция выхода;

$$F_B = \left(\frac{\pi k_u k_B}{b \bar{H}} \right)^2 \frac{(1 - \chi_0)}{8} \quad (2.66)$$

Величину радиуса выходного давления определили из условия баланса расходов, поступающего и выходящего из рабочей камеры:

$$Q_{\text{вх}} = Q_2 - Q_1 \quad (2.67)$$

где $Q_{\text{вх}}$ – расход, подаваемый в камеру через тангенциальное сопло;

$$Q_{\text{вх}} = u_1 b \bar{H} \quad (2.68)$$

Q_2 – расход, выходящий из камеры через кольцевую зону выходного сечения ($r_0 \leq r \leq r_{\text{тр}}$)

Q_1 – расход, поступающий в камеру через центральную зону ($r \leq r_0$) выходного сечения вследствие того, что в этой зоне давление в камере ниже давления на выходе.

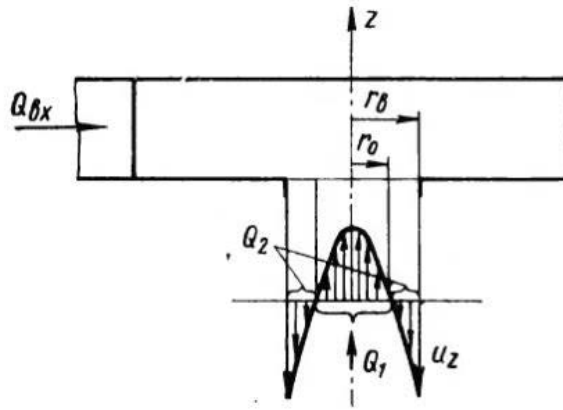


Рисунок 17– Распределение осевых скоростей на выходе вихревой камеры

Распределение давления в зоне выходного сечения обуславливает и распределение осевых скоростей u_z на выходе. На рисунке 17 показан общий характер эпюры осевых скоростей на срезе выходного сечения. Скорость u_z представлена формулой:

$$u_z = \varphi \sqrt{\frac{2p}{\rho}} \quad (2.69)$$

где φ – коэффициент скорости.

Расходы выражены следующими зависимостями:

$$Q_1 = 2\pi \int_0^{r_0} u_z r dr = 2\pi \int_0^{r_0} \varphi \sqrt{2 \frac{p}{\rho}} r dr \quad (2.70)$$

$$Q_2 = 2\pi \int_{r_0}^{r_{0b}} \varphi \sqrt{2 \frac{p}{\rho}} r dr \quad (2.71)$$

Полагаем, что $\varphi = \text{const}$ ($\varphi = 0,5 \dots 0,7$ из опытных данных, приняли 0,5)

С учетом формул (2.57) и (2.58):

$$Q_1 = 2\pi \varphi r_{0b}^2 \sqrt{\frac{2p_M}{\rho}} \cdot I_1; \quad (2.72)$$

$$Q_2 = 2\pi \varphi r_{0b}^2 \sqrt{\frac{2p_M}{\rho}} \cdot I_2; \quad (2.73)$$

где:

$$I_1 = \int_0^{\chi_0} \sqrt{1 - 1,72 \left(\frac{\chi}{\chi_0}\right)^2 + 0,72 \left(\frac{\chi}{\chi_0}\right)^3} \cdot \chi d\chi \quad (2.74)$$

$$I_2 = \int_{\chi_0}^1 \sqrt{1,28 \frac{\chi - \chi_0}{\chi_0}} \cdot \chi d\chi \quad (2.75)$$

Подставляя данные зависимости в формулу (2.67), получили:

$$\sqrt{\chi_0} (I_2 - I_1) = \frac{1,25 \bar{b} \bar{H}}{\pi \varphi k_u k_B} (\#*) \quad (2.76)$$

Обозначили $\sqrt{\chi_0} (I_2 - I_1) = K$

$$K = \frac{1,25 \cdot 1 \cdot 0,567}{3,14 \cdot 0,5 \cdot 0,9 \cdot 3,2} = 0,16.$$

На рисунке 16 приведена зависимость $K = f(\chi_0)$. Зная K нашли $\chi_0 = 0,45$.

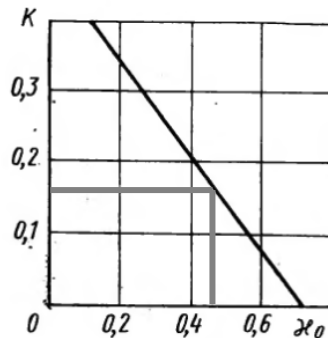


Рисунок 18 – К определению относительного радиуса поверхности выходного давления

Определили F_B :

$$F_B = \left(\frac{3,14 \cdot 0,9 \cdot 3,2}{1 \cdot 0,567} \right)^2 \frac{(1 - 0,45)}{8} = 16,72.$$

Из уравнения Бернулли, записанного для сечений 1–1 и 2–2 (рис.), учитывая, что $p_1 = p_k, p_2 = p_{\text{вых}}$, нашли перепад давления:

$$\Delta p = p_k - p_{\text{вых}} = \frac{\rho v_B^2}{2} (1 + \zeta_{\text{об}}) - \frac{\rho u_1^2}{2} (\#*\#) \quad (2.77)$$

где $\zeta_{об}$ – коэффициент обратного сопротивления вихревой камеры.

С другой стороны

$$\Delta p = 2F_k \frac{\rho u_{\phi R}^2}{2} + F_B \frac{\rho v_B^2}{2} \quad (****) \quad (2.78)$$

Приравнивая выражения (2.77) и (2.78) получили:

$$\zeta_{об} = (1 + 2k_u^2 F_k) \left(\frac{\pi}{4bH} \right)^2 + F_B - 1 \quad (2.79)$$

$$\zeta_{об} = (1 + 2 \cdot 0,9^2 \cdot 5,3) \left(\frac{3,14}{4 \cdot 1 \cdot 0,567} \right)^2 + 16,72 - 1 = 33,3.$$

2.2.3 Диодность по сопротивлению

Зная значения коэффициентов сопротивления в обратном $\zeta_{об}$ и прямом $\zeta_{пр}$ направлениях, определили диодность по формуле:

$$D = \frac{\zeta_{об}}{\zeta_{пр}}. \quad (2.80)$$

Диодности при других значениях расхода были определены аналогичным образом, с помощью уравнений (2.1)–(2.80). Результаты сведены в таблице и представлены на рисунке.

Таблица 2 – Результаты расчета по методике Лебедева И.В

Расход через диод, л/мин	Число Рейнольдса	Д по методике Лебедева И.В.
0,2	700	7,884
0,4	1422	8,317
0,6	2122	8,489
0,8	2822	8,678
1	3608	8,887
1,5	5305	9,119
2	7003	9,378
2,5	8913	9,67
3	10610	9,67
3,5	12310	9,67
4	14220	9,67
4,5	15920	9,67
5	17610	9,67

2.3 Расчет гидродиода с помощью COSMOSFloWorks

2.3.1 Описание программы

В инженерной практике необходимость расчета течений текучих сред возникает очень часто, для решения некоторых задач можно обойтись без проведения сложных расчетов с решением дифференциальных уравнений течения и теплообмена с помощью программы COSMOSFloWorks, полностью интегрированной в SolidWorks.

Решение математической задачи существенно зависит как от способа дискретизации уравнений, так и от способа решения полученных в результате

уравнений. Очевидно, решение математической задачи будет тем точнее, чем лучше расчетная сетка разрешает области нелинейного поведения решения уравнений, что, как правило, достигается использованием более мелкой расчетной сетки в этих областях. В основе COSMOSFloWorks лежит, во-первых, математическая модель рассчитываемых физических процессов и, во-вторых, способ решения поставленной математической задачи. COSMOSFloWorks базируется на последних достижениях вычислительной газо- и гидродинамики и позволяет рассчитывать широкий круг различных течений.

В COSMOSFloWorks движение и теплообмен текучей среды моделируется с помощью уравнений Навье–Стокса, описывающих в нестационарной постановке законы сохранения массы, импульса и энергии этой среды. Кроме того, используются уравнения состояния компонентов текучей среды, а также эмпирические зависимости вязкости и теплопроводности этих компонентов среды от температуры. Кроме того, неньютоновские жидкости задаются зависимостью их коэффициента вязкости от скорости сдвиговых деформаций и температуры; сжимаемые жидкости задаются зависимостью их плотности от давления. Этими уравнениями моделируются турбулентные, ламинарные и переходные (между ламинарными и турбулентными переход определяется критическим значением числа Рейнольдса) течения. Для моделирования турбулентных течений (они встречаются в инженерной практике наиболее часто) упомянутые уравнения Навье – Стокса осредняются по Рейнольдсу, т. е. используется осредненное по малому масштабу времени влияние турбулентности на параметры потока, а крупномасштабные временные изменения осред-ненных по малому масштабу времени составляющих газодинамических параметров потока (давления, скоростей, температуры) учитываются введением соответствующих производных по времени. В результате уравнения имеют дополнительные члены – напряжения по Рейнольдсу, а для замыкания этой системы уравнений в COSMOSFloWorks используются уравнения переноса кинетической энергии турбулентности и ее диссипации в рамках $k - \varepsilon$ модели турбулентности.

Эта система уравнений сохранения массы, импульса и энергии нестационарного пространственного течения имеет следующий вид в рамках подхода Эйлера в декартовой системе координат $(x_i, i=1,2,3)$, вращающейся с угловой скоростью Ω вокруг оси, проходящей через ее начало:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_i u_k - \tau_{ik}) + \frac{\partial P}{\partial x_i} = S_i, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} ((\rho E + P) u_k + q_k - \tau_{ik} u_i) = S_k u_k + Q_H, \quad (3.3)$$

где t – время;

u – скорость текучей среды;

ρ – плотность текучей среды;

P – давление текучей среды;

S_i – внешние массовые силы, действующие на единичную массу текучей среды,

$$S_i = S_{i\text{porous}} + S_{i\text{gravity}} + S_{i\text{rotation}}, \quad (3.4)$$

где $S_{i\text{porous}}$ – действие сопротивления пористого тела;

$S_{i\text{gravity}}$ – действие гравитации;

$$S_{i\text{gravity}} = -\rho g_i,$$

g_i – i -я составляющая (вдоль i -й оси системы координат) вектора

гравитационного ускорения;

$S_{i\text{rotation}}$ – действие вращения системы координат;

E – полная энергия единичной массы текучей среды;

Q_H – тепло, выделяемое тепловым источником в единичном объеме текучей среды;

τ_{ik} – тензор вязких сдвиговых напряжений;

q_i – диффузионный тепловой поток.

Нижние индексы i означают суммирование по трем координатным направлениям.

Для ньютоновских текучих сред (т.е. сред, удовлетворяющих закону Ньютона о молекулярном трении в жидкости, который говорит о том, что напряжение трения пропорционально поперечному градиенту скорости [прикладная гидрогазоинамика]) тензор вязких сдвиговых напряжений определяется следующим образом:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (3.5)$$

где $\mu = \mu_l + \mu_t$,

μ_l – коэффициент динамической вязкости;

μ_t – коэффициент турбулентной вязкости;

δ_{ij} – дельта-функция Кронекера ($\delta_{ij} = 1$ при $i = j$; $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$);

k – кинетическая энергия турбулентности.

В соответствии с $k - \varepsilon$ моделью турбулентности, μ_t определяется через величины кинетической энергии турбулентности k и диссипации этой энергии ε :

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon}, \quad (3.6)$$

где

$$f_\mu = \left[1 - \exp(-0,025 R_y) \right]^2 \left(1 + \frac{20,5}{R_T} \right); \quad (3.7)$$

$$R_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu_l}; \quad (3.8)$$

$$R_T = \frac{\rho k^2}{\mu_l \varepsilon}; \quad (3.9)$$

y – расстояние от поверхности стенки;

$C_\mu = 0,09$.

Кинетическая энергия турбулентности k и диссипация этой энергии ε определяются в результате решения следующих двух уравнений:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + S_k; \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + S_\varepsilon; \quad (3.11)$$

где:

$$S_k = \tau_y^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \mu_l P_B; \quad (3.12)$$

$$S_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu_t C_B P_B \right) - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k}; \quad (3.13)$$

$$\tau_{ij}^R = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}; \quad (3.14)$$

$$P_B = - \frac{g_i}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}, \quad (3.15)$$

g_i – составляющая гравитационного ускорения в координатном направлении x_i

$$\sigma_B = 0,9,$$

$$C_B = 1 \text{ при } P_B > 0 \text{ и } C_B = 0 \text{ при } P_B \leq 0;$$

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu} \right)^3; \quad (3.16)$$

$$f_2 = 1 - \exp(-R_T^2); \quad (3.17)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44;$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1,92;$$

$$\sigma_\varepsilon = 1,3;$$

$$\sigma_k = 1.$$

Для привязки математической модели к конкретной физической (инженерной) задаче и к области пространства, в которой она решается (так называемая расчетная область, поскольку в COSMOSFloWorks используется метод фиктивных областей, то расчетная область может быть меньше той области, в которой строится расчетная сетка), пользователь должен задать начальные и граничные условия.

Необходимость задания начальных условий, т.е. значений физических параметров среды в расчетной области в начальный момент времени, вытекает из нестационарности используемой математической модели. Если задача нестационарная, и ее решение не является периодическим, то начальные условия, наряду с граничными, определяют решение задачи, т.е. не могут быть произвольными, а должны в точности соответствовать поставленной задаче (в определенном смысле их можно рассматривать как граничное условие во времени). Если задача стационарная или нестационарная, но с периодическим решением, то ее решение считается найденным после его установления во времени – в этом случае в задании начальных условий имеется определенный произвол (степень этого произвола зависит от задачи, но в любом случае начальные условия должны быть физически корректными; некоторые задачи могут иметь несколько стационарных решений, соответствующих разным областям значений начальных условий), так что от начальных условий зависит не решение задачи, а скорость нахождения этого решения (обычно чем ближе начальные условия к решению, тем быстрее это решение будет).

Задание граничных условий, т. е. условий на границах расчетной области, обязательно для всех задач – как стационарных, так и нестационарных. Фактически, граничные условия определяют связь физических процессов в расчетной области с физическими процессами вне ее. В системе «жидкость– тело» вне зависимости от того, течет ли жидкость внутри тела либо омывает его снаружи, границы тела определяют поверхность, ограничивающую область распространения жидкости. Другими словами, границы тела являются граничным

условием для системы «жидкость – тело». Другими необходимыми условиями являются условия, в которых находится взаимодействующая с телом жидкость.

COSMOSFloWorks автоматически интерпретирует пустое (не заполненное телом) пространство модели как пространство, заполненное жидкостью. В зависимости от взаиморасположения тела и жидкости (внутри тела или снаружи) в COSMOSFloWorks все задачи делятся на два типа: внешние и внутренние.

Во внутренних задачах заполненная текучей средой расчетная область ограничена стенками модели (если рассчитывается теплопередача в стенках, то эти стенки также включаются в эту расчетную область), при этом некоторые поверхности стенок могут рассматриваться как отверстия, через которые расчетная область соединяется с внешними полостями, заполненными текучей средой; все заданные на этих границах условия точно выполняются при решении задачи.

Во внешних задачах заполненная текучей средой расчетная область ограничена плоскостями расчетной сетки, параллельными координатным плоскостям и полностью лежащими в текучей среде, которая обтекает модель (так называемые внешние границы), при этом возможно также частичное прохождение этих границ через твердые тела, например, пересечение ими стенок модели или использование поверхностей модели в качестве границ (так называемые внутренние границы).

Постановка задачи предполагает задание исходных данных, т. е. определение условий, в которых работает система, а именно граничных и начальных условий.

Для случая протекания жидкости внутри тела жидкостное пространство ограничено входными и выходными отверстиями и стенками модели. Этот тип подходит для расчета трубопроводов, клапанов, кранов, теплообменников, компьютеров и др. Внутренняя задача может и не иметь входных и выходных условий, например, при расчете свободной конвекции внутри комнаты. В этом случае жидкостное пространство ограничено только стенками модели. Все же

большинство внутренних задач имеют проточную часть, т. е. вход и выход жидкости.

Для задания входных и выходных граничных условий на отверстиях модели необходимо модифицировать модель, закрыв эти отверстия твердым телом. Поверхность такой крышки интерпретируется COSMOSFloWorks как отверстие, и потому не нарушает изначальной твердотельной конструкции устройства. Так, для задания параметров жидкости, втекающей через отверстие, достаточно выделить внутреннюю поверхность крышки и задать на ней условия, которые имеет жидкость при входе в устройство. Соответственно, для задания выходного условия необходимо закрыть выходное отверстие крышкой, выделить ее внутреннюю поверхность и задать на ней условия среды, в которую жидкость вытекает.

Для нахождения искомого численного решения задачи непрерывная нестационарная математическая модель физических процессов, используемая в COSMOSFloWorks, дискретизируется как по пространству, так и по времени (т. к. движение и теплообмен текучей среды, а также теплопередача в твердом теле моделируются как нестационарные, то решение стационарных задач определяется как установившееся по времени).

Чтобы выполнить дискретизацию по пространству, вся расчетная область покрывается расчетной сеткой, грани ячеек которой параллельны координатным плоскостям используемой в расчете декартовой Глобальной системы координат модели в SolidWorks. Поскольку в COSMOSFloWorks используется метод конечных объемов, так что значения независимых переменных рассчитываются в центрах ячеек, а не в узлах расчетной сетки, то используемая в COSMOSFloWorks расчетная сетка описывается ее ячейками, а не узлами, как в методах конечных разностей. Соответственно, ячейки расчетной сетки имеют форму параллелепипедов. Область, в которой эта сетка строится, так же имеет единообразную для всех задач форму параллелепипеда.

При решении внутренних задач, т. е. при расчете поведения текучей среды в ограниченной стенками модели области (эта область может иметь или не иметь

входные и выходные отверстия, соединяющие ее с текучей средой вне расчетной области), используется так называемый метод фиктивных областей, т. е. формально расчетная сетка строится в параллелепипедообразной области, покрывающей модель с текучей средой внутри. Но расчеты проводятся только в ячейках, попавших в расчетную область, т. е. в пространство, заполненное в соответствии с постановкой задачи текучей средой и твердым телом (если в нем рассчитывается теплопередача). В ячейках вне расчетной области расчеты не проводятся. Этот подход позволяет рассчитывать течения в очень сложных каналах без усложнения алгоритма решения задачи.

Процесс построения расчетной сетки начинается с построения так называемой базовой сетки – она получается разбиением пространства построения сетки на слои плоскостями, параллельными координатным плоскостям используемой декартовой Глобальной системы координат модели. Число этих плоскостей, определяющих базовую сетку, т. е. число ячеек базовой сетки вдоль каждой из координатных осей, задается либо автоматически на основе заданных пользователем установок, либо непосредственно самим пользователем. При необходимости (например, для лучшего разрешения тонких плоских тел), некоторые из этих плоскостей, а также расположение остальных плоскостей между этими плоскостями и между этими и граничными плоскостями, могут быть заданы пользователем.

Поскольку грани расчетных ячеек не аппроксимируют соприкасающиеся с текучей средой поверхности твердых тел, то для разрешения расчетной сеткой относительно небольших геометрических особенностей этих поверхностей (участков повышенной криволинейности, выступов, впадин, отверстий, поверхностей тонких тел, окруженных текучей средой, и т. п.) используются процедуры соответствующего локального дробления ячеек сетки около этих участков поверхностей до начала расчета. Так, каждая ячейка базовой сетки, пересеченная поверхностью твердого тела на границе с текучей средой (в COSMOSFloWorks такие ячейки, причем не только базовой сетки, но также всех последующих расчетных сеток, называются частичными), делится на 8 одинаковых,

геометрически ей подобных ячеек меньшего размера (в COSMOSFloWorks они называются дочерними). Если используемый при построении сетки критерий дробления ячеек еще не удовлетворен, то те из 8 ячеек, которые пересечены этой поверхностью твердого тела, т. е. являются частичными, в свою очередь, аналогичным образом делятся на 8 еще более мелких ячеек, и т. д., до удовлетворения критерия дробления размером полученных ячеек, но не более чем до достижения размера, в 7 раз меньшего базовой ячейки.

Естественно, полученное на сформированной таким образом некоторой расчетной сетке дискретное (в COSMOSFloWorks в центрах ячеек) решение поставленной непрерывной (дифференциальной) математической задачи в общем случае зависит от размеров ячеек расчетной сетки, покрывающих расчетную область.

Для дискретизации дифференциальных уравнений в COSMOSFloWorks используется метод конечных объемов. Соответственно, собственно дискретизация непрерывной математической модели состоит в том, что значения физических переменных рассчитываются (и хранятся) только в центрах расчетных ячеек, а на гранях этих ячеек рассчитываются потоки массы, импульса, энергии, необходимые для расчета этих значений. При этом пространственные производные аппроксимируются с помощью неявных разностных операторов второго порядка точности.

А именно, полученные из уравнений (3.1)–(3.3) интегрированием по поверхности и объему ячейки расчетной сетки интегральные уравнения

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V U dv + \left[\int_S F ds \right] = \int_V Q dv, \quad (3.18)$$

где U – вектор физических параметров (независимых переменных);

V – объем ячейки;

F – потоки;

S – площадь поверхности (граней) ячейки;

Q – массовые силы,

преобразуются к дискретной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{U} \cdot \mathbf{V}) + \sum_s F_s = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{V}. \quad (3.19)$$

Потоки F_s рассчитываются с использованием их аппроксимации вперед второго порядка точности. Специальные аппроксимации применяются для конвективных членов, операторов div и grad .

В частичных, т. е. пересеченных поверхностью твердого тела на границе с текучей средой, расчетных ячейках вводятся дополнительные внутренние грани, аппроксимирующие попавшую в эти ячейки поверхность твердого тела, и используется специальная процедура для расчета условий на этих гранях.

Чтобы выполнить дискретизацию по времени, для каждой ячейки расчетной сетки в расчетной области из условия Куранта определяется допустимый максимальный шаг по времени, зависящий как от значений физических величин, так и от шага дискретизации по пространству в этой ячейке. Если решается нестационарная задача, то затем определяется минимальный из определенных таким образом шагов по времени по всем ячейкам расчетной сетки в расчетной области и с этим шагом, одинаковым для всех ячеек, выполняется переход (т. е. расчет параметров) к следующему моменту времени. Если решается стационарная задача, то для ускорения установления решения по времени шаги по времени в разных ячейках расчетной сетки в расчетной области разные, а именно определяются из условия Куранта в зависимости от значений физических величин и шага дискретизации по пространству в ячейке.

При дискретизации по времени используется метод расщепления операторов для более эффективного расчета давления и скорости. Давление рассчитывается в результате решения дискретного эллиптического уравнения, полученного алгебраическими преобразованиями дискретных уравнений сохранения массы и импульса с учетом граничных условий для скорости. В результате, для расчета значений параметров течения на очередном временном слое $(n+1)$ по известным

значениям этих параметров на предыдущем временном слое (n) используется следующая система алгебраических уравнений:

$$\frac{U^* - U^n}{\Delta t} + A_h(U^n, p^n)U^* = S^n; \quad (3.20)$$

$$L_h \delta p = \frac{\text{div}_h(\rho u)^*}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta t} \frac{\rho^* - \rho^n}{\Delta t}; \quad (3.21)$$

$$\rho^* = f(p^n + \delta p, T^*, y^*);$$

$$(\rho u)^{n+1} = (\rho u)^* - \Delta t \cdot \text{grad}_h \delta p; \quad (3.22)$$

$$p^{n+1} = p^n + \delta p; \quad (3.23)$$

$$(\rho T)^{n+1} = (\rho T)^*; (\rho k)^{n+1} = (\rho k)^*; (\rho \varepsilon)^{n+1} = (\rho \varepsilon)^*; (\rho y)^{n+1} = (\rho y)^*, \quad (3.24)$$

$$\rho^{n+1} = f(p^{n+1}, T^{n+1}, y^{n+1}), \quad (3.25)$$

где $U = (\rho u, \rho T, \rho k, \rho \varepsilon, \rho y)$ – вектор всех независимых переменных, кроме давления p ;

$u = (u_1, u_2, u_3)$ – вектор скорости;

$y = (y_1, y_2, \dots, y_N)$ – вектор концентраций компонентов текучей среды,

$\delta p = p^{n+1} - p^n$ – вспомогательная переменная, поправка давления. Индексом $*$ обозначены промежуточные (между слоями n и $n+1$) значения переменных. Все значения переменных относятся к центрам расчетных ячеек. Дискретные операторы A_h , div_h , grad_h и $L_h = \text{div}_h \text{grad}_h$ аппроксимируют соответствующие дифференциальные операторы со вторым порядком точности.

Сначала решается система полностью неявных линейных дискретных уравнений конвекции и диффузии (3.20) относительно промежуточных (обозначенных индексом $*$) значений составляющих вектора U . Для решения этой системы уравнений используется обобщенный метод сопряженных градиентов с привлечением метода неполной LU-факторизации.

Затем решается эллиптическое уравнение (3.21) относительно поправки давления δp . Это уравнение составлено таким образом, что значения импульса $(\rho u)^{n+1}$, рассчитанные по (3.22), удовлетворяют полностью неявному дискретному уравнению неразрывности. Решение ищется с помощью специально разработанного итерационного метода с использованием многосеточного метода для ускорения сходимости. Согласно многосеточному методу, рассматриваются решения на вариационных подмножествах узлов используемой расчетной сетки, для каждого определяется соответствующая невязка, далее решение экстраполируется на нулевую величину невязки. Для повышения устойчивости и ускорения сходимости используется также процедура сглаживания получаемого решения.

Значения остальных составляющих вектора U находятся из (3.23)–(3.25).

Полностью интегрированный в SolidWorksCOSMOSFloWorks позволяет проводить расчеты течений, теплообмена (и теплопередачи) любой сложности без какой-либо дополнительной передачи данных между ним и программой геометрического проектирования (моделирования) SolidWorks, более того, задание исходных данных и визуализация результатов происходит непосредственно в среде SolidWorks, что весьма удобно и экономит время пользователя.

2.3.2 Исходные данные для расчета

Для исследования течения жидкости в проточной части диода был создан проект COSMOSFloWorks с помощью «Мастера проекта», который выполняет две функции. Во-первых, проект связан с конкретной геометрической конфигурацией модели и, таким образом, однозначно определяет соответствие между геометрическим исполнением модели и его гидрогазодинамическими и тепловыми характеристиками, полученными в результате расчета. Во-вторых, проект содержит все данные о постановке задачи, особенностях ее моделирования и результатах расчета.

«Мастер проекта» – инструмент пошагового создания базовой части. Использование «Мастера проекта» является наиболее наглядным путем создания проекта, шаг за шагом двигаясь от одного типа данных базовой части к другому.

Задание исходных данных для нового проекта начинается с определения конфигурации модели, к которой этот проект будет присоединен:

1. В SolidWorks была создана 3D–модель исследуемого вихревого диода.

На втором этапе выбирается наиболее удобная система единиц измерения для ввода и вывода числовых данных:

2. SI (СИ) – Международная система единиц (Ньютон–метр–килограмм–секунда).

На третьем этапе определяется тип задачи (внешняя или внутренняя), указывается, нужно ли исключать полости из расчета и физические особенности задачи

3. Учитывались гравитационные эффекты.

На четвертом шаге выбираются текущие вещества, которые будут рассматриваться в данном проекте, а также особенности течения задачи. COSMOSFloWorks позволяет рассчитывать в проекте течение текучих веществ разных типов: жидкости, газы, водяной пар. В нашем случае была выбрана:

4. Вода в качестве исследуемой текучей среды.

5. Также в расчете учитывалось влияние кавитации, с указанием массовой доли растворенного в воде газа, заданной по умолчанию, равной 0.00001.

Это типичное значение при нормальных условиях, оно применимо в большинстве случаев. Предполагается, что появление и исчезновение кавитационных (или образующихся при кипении) пузырьков определяется только местной температурой и давлением и они перемещаются только вместе с водой, другого движения не имеют.

6. Стенки модели считали адиабатическими (теплоизолированными). По умолчанию на всех стенках задается прилипание потока, т. е. рассматривается трение потока о стенки.
7. Задали шероховатость, одинаковую для всех стенок модели, находящихся в контакте с текучей средой – $Rz = 6,3$ – высота неровностей профиля по десяти точкам (При $Rz = 6,3$, $Ra = 1,25$ – среднее арифметическое отклонение профиля).

Всякая решаемая с помощью COSMOSFloWorks задача должна иметь начальные и граничные условия. В случае решения стационарной задачи начальные условия влияют на скорость установления, тогда как граничные условия полностью определяют картину течения. В случае решения нестационарной задачи картина течения зависит как от начальных, так и от граничных условий.

В качестве начальных условий были заданы:

8. Давление ($P=101325$ Па);
9. Температура ($293,2$ К= 20°C);
10. Скорости (во всех направлениях =0).

В качестве граничных условий на входном и выходном отверстиях диода:

11. На входном: объемный расход жидкости, проходящей через данное сечение (от 0,2 до 5 л/мин);
12. На выходном: давление окружающей среды ($P=101325$ Па).

Как было отмечено ранее, математическая задача, соответствующая поставленной инженерной газогидродинамической задаче, решается на некоторой расчетной сетке с пространственными ячейками в форме параллелепипедов.

Сетка, применяемая в COSMOSFloWorks, является прямоугольной и адаптивной. Сетка состоит из базовых ячеек, некоторые из них могут быть подроблены (рисунок 19). Базовые ячейки задаются тремя наборами базовых плоскостей, соответствующим трем осям декартовой системы координат. В общем случае расстояние между плоскостями в этих наборах может быть

различным. При дроблении ячейка разбивается на 8 равных ячеек путем деления пополам по осям X, Y и Z. Каждая из этих ячеек также может быть подроблена аналогичным образом и т. д. Число операций дробления, необходимое для того, чтобы получить данную ячейку, называется уровнем ячейки или уровнем дробления ячейки. Базовые ячейки имеют уровень – 0. Максимально возможный уровень – 7.

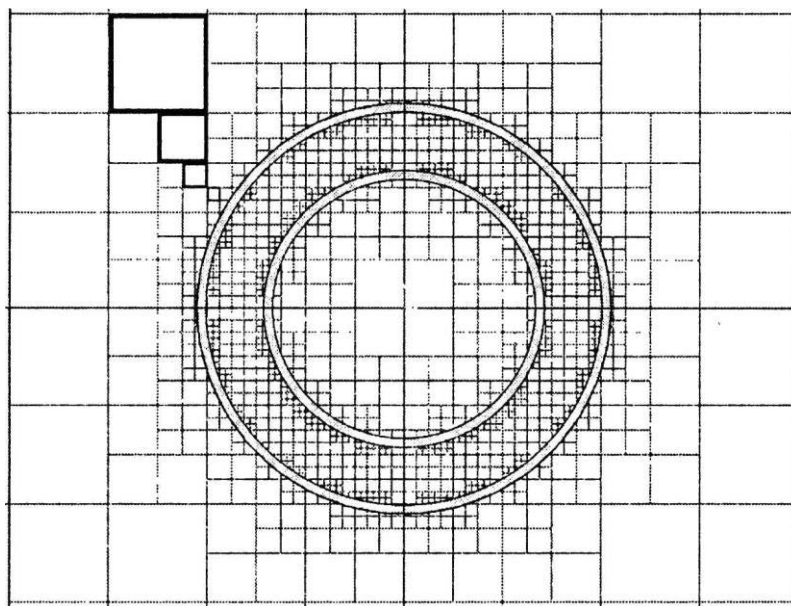


Рисунок 19– Адаптация сетки путем дробления

13. При расчете диода была построена сетка в автоматическом режиме (на основании установок программы по умолчанию, т.е. 3 уровень дробления), во избежание ошибок расчета.

2.3.3 Результаты расчета и их обработка

В результате расчета пространственного течения капельной жидкости в проточной части диода в COSMOSFloWorks, были получены картины линий тока(линии, в каждой точке которых вектор скорости направлен по касательной к ним), распределения скоростей и давлений при прямом (рисунок 20) и обратном (рисунок21) направлениях течения.

Зная распределение скоростей и давлений во входном и выходном сечениях диода при движении жидкости в прямом (таблица 3) и обратном (таблица 4)

направлениях, можно определить диодность по сопротивлению, воспользовавшись уравнением Бернулли.

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости является уравнением баланса энергии с учетом потерь. Энергия, теряемая жидкостью, не исчезает бесследно, а превращается в другую форму – тепловую. Для расчетного участка плавно изменяющегося течения реальной жидкости, ограниченного сечениями 1 и 2, уравнение Бернулли примет вид:

$$z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \Delta h_{1-2}, \quad (3.26)$$

где v_1 и v_2 – средние скорости потока в сечениях 1 и 2 соответственно, м/с;

Δh_{1-2} – потери удельной энергии на расчетном участке между сечениями, м;

α_1 и α_2 – коэффициенты кинетической энергии (коэффициенты Кориолиса) в сечениях 1 и 2 соответственно.

Коэффициент кинетической энергии α , учитывающий неравномерность поля скоростей по живому сечению, представляет собой отношение действительного значения кинетической энергии, пронесимой потоком жидкости через живое сечение за некоторый отрезок времени, к значению кинетической энергии, определенной для того же отрезка времени при условии, что движение частиц жидкости происходит со средней для данного сечения скоростью.

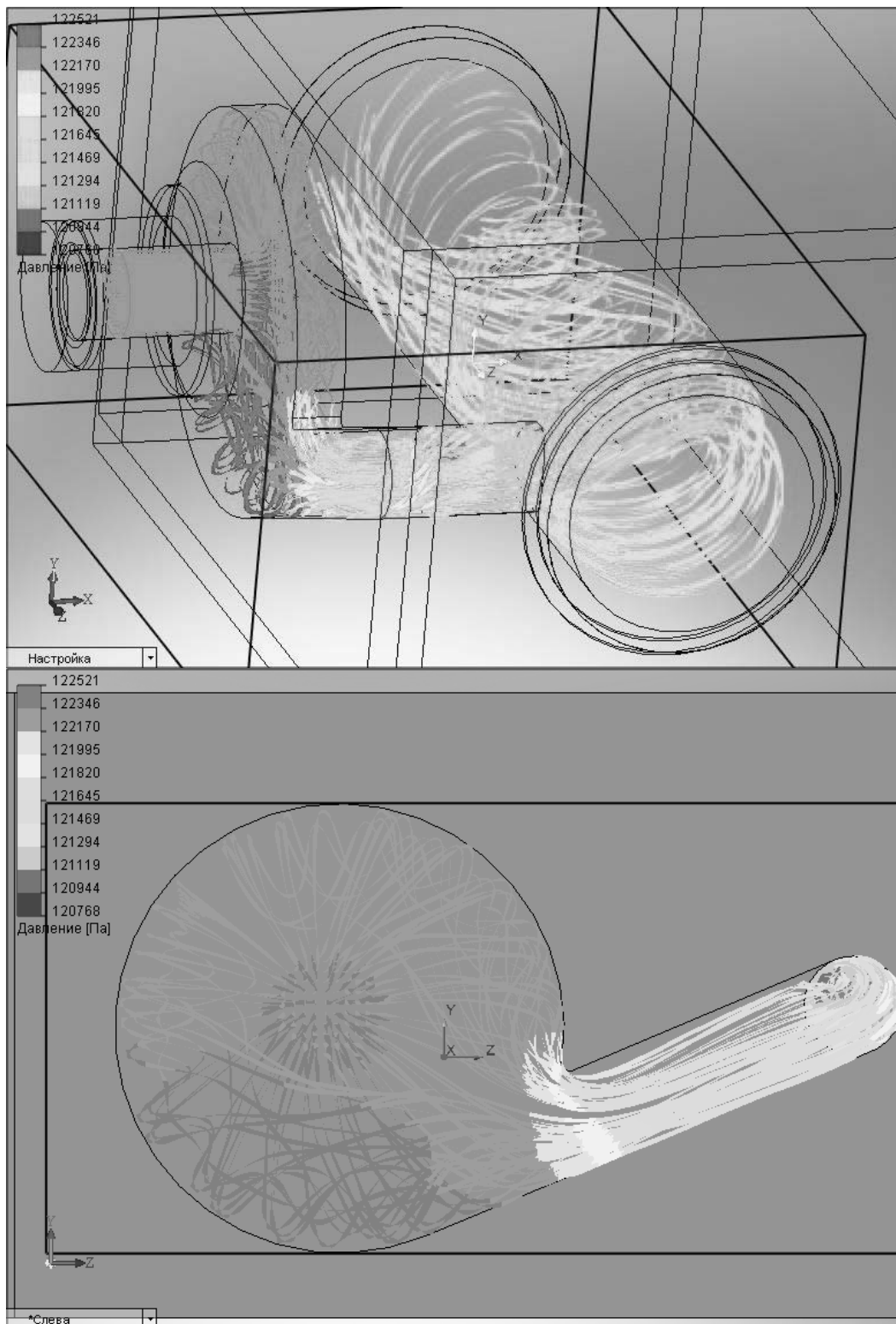


Рисунок 20– Картины линий тока (распределения давления) при течении жидкости через диод в прямом направлении

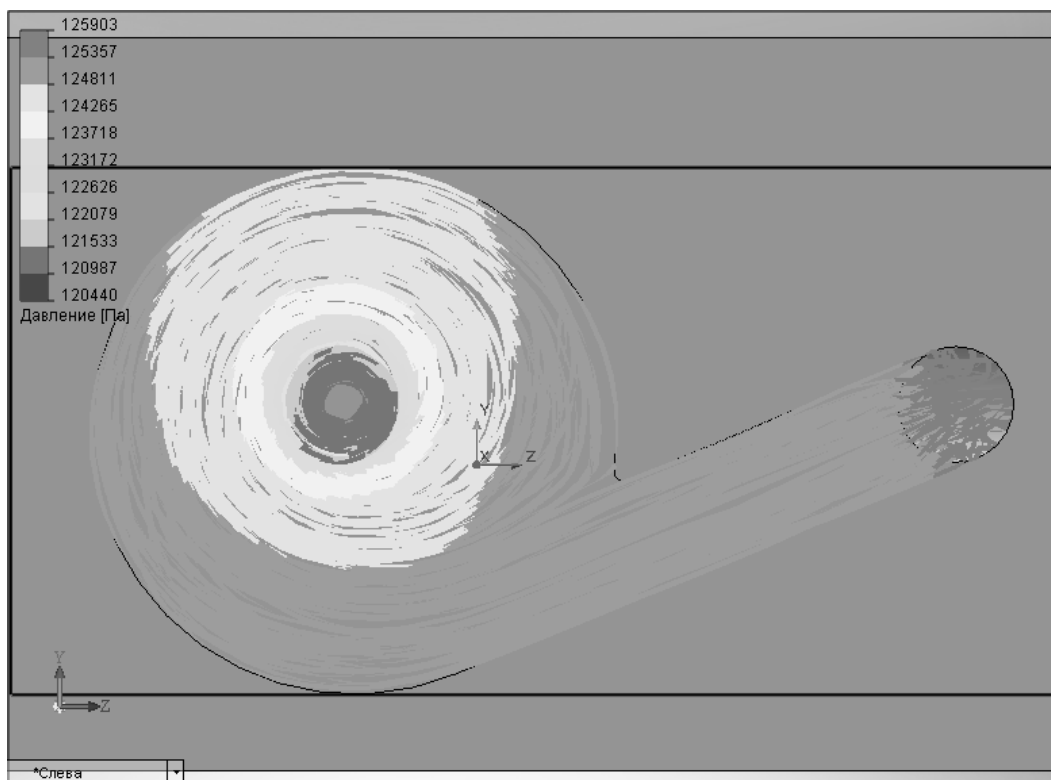
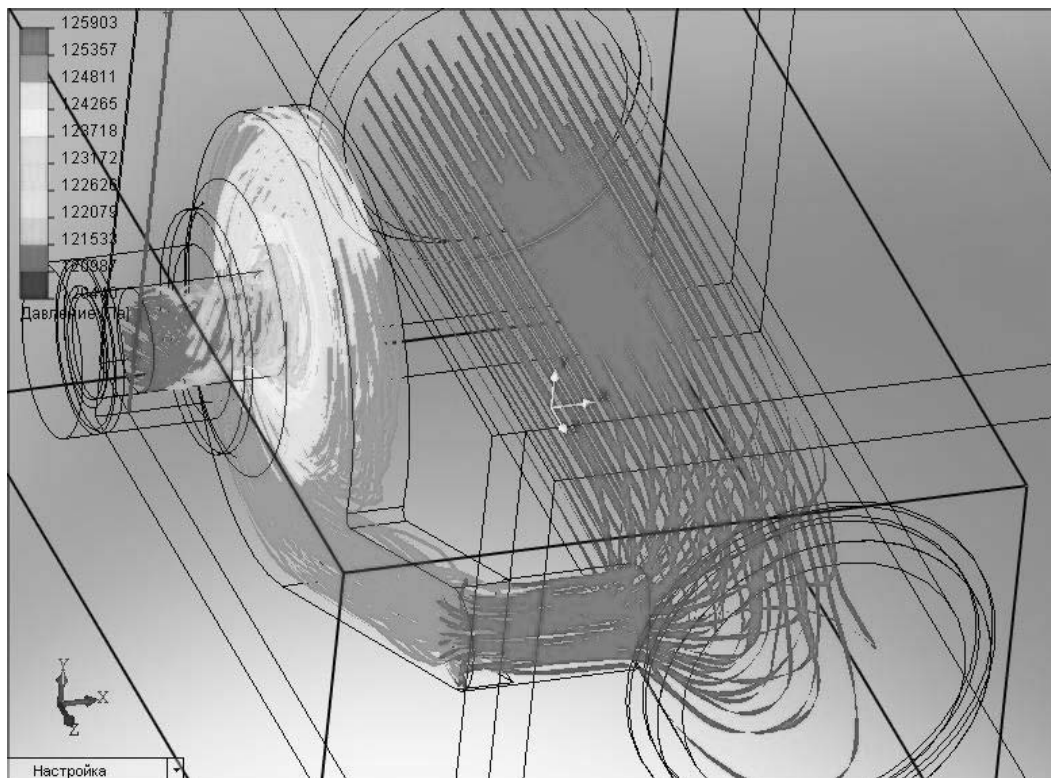


Рисунок 21 – Картины линий тока (распределения давления) при течении жидкости через диод в обратном направлении

На рисунке схематично изображен гидродiode и направления течения жидкости через него.

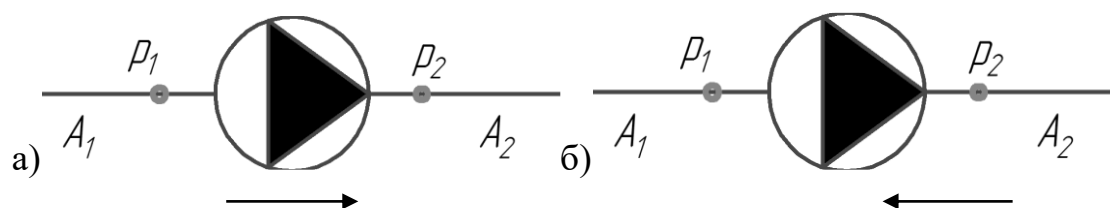


Рисунок 22 – Направление течения жидкости через гидродiode: а) прямое; б) обратное

Для данной схемы уравнение Бернулли выглядит следующим образом:

в прямом направлении

$$\frac{p_{1np}}{\rho \cdot g} + \frac{\alpha_1 \cdot v_{1np}^2}{2 \cdot g} = \frac{p_{2np}}{\rho \cdot g} + \frac{\alpha_2 \cdot v_{2np}^2}{2 \cdot g} + \zeta_{np} \cdot \frac{v_{1np}^2}{2 \cdot g}; \quad (3.27)$$

$$p_{1np} + \frac{\rho \cdot v_{1np}^2}{2} = p_{2np} + \frac{\rho \cdot v_{2np}^2}{2} + \zeta_{np} \cdot \frac{\rho \cdot v_{1np}^2}{2};$$

$$\zeta_{np} = \frac{\left(p_{1np} + \frac{\rho \cdot v_{1np}^2}{2} \right) - \left(p_{2np} + \frac{\rho \cdot v_{2np}^2}{2} \right)}{\frac{\rho \cdot v_{1np}^2}{2}} = \frac{p_{1np} - p_{2np} + \frac{\rho}{2} \cdot (v_{1np}^2 - v_{2np}^2)}{\frac{\rho \cdot v_{1np}^2}{2}} = \frac{p_{1np} - p_{2np}}{\frac{\rho \cdot v_{1np}^2}{2}} + \left(1 - \left(\frac{v_{2np}}{v_{1np}} \right)^2 \right);$$

Воспользовались уравнением неразрывности

$$Q_1 = Q_2;$$

$$v_1 \cdot A_1 = v_2 \cdot A_2;$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{A_1}{A_2}; \quad (3.28)$$

отсюда коэффициент сопротивления в прямом направлении

$$\zeta_{np} = \frac{2 \cdot (p_{1np} - p_{2np})}{\rho \cdot v_{1np}^2} + \left(1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \right). \quad (3.29)$$

Обозначили $1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 = \delta$, тогда

$$\zeta_{\text{пр}} = \frac{2 \cdot (p_{1\text{пр}} - p_{2\text{пр}})}{\rho \cdot v_{1\text{пр}}^2} + \delta. \quad (3.30)$$

Таблица 3 – Значения давлений и скоростей на входном и выходном отверстиях гидродиода при прямом направлении течения

Q, л/мин	p1, Па	p2, Па	v1, м/с	v2, м/с
0,2	121328	121310	0,119	0,151
0,4	121418	121310	0,242	0,313
0,6	121559	121310	0,362	0,472
0,8	121753	121310	0,481	0,628
1	121989	121310	0,615	0,814
1,5	122756	121310	0,904	1,213
2	123799	121310	1,194	1,61
2,5	125341	121310	1,519	2,057
3	127002	121310	1,808	2,453
3,5	128933	121310	2,098	2,85
4	131433	121310	2,423	3,296
4,5	133962	121310	2,713	3,693
5	136763	121310	3,002	4,09

Уравнения Бернулли для потока жидкости в обратном направлении

$$\frac{p_{2\text{об}}}{\rho \cdot g} + \frac{v_{2\text{об}}^2}{2 \cdot g} = \frac{p_{1\text{об}}}{\rho \cdot g} + \frac{v_{1\text{об}}^2}{2 \cdot g} + \zeta_{\text{об}} \cdot \frac{v_{1\text{об}}^2}{2 \cdot g}, \quad (3.31)$$

$$p_{2\text{об}} + \frac{\rho \cdot v_{2\text{об}}^2}{2} = p_{1\text{об}} + \frac{\rho \cdot v_{1\text{об}}^2}{2} + \zeta_{\text{об}} \cdot \frac{\rho \cdot v_{1\text{об}}^2}{2}; \quad (3.32)$$

Выразили коэффициент сопротивления из уравнения (3.32)

$$\zeta_{\text{об}} = \frac{p_{2\text{об}} - p_{1\text{об}} + \frac{\rho \cdot v_{2\text{об}}^2}{2} - \frac{\rho \cdot v_{1\text{об}}^2}{2}}{\frac{\rho \cdot v_{1\text{об}}^2}{2}} = \frac{p_{2\text{об}} - p_{1\text{об}}}{\frac{\rho \cdot v_{1\text{об}}^2}{2}} + \left(\left(\frac{v_{2\text{об}}}{v_{1\text{об}}} \right)^2 - 1 \right) = \frac{p_{2\text{об}} - p_{1\text{об}}}{\frac{\rho \cdot v_{1\text{об}}^2}{2}} + \left(\left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 - 1 \right);$$

$$\zeta_{об} = \frac{2 \cdot (p_{2об} - p_{1об})}{\rho \cdot v_{1об}^2} - \left(1 - \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \right). \quad (3.33)$$

Таблица 4 – Значения давлений и скоростей на входном и выходном отверстиях гидродиода при обратном направлении течения

Q, л/мин	p1, Па	p2, Па	v1, м/с	v2, м/с
0,2	121295	121408	0,166	0,115
0,4	121295	121812	0,338	0,24
0,6	121295	122478	0,505	0,361
0,8	121295	123502	0,671	0,483
1	121295	124897	0,847	0,684
1,5	121295	130066	0,916	1,262
2	121295	137750	1,212	1,666
2,5	121295	149286	1,545	2,12
3	121295	161940	1,847	2,524
3,5	121295	176151	2,156	2,928
4	121295	206202	2,709	3,382
4,5	121295	228910	3,059	3,786
5	121295	253979	3,395	4,19

Таким образом, диодность по сопротивлению

$$D = \frac{\zeta_{об}}{\zeta_{пр}} = \frac{\frac{2 \cdot (p_{2об} - p_{1об})}{\rho \cdot v_{1об}^2} - \delta}{\frac{2 \cdot (p_{1пр} - p_{2пр})}{\rho \cdot v_{1пр}^2} + \delta}; \quad (3.34)$$

Воспользовавшись данными, полученными в COSMOSFloWorks, определили диодность устройства.

Результаты расчетов сведены в таблице 5 и графически представлены на рисунке 23.

Таблица 5 – Результаты, полученные при расчете с помощью
COSMOSFloWorks

Расход на входе в камеру диода	Число Рейнольдса	Д по результатам расчета в COSMOSFloWorks
0,2	700	5,479
0,4	1422	3,543
0,6	2122	3,484
0,8	2822	3,628
1	3608	4,037
1,5	5305	8,208
2	7003	8,93
2,5	8913	9,324
3	10610	9,51
3,5	12310	9,49
4	14220	9,37
4,5	15920	9,35
5	17610	9,39

2.4 Сопоставление методов расчета

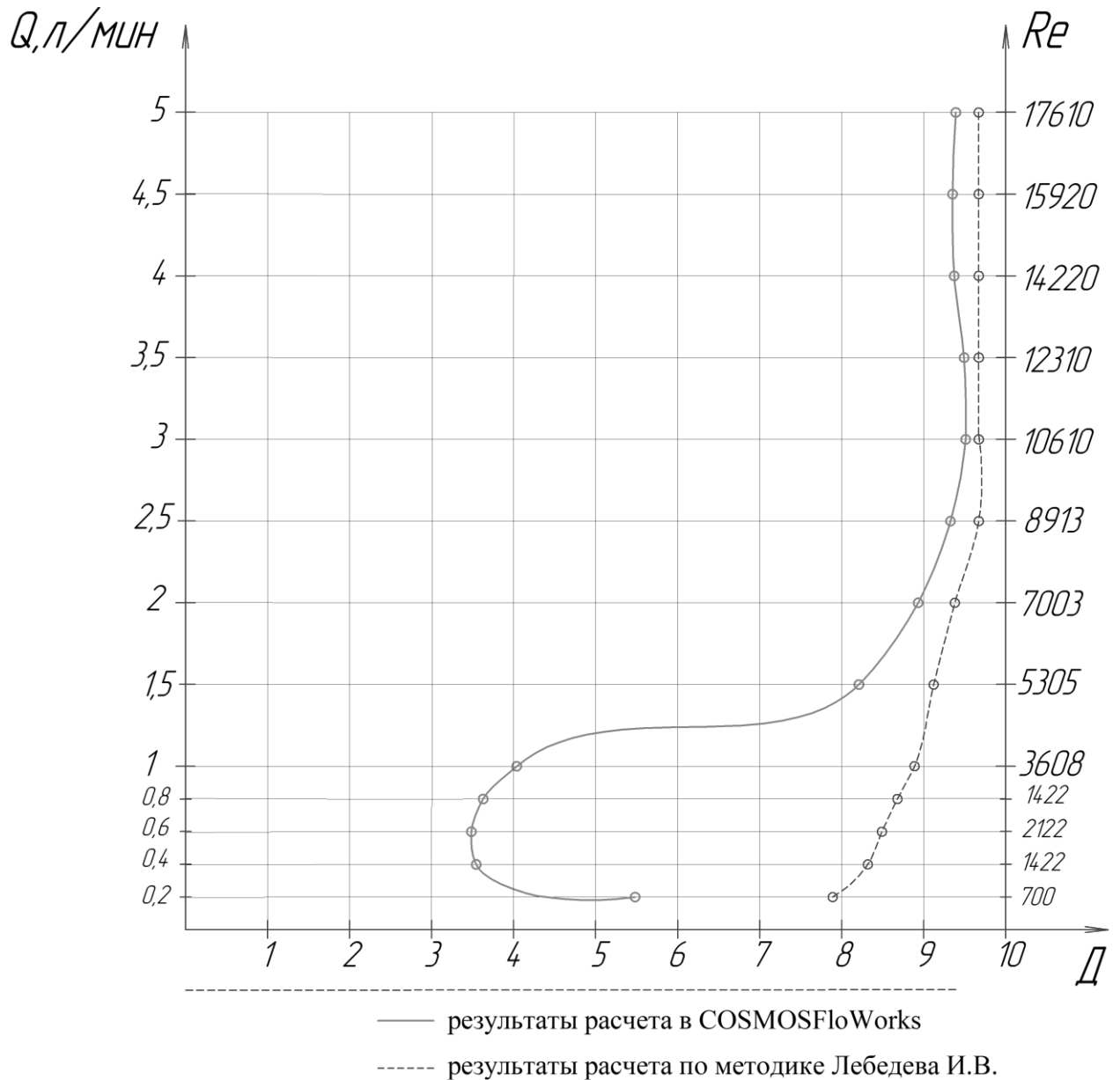


Рисунок 23– Сопоставление результатов расчета диодности по методике Лебедева и в COSMOSFloWorks

Сопоставляя результаты расчетов в COSMOSFloWorks по методике Лебедева, видно, что удовлетворительная сходимость наблюдается при условиях развитого турбулентного режима течения (при $Re > 10^4$). В условиях ламинарного режима течения и в зоне перемежаемости расхождения оказываются существенными. Так, например, при числе $Re = 3608$ диодность по Лебедеву $D \approx 9$, а

по результатам расчета в COSMOSFloWorks $D \approx 4$ (значения отличаются более, чем в 2 раза).

3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

3.1 Описание установки

Для того, чтобы проверить достоверность данных расчетов, был проведен эксперимент. Схема установки изображена на рисунке 22. Через диод с указанными выше геометрическими параметрами пропускали воду в прямом и обратном направлении при одинаковом расходе (от 0,2 до 1 л/мин). С помощью пьезометрической трубки, секундомера и мерной емкости измеряли давление перед входом в гидродиод и расход воды через него.

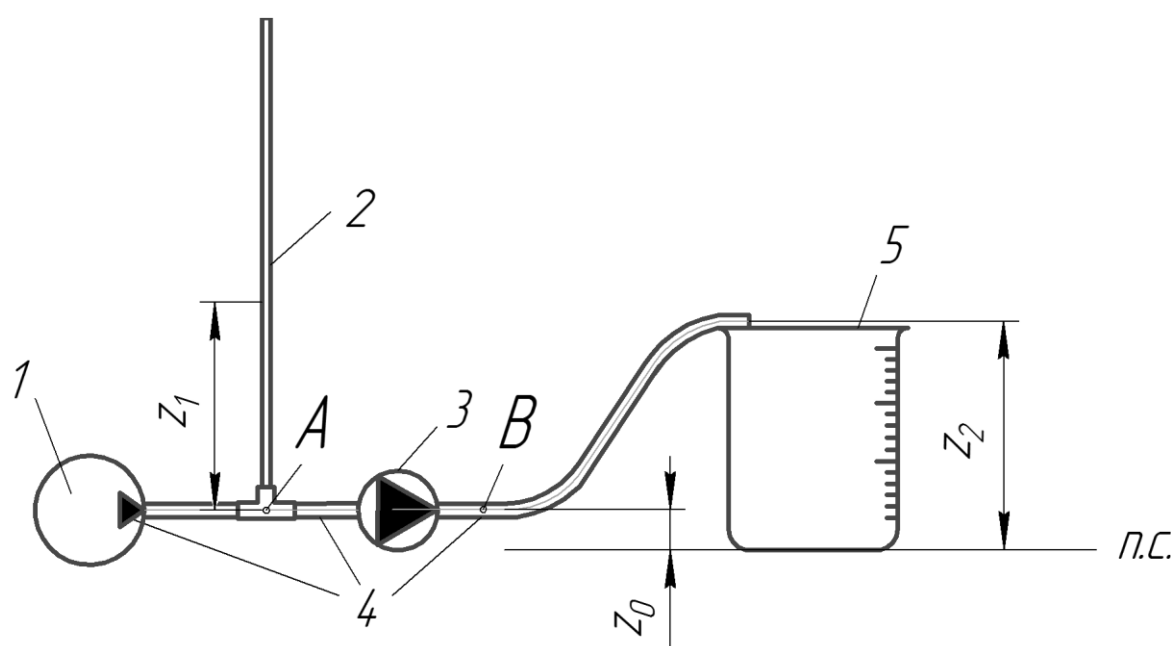


Рисунок 24– Схема установки: 1 – насос, 2 – пьезометрическая трубка, 3 – гидродиод, 4 – шланг, 5 – мерная емкость

3.2 Результаты эксперимента и их обработка

Произвели 18 замеров, результаты представлены в таблице 6 и 7.

Таблица 6 – Результаты эксперимента при пропускании жидкости в прямом направлении

V, м3	t, с	z, м	Δz , м	ΔP , Па	Q, м3/с	v, м/с	Q, л/мин
0,001	43	0,7	0,57	5586	0,00002326	0,822	1,395
0,001	46	0,62	0,49	4802	0,00002174	0,7682	1,304
0,001	50	0,56	0,43	4214	0,00002000	0,707	1,2
0,001	53	0,515	0,385	3773	0,00001887	0,667	1,132
0,001	55	0,495	0,365	3577	0,00001818	0,642	1,091
0,001	58	0,46	0,33	3234	0,00001724	0,609	1,034
0,001	61	0,43	0,3	2940	0,00001639	0,579	0,984
0,001	67	0,38	0,25	2450	0,00001493	0,527	0,895
0,001	74	0,34	0,21	2058	0,00001351	0,477	0,811
0,001	81	0,3	0,17	1666	0,00001235	0,436	0,741
0,001	96	0,26	0,13	1274	0,00001042	0,368	0,625
0,001	122	0,225	0,095	931	0,00000820	0,29	0,492
0,001	160	0,2	0,07	686	0,00000625	0,221	0,375
0,001	224	0,18	0,05	490	0,00000446	0,158	0,268
0,001	346	0,17	0,04	392	0,00000289	0,102	0,1738
0,001	290	0,17	0,04	392	0,00000345	0,122	0,207
0,001	314	0,16	0,03	294	0,00000318	0,112	0,191
0,001	460	0,15	0,02	196	0,00000217	0,077	0,13

Таблица 7 – Результаты эксперимента при пропускании жидкости в обратном направлении

V, м3	t, с	z, м	Δz , м	ΔP , Па	Q, м3/с	v, м/с	Q, л/мин
0,001	57	0,72	0,59	5782	0,00001754	0,62	1,053
0,001	56	0,76	0,63	6174	0,00001786	0,631	1,071
0,001	60	0,675	0,545	5341	0,00001667	0,589	1
0,001	63	0,64	0,51	4998	0,00001587	0,561	0,952
0,001	69	0,53	0,4	3920	0,00001449	0,512	0,869
0,001	74	0,49	0,36	3528	0,00001351	0,477	0,811
0,001	80	0,44	0,31	3038	0,00001250	0,442	0,75
0,001	87	0,39	0,26	2548	0,00001149	0,406	0,69
0,001	91	0,37	0,24	2352	0,00001099	0,388	0,659
0,001	97	0,34	0,21	2058	0,00001031	0,364	0,618
0,001	116	0,28	0,15	1470	0,00000862	0,305	0,517
0,001	134	0,245	0,115	1127	0,00000746	0,264	0,448
0,001	115	0,285	0,155	1519	0,00000870	0,307	0,522
0,001	164	0,215	0,085	833	0,00000610	0,215	0,366
0,001	219	0,175	0,045	441	0,00000457	0,161	0,274
0,001	311	0,16	0,03	294	0,00000322	0,114	0,193

Произвели выборку из полученных данных, для сопоставления результатов с результатами расчета по Лебедеву и в COSMOSFloWorks.

Для определения диодности воспользовались формулами (3.27)–(3.34).

Давления в сечениях А и В:

при прямом направлении течения:

$$P_A = P_{пр1} = P_{атм} + \rho g z_1; \quad (4.1)$$

$$P_B = P_{пр2} = P_{атм} + \rho g (z_2 - z_0). \quad (4.2)$$

При обратном направлении течения

$$P_B = P_{об2} = P_{атм} + \rho g z_1; \quad (4.3)$$

$$P_A = P_{об1} = P_{атм} + \rho g (z_2 - z_0) \quad (4.4)$$

В таблице 8 представлены результаты расчета диодности по данным эксперимента.

Таблица 8 – Результаты эксперимента

Расход на входе в камеру диода, л/мин	Число Рейнольдса	Д по результатам эксперимента
0,2	700	1,038
0,4	1422	1,286
0,6	2122	1,744
0,8	2822	1,854
1	3608	1,966

3.3 Сопоставление результатов расчетов с результатами эксперимента

Все результаты численно представлены в таблице 9 и более наглядно на графике (рисунок 23)

Таблица 9 –Результаты расчета по методике Лебедева и с помощью
COSMOSFloWorks

Расход на входе в камеру диода, л/мин	Число Рейнольдса	Д		
		По методике Лебедева И.В.	COSMOSFloWorks	Эксперимент
0,2	700	7,884	5,479	1,038
0,4	1422	8,317	3,543	1,286
0,6	2122	8,489	3,484	1,744
0,8	2822	8,678	3,628	1,854
1	3608	8,887	4,037	1,966
1,5	5305	9,119	8,208	–
2	7003	9,378	8,93	–
2,5	8913	9,67	9,324	–
3	10610	9,67	9,51	–
3,5	12310	9,67	9,49	–
4	14220	9,67	9,37	–
4,5	15920	9,67	9,35	–
5	17610	9,67	9,39	–

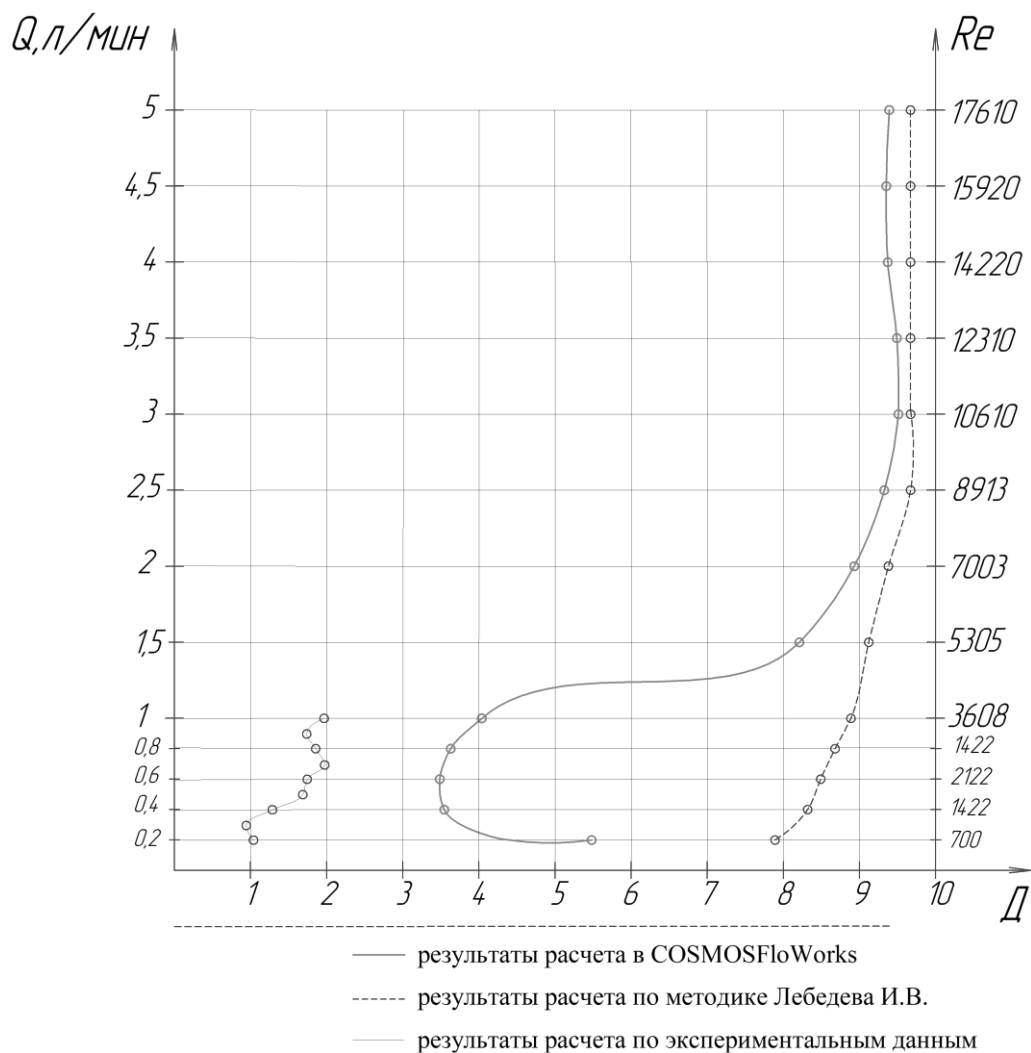


Рисунок 25–Сопоставление результатов расчетов диодности с результатами эксперимента

Из рисунка 25 видно, что экспериментальные точки расположены ближе к точкам, полученным с помощью расчета в COSMOSFloWorks. Несовпадение точек обусловлено большими утечками и погрешностями, так как эксперимент проводился не в лабораторных условиях. Поэтому можно сделать вывод, что расчет в данной программе является более достоверным, чем по методике Лебедева И.В, по крайней мере при малых числах Рейнольдса. А методику Лебедева для определения диодности возможно использовать лишь при числах $Re > (10...15) \times 10^3$, то есть в условиях развитого турбулентного режима движения жидкости.

4 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ВИХРЕВОМ ДИОДЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОСТИЖИМОЙ ВЕЛИЧИНЫ ДИОДНОСТИ

Так как изменение относительных размеров вихревой камеры влияет на качество диода, то целесообразно было проверить как влияют геометрические параметры на диодность. Для этого произвели расчет с помощью COSMOSFloWorks, варьируя одним из размеров вихревой камеры диода, пропуская жидкость с одним и тем же расходом $Q=1$ л/мин в двух направлениях. Для определения диодности воспользовались формулами (3.27)–(3.34).

Результаты и геометрические параметры представлены в таблице 10.

Таблица 10 – Геометрические параметры вихревых камер и результаты расчета диодности при данных значениях параметров

№	$D_k, \text{мм}$	$b, \text{мм}$	$d_{\text{тр}}, \text{мм}$	$H, \text{мм}$	\bar{D}	\bar{H}	\bar{b}	D
1	30	6	6	3,4	5	0,75	1	4,037
2	30	<u>4</u>	6	3,4	5	0,57	0,67	6,313
3	30	<u>8</u>	6	3,4	5	0,57	1,33	15,259
4	30	6	<u>4</u>	3,4	7,5	0,85	1,5	65,933
5	30	6	<u>8</u>	3,4	3,75	0,425	0,75	2,912
6	30	6	6	<u>2</u>	5	0,33	1	4,025
7	30	6	6	<u>5</u>	5	0,83	1	8,251
8	<u>20</u>	6	6	3,4	3,33	0,57	1	5,995
9	<u>35</u>	6	6	3,4	5,83	0,57	1	7,403

Из таблицы 10 видно, что при увеличении диаметра трубки $d_{\text{тр}}$ и уменьшении высоты вихревой камеры H диодность падает, при изменении других параметров и уменьшении $d_{\text{тр}}$ диодность увеличивается. Резкое увеличение диодности наблюдается при уменьшении диаметра трубки до 4 мм. По литературным данным [1] максимальное значение диодности по сопротивлению, полученное к тому времени, было равно 43. В нашем случае достигает 65.

Для того, чтобы убедиться в безошибочности результата, мы определили диодность при тех же относительных размерах вихревой камеры, том же числе Рейнольдса, при которых было достигнуто максимальное значение диодности, изменяя только расход жидкости через диод:

$$Re = 5411 = \text{const}$$

$$\bar{D} = 7,5 = \text{const}$$

$$\bar{H} = 0,85 = \text{const}$$

$$\bar{b} = 1,5 = \text{const}$$

Так как

$$Re = \frac{vd}{\nu}, \quad (6.1)$$

а

$$Q = \frac{\pi d^2}{4}, \quad (6.2)$$

то

$$Q = \frac{Re \cdot \pi d \nu}{4} \quad (6.3)$$

Таблица 11 – Результаты расчета диодности при одинаковых относительных размерах вихревой камеры

№	$D_k, \text{мм}$	$b, \text{мм}$	$d_{\text{тр}}, \text{мм}$	$H, \text{мм}$	$Q, \text{л/мин}$	D
1	15	3	2	1,7	0,51	19,251
2	20	4	2,67	2,27	0,681	24,335
3	30	6	4	3,4	1	65,933
4	45	9	6	5,1	1,53	45,2
5	60	12	8	6,8	2,04	59,068

Получили удовлетворительные результаты, полученные значения диодности соизмеримы с $D=65,933$.

С уменьшением геометрических размеров диодность падает, при увеличении размеров наблюдается «провал», а затем увеличение диодности. Данный

«провал» скорее всего обусловлен неустановившимся режимом течения жидкости, т.к. значение числа $Re=5411$ располагается вблизи от зоны перемежаемости. Полученные результаты дают основание полагать, что достижение большей диодности возможно.

Было установлено, что увеличение диодности положительно сказывается на работе поршневого насоса, поэтому целесообразно было провести расчет насоса с установкой диодов с диодностью 60 вместо тарельчатых клапанов .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численными и экспериментальными исследованиями течения жидкости в проточной части вихревого диода установлено, что, при числах Рейнольдса больше $(10...15) \cdot 10^4$, метод расчета по Лебедеву и метод, основанный на программном комплексе COSMOSFloWorks, дают близкие результаты. Принимая во внимание, что инженерный метод Лебедева является сравнительно несложным, можно сказать, что его применение, при числах Рейнольдса больше $(10...15) \cdot 10^4$, для расчета и проектирования вихревого гидродиода оправдано.

Для гидродиода с расходами жидкости от 0,5 до 2 л/мин, предпочтительными величинами безразмерных геометрических параметров являются следующие: относительный диаметр вихревой камеры $\bar{D} = 7,5$; относительная высота вихревой камеры $\bar{H} = 0,85$; относительная ширина тангенциального сопла $\bar{b} = 1,5$. При этих значениях диодность по сопротивлению превышает 60.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Анурьев, В.И. Справочник конструктора–машиностроителя: В 3 т. Т. 1/ В.И. Анурьев; под ред. И.Н. Жестковой. – 8–е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 2001. – 920с.
2. Башта, Т.М. Машиностроительная гидравлика/ Т.М. Башта. – М.: Машиностроение, 1971. – 672с.
3. Горшков, А.М. Насосы/ А.М. Горшков. – М., Л.,: Гос. энерг. изд–во, 1947. – 188с.
4. ГОСТ 12052–90. Насосы поршневые и плунжерные. Основные параметры и размеры. – М.: Издательство стандартов, 1990. – 4с.
5. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям/ И.Е. Идельчик; под ред. М.О. Штейнберга. – 3–е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1992. – 672с.
6. Лебедев, И.В. Элементы струйной автоматики / И.В. Лебедев, С.Л. Трескунов, В.С. Яковенко. – М.: Машиностроение, 1973. – 360с.
7. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 79с.
8. Макаров, Е.Г. Самоучитель Mathcad/ Е.Г. Макаров. – М.: Новый диск, 2008. – 293с.
9. Оверко В.М. Влияние количества гидравлически диодов в напорном трубопроводе на эффективность защиты водоотливных установок от гидравлических ударов / В.М. Оверко, В.П. Овсянников// Наукові праці ДонНТУ. Серія: "Гірниче-електромеханічна". – 2008. – Вып.16(142) – С 210–215.
10. Оверко В.М. Защита от гидравлических ударов водоотливных установок с погружными насосами / В.М. Оверко, В.П. Овсянников, А.Ф. Папаяни // Научно– технический сборник. «Разработка рудных месторождений». – 2006. – Вып.1 (90). – С 158–162.

11. Оверко В.М. Исследование гидравлического удара при пуске насоса водоотливной установки / В.М. Оверко, В.П. Овсянников// Наукові праці ДонНТУ. Серія: "Гірничо–електромеханічна". – 2009. – Вып.17(157) – С 219–227.
12. Оверко В.М. Оптимизация параметров гидродинамических процессов в напорных трубопроводах водоотливных установок, защищенных гидродиодами / В.М. Оверко, В.П. Овсянников// Наукові праці ДонНТУ. Серія: "Гірничо–електромеханічна". – 2010. – Вып.18(172) – С 226–233.
13. Оверко В.М. Повышение надежности водоотливных установок шахт в переходных режимах работы / В.М. Оверко, В.П. Овсянников// Наукові праці ДонНТУ. Серія: "Гірничо–електромеханічна". – 2010. – Вып.20(176) – С 85–91.
14. Оверко В.М. Управление динамическими процессами в напорных трубопроводах системой автоматизации шахтных водоотливных установок / В.М. Оверко, В.П. Овсянников// Наукові праці ДонНТУ. Серія: "Гірничо–електромеханічна". – 2011. – Вып.21(189) – С 145–151.
15. Панферов, А.И. Применение Mathcad в инженерных расчетах: учебное пособие/ А.И. Панферов, А.В. Лопарев, В.К. Пономарев. – СПб.: СПбГУАП, 2004. – 88с.
16. Пат. 2103568 Российская Федерация, МПК⁷ F15C1/16. Диод струйный / Сазонов Ю.А.; Заякин В.И.; Корбмахер Г.К.; Маракаев Т.А.; Ишмаков Р.Х. – № 95117376/06; заявл. 06.10.1995; опубл. 27.01.1998
17. Сергель, О.С. Прикладная гидрогазодинамика учебник для авиационных вузов/ О.С. Сергель. – М.: Машиностроение, 1981. – 374с.
18. Струйная пневмогидроавтоматика./ под ред. В.И. Чернышева.– М.:Мир, 1966 – 382с.
19. Технические средства автоматизации. Пневматическая ветвь: учебное пособие / М.М. Мордасов, Д.М., Мордасов, А.В. Трофимов, А.А. Чуриков. – Тамбов: Издво Тамб. гос. техн. ун–та, 2005. 168 с.
20. Устименко, Б.П. Турбулентная структура потока в циклонной камере/

- Б.П. Устименко, М.А. Бухман// Теплоэнергетика. – 1968. – №2. – с. 64–67.
21. Черкасский, В.М. Насосы, вентиляторы, компрессоры: учебник для теплоэнергетических специальностей вузов/ В.М. Черкасский. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 416с.
22. Чиняев, И.А. Поршневые кривошипные насосы / И.А. Чиняев. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1983. – 176 с.
23. Чиняев, И.А. Поршневые насосы / И.А. Чиняев. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1966. – 176 с.
24. Шваб, В.А. К вопросу обобщения полей скоростей турбулентного потока в циклонной камере/ В.А.Шваб// ИФЖ. – 1963. – т.VI. – №2. – с.102–109.
25. SolidWorks 2007/2008. Компьютерное моделирование в инженерной практике / А.А. Алямовский, А.А. Собачкин, Е.В. Одинцов, А.И. Харитонович, Н.Б. Пономарев. – СПб.: БХВ–Петербург, 2008. – 1040с.