

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Институт горного дела, геологии и геотехнологий

Кафедра «Горные машины и комплексы»

УТВЕРЖДАЮ  
Заведующий кафедрой  
А.С. Морин  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2022 г.

## ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

21.05.04 «Горное дело»  
(специальность)

21.05.04.09 «Горные машины и оборудование»  
(специальность)

### МОДЕРНИЗАЦИЯ СТЕНДА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТОВ МЕСТНЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИЙ.

### ЧАСТЬ 1. РАЗРАБОТКА ФАСОННОГО УЧАСТКА ТРУБОПРОВОДА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

тема

Научный руководитель	_____	доцент кафедры, канд. техн. наук	<u>И.С. Плотников</u>
	подпись, дата		
Выпускник	_____		<u>Афанасьев К.Д.</u>
	подпись, дата		
Консультанты:			
<u>Безопасность жизнедеятельности</u>	_____		<u>А.В. Галайко</u>
	подпись, дата		
<u>Экономическая часть</u>	_____		<u>Р.Р. Бурменко</u>
	подпись, дата		
<u>Нормоконтролер</u>	_____		<u>И.С. Плотников</u>
	подпись, дата		

Красноярск 2022

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Институт горного дела, геологии и геотехнологий

Кафедра «Горные машины и комплексы»

УТВЕРЖДАЮ  
Заведующий кафедрой  
А.С. Морин  
« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2022 г.

**ЗАДАНИЕ  
НА ВЫПУСКНУЮ КВАЛИФИКАЦИОННУЮ РАБОТУ  
в форме дипломной работы**

бакалаврской работы, дипломного проекта, дипломной работы, магистерской диссертации

Студенту \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ фамилия, имя, отчество

Группа \_\_\_\_\_ Направление (специальность) \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ номер

\_\_\_\_\_ код

\_\_\_\_\_ наименование

Тема выпускной квалификационной работы \_\_\_\_\_

Утверждена приказом по университету № \_\_\_\_\_ от \_\_\_\_\_

Руководитель ВКР \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ инициалы, фамилия, должность, ученое звание и место работы

Исходные данные для ВКР \_\_\_\_\_

Перечень разделов ВКР \_\_\_\_\_

Перечень графического материала \_\_\_\_\_

Руководитель ВКР \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ подпись

\_\_\_\_\_ инициалы и фамилия

Задание принял к исполнению \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ подпись, инициалы и фамилия студента

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

## Содержание

Введение.....	6
1 Жидкость и её основные свойства.....	8
1.1 Общие сведения о жидкости.....	8
1.2. Основные физические свойства жидкостей, единицы измерения.....	9
1.2.1. Единицы измерения.....	9
1.2.2. Плотность и удельный вес.....	10
1.2.3. Сжимаемость жидкости.....	11
1.2.4. Вязкость жидкости.....	13
1.3. Особые состояния жидкости.....	16
1.3.1. Растворение газов в жидкости.....	16
2 Гидростатика.....	18
2.1 Общие понятия о гидростатике.....	18
2.2 Силы, действующие на жидкость, давление в жидкости.....	18
2.3 Свойства гидростатического давления.....	20
2.4 Уравнение поверхности равного давления.....	21
2.5 Основное уравнение гидростатики.....	21
3 Кинематика и динамика жидкости.....	24
3.1 Основные понятия.....	24
3.2 Расход. Уравнение расхода.....	28
3.3 Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости.....	29
3.4 Уравнение Бернулли для потока реальной (вязкой) жидкости.....	34
4 Гидродинамическое подобие и режимы течения жидкости в трубах....	37
4.1 Основы гидродинамического подобия.....	37
4.2 Режимы течения жидкости в трубах.....	39
4.3 Кавитация.....	43
4.4 Ламинарное течение.....	49
4.4.1 Теория ламинарного течения в круглых трубах.....	49
4.4.2 Начальный участок ламинарного течения.....	51
4.4.3 Особые случаи ламинарного течения.....	53
4.5 Турбулентное течение.....	57
4.5.1 Основные сведения.....	57
4.5.2 Турбулентное течение в шероховатых и некруглых трубах.....	63
5 Местные гидравлические сопротивления.....	70
5.1 Общие сведения о местных сопротивлениях.....	70
5.2 Внезапное расширение русла.....	70
5.3 Постепенное расширение русла.....	73
5.4 Сужение русла.....	74
5.5 Поворот русла.....	76
6 Истечение жидкости через отверстия и насадки.....	78
6.1 Истечение через малые отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре.....	78
6.2 Истечение при несовершенном сжатии.....	81

6.3 Истечение под уровень.....	82
6.4 Истечение через насадки при постоянном напоре.....	83
6.5 Истечение через отверстия и насадки при переменном напоре (опорожнение сосудов).....	87
7 Разработка фасонного участка трубопровода для проведения экспериментальных исследований.....	89
7.1 Теоретические сведения.....	89
7.2 Разработанная опытная установка.....	94
7.3 Рекомендации по выполнению опытов.....	96
7.4 Обработка опытных данных.....	98
7.5 Вопросы для самопроверки.....	99
7.6 Результаты эксперимента.....	100
8 Экономическая часть.....	101
8.1 Организация работы по модернизации лабораторного стенда.....	101
8.2 Планирование работ по модернизации стенда.....	103
8.3 Расчет затрат на изготовление стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений.....	106
9 Безопасность жизнедеятельности.....	109
9.1 Общие требования охраны труда.....	110
9.2 Требования охраны труда перед началом работы.....	111
9.3 Основные требования охраны труда к эксплуатации.....	111
9.4 Требования охраны труда в аварийных ситуациях.....	112
9.5 Требования охраны труда по окончании работы.....	113
Заключение.....	114
Список использованных источников.....	116

## **Введение**

Гидравлика (техническая механика жидкости) является одной из технических наук, составляющих фундамент инженерных знаний. Практическое значение гидравлики возрастает в связи с потребностями современной техники в создании высокопроизводительных средств механизации и автоматизации на основе гидропривода, в решении вопросов проектирования разнообразных гидротехнических сооружений и т.д.

Одна из основных проблем гидравлики - правильное определение суммарных потерь напора, которые складываются из потерь по длине и местных потерь.

Местными гидравлическими сопротивлениями называются короткие участки трубопроводов или каналов, в которых происходит изменение скоростей по величине или направлению, или по величине и по направлению одновременно.

Потери напора (энергии) в местных гидравлических сопротивлениях называются местными потерями и обусловлены так же, как и потери по длине, работой сил трения. Местные сопротивления представляют собой участки трубопровода, где происходит резкое изменение движения жидкости и силы трения распределяются в потоке, проходящем через местное сопротивление, весьма неравномерно. Поскольку протяженность местного сопротивления, как правило, весьма мала по сравнению с общей длиной трубопровода, потери напора на преодоление самих сил трения в местном сопротивлении невелики, однако обусловленные трением особенности структуры потока приводит к большим потерям в местных сопротивлениях. Протекая через местное сопротивление, поток деформируется, возникают пульсации скоростей и давлений, образуются вихревые зоны с обратными течениями вследствие отрыва потока от стенок трубопровода. На эти процессы смещения и вихреобразования тратится часть полной энергии потока, которая превращается в тепло и рассеивается в окружающее пространство.

Целью настоящей работы является модернизация стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений, необходимого для выполнения исследовательских работ в зависимости от их вида. Так же разработать методику выполнения и методические обеспечения для выполнения лабораторной работы студентами.

## **1. Жидкость и её основные свойства**

### **1.1. Общие сведения о жидкости**

Жидкость – физическое тело, обладающее свойством текучести и почти полным отсутствием сопротивления разрыва [1].

Текучесть жидкости – это отсутствие собственной формы, т.е. способность жидкости принимать форму сосуда, в который она помещена [1].

Жидкости в гидромеханике делят на два вида: капельные и газообразные. К капельным жидкостям относятся вода, нефть, бензин, ртуть, спирт, масло и др.

Эти жидкости в малых объемах принимают форму капли, а в больших для них характерно наличие поверхности раздела с газом – свободной поверхности [1].

Капельные жидкости характеризуются:

- большим сопротивлением сжатию (практически несжимаемы);
- малым сопротивлением растягивающим и касательным усилиям (незначительные силы сцепления и трения между частицами жидкости);
- незначительной температурной расширяемостью;
- наличием свободной поверхности – поверхности раздела между газообразной средой и жидкостью.

Газообразные жидкости – это легко сжимаемые газы (воздух, азот, кислород и др.) [1].

В дальнейшем под термином «жидкость» будем понимать только капельную жидкость [1].

Существуют два понятия: реальная жидкость и идеальная жидкость [1].



Реальная жидкость – это жидкость, существующая в природе [1].

Идеальная жидкость – это несжимающаяся, нерасширяющаяся, обладающая абсолютной подвижностью частиц, отсутствием сил внутреннего трения [1].

Это понятие введено для облегчения решения задач гидромеханики [1].

## 1.2. Основные физические свойства жидкостей, единицы измерения

### 1.2.1. Единицы измерения

Используются различные системы измерения физических величин: СИ (международная), СГС (физическая) и МКГСС (техническая) [1].

В таблице 1 приведены основные величины и их единицы измерения.

Таблица 1 – Основные величины и их единицы измерения

Наименование величины	СИ	СГС	МКГСС
Длина	м	см	м
Масса	кг	г	кгс с <sup>2</sup> /м
Время	с	с	с
Плотность	кг/м <sup>3</sup>	г/см <sup>3</sup>	кгс с <sup>2</sup> /м <sup>4</sup>
Сила	Н (ньютон)	дин (дина)	кгс
Удельный вес	Н/м <sup>3</sup>	дин/см <sup>3</sup>	кгс/м <sup>3</sup>
Работа, энергия	Дж (джоуль)	эрг	кгс м
Мощность	Вт (ватт)	эрг/с	кгс·м/с
Давление	Па = Н/м <sup>2</sup> (паскаль)	дин/см <sup>2</sup>	кгс/м <sup>2</sup>
Динамический коэффициент вязкости	Н·с/м <sup>2</sup>	П=дин·с/см <sup>2</sup> (пуаз)	кгс·с/м <sup>2</sup>
Кинематический коэффициент вязкости	м <sup>2</sup> /с	Ст=см <sup>2</sup> /с (стокс)	м <sup>2</sup> /с

## 1.2.2. Плотность и удельный вес

Основными физическими свойствами жидкостей являются: плотность, удельный вес, сжимаемость, вязкость. А для жидкостей, применяемых в гидроприводах, еще и смазывающая способность, физическая, механическая, химическая стабильность [1].

Распределение жидкости по объему характеризуется плотностью и удельным весом [1].

Плотность жидкости  $\rho$  – это отношение массы однородной жидкости к ее объему [1]:

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (1)$$

где  $m$  – масса жидкости;  $V$  – объем жидкости.

Понятие относительной плотности широко используется в гидравлике [1].

Относительной плотностью жидкости  $\rho_0$  называется отношение плотности жидкости к плотности воды  $\rho_B$ , взятой при  $t = 3,98^\circ\text{C}$ , т.е. [1]:

$$\rho_0 = \frac{\rho}{\rho_B} \quad (2)$$

Относительная плотность – величина безразмерная.

Удельный вес жидкости  $\gamma$  – это отношение веса жидкости  $G$  к ее объему [1]:

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (3)$$

Между удельным весом и плотностью существует следующая связь: т.к. согласно закону Ньютона масса и вес связаны соотношением  $G = mg$ , где  $g$  – ускорение свободного падения, то [1]:

$$\gamma = \frac{G}{V} = \frac{mg}{V} = \rho g \quad (4)$$

Относительный удельный вес жидкости  $\gamma_0$  при определенной температуре этой жидкости можно найти из равенства [1]:

$$\gamma_0 = \frac{\gamma_t}{\gamma_v}, \quad (5)$$

где  $\gamma_t$  – удельный вес жидкости, взятый при определенной температуре;  $\gamma_v$  – удельный вес воды, взятый при  $t = 3,98^\circ\text{C}$ .

Плотность, так же, как и удельный вес, зависит от давления и температуры. Плотность и удельный вес жидкостей уменьшаются с повышением температуры и уменьшением давления. Вода в диапазоне от 0 до  $3,98^\circ\text{C}$  представляет исключение: при  $t = 3,98^\circ\text{C}$  вода характеризуется наибольшими значениями  $\rho$  и  $\gamma$  [1].

Следующее свойство: удельный объем.

Удельный объем – это величина, обратная плотности [1]:

$$v = \frac{1}{\rho} = \frac{V}{m} \quad (6)$$

### 1.2.3. Сжимаемость жидкости

Сжимаемость жидкости – это свойство жидкости изменять свой объем (плотность) при изменении давления и температуры [2].

Величина сжатия, зависящая от давления, характеризуется коэффициентом объемного сжатия  $\beta_v$  ( $\beta_p$ ) [2].

Коэффициент объемного сжатия показывает относительное изменение объема жидкости, приходящееся на единицу изменения давления [2]:

$$\beta_v = -\frac{\Delta V}{V_0} \cdot \frac{1}{\Delta p}, \quad (7)$$

где  $V_0$  – начальный объем жидкости (при начальном давлении  $p_0$ );

$\Delta V = V_p - V_0$  – изменение объема жидкости при изменении давления на величину  $\Delta p = p - p_0$ .

Знак «–» в формуле обусловлен тем, что положительному приращению давления соответствует отрицательное приращение (уменьшение) объема [2].

Единицы измерения  $\beta_v$ : СИ – м<sup>2</sup>/Н, СГС – см<sup>2</sup>/дин, МКГСС – м<sup>2</sup>/кгс.

Например, для минеральных масел, применяемых в гидроприводах, значения  $\beta_v$  (при  $t = 20$  °С) равны:  $\beta_v = 60,4 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/Н при 7 МПа,  $\beta_v = 44 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/Н при 70 МПа. Величина  $\beta_v$  весьма мала [4]. В практических задачах изменением объема (плотности) при изменении давления пренебрегают. Однако обязательно учитывают при гидроударе, колебаниях жидкости [2].

Следующим параметром, характеризующим сжимаемость, является объемный модуль упругости [2].

Объемный модуль упругости  $E$  – это величина обратная коэффициенту объемного сжатия жидкости [2]:

$$E = \frac{1}{\beta_v} \quad (8)$$

Единицы измерения  $E$ : в системе СИ – Н/м<sup>2</sup>, СГС – дин/см<sup>2</sup>, МКГСС – кгс/м<sup>2</sup>.

Значения  $\beta_v$  и  $E$  зависят от давления и температуры, т.е.  $\beta_v = f(p, t)$ ,  $E = f(p, t)$ . Обычно с ростом давления значение  $E$  увеличивается, а с ростом температуры значение  $E$  уменьшается [2].

Различают адиабатический и изотермический модули объемной упругости жидкости. Адиабатический модуль упругости по величине больше изотермического и применяется при исследовании быстро – протекающих (динамических) процессов, т.е. когда отсутствует теплообмен из-за инерционности тепловых свойств жидкости [3]. Изотермический модуль

упругости является статическим показателем и используется при изучении статических и динамических низкочастотных процессов, когда температура жидкости очень медленно изменяется при медленном сжатии жидкости или остается постоянной:  $E_{ад} \cong 1,5E_{из}$  [4].

Модуль упругости минеральных масел, применяемых в гидроприводах, находится в пределах 1350...1750 МПа, а воды  $\sim 2000$  Мпа [4].

Следующий коэффициент, который рассмотрим, называется коэффициентом температурного расширения. Коэффициент температурного расширения показывает относительное изменение объема жидкости, приходящееся на единицу изменения температуры [4]:

$$\beta_t = \frac{\Delta V}{V_0} \cdot \frac{1}{\Delta t}, \quad (9)$$

где  $\Delta V = V_t - V_0$  – изменение объема жидкости, вызванное изменением температуры на величину  $\Delta t = t - t_0$ .

Объем жидкости при нагревании до температуры  $t$  вычисляется по формуле [4]:

$$V_t = V_0(1 + \beta_t \Delta t) = V_0[1 + \beta_t(t - t_0)] \quad (10)$$

Для минеральных масел, применяемых в гидроприводах,  $\beta_t \approx 0,00006...0,00085$  1/°C [4].

Коэффициенты температурного расширения для жидкостей значительно выше их коэффициентов объемного сжатия, тем не менее, они также очень малы. Поэтому на практике для большинства инженерных расчетов их не учитывают [6].

#### **1.2.4. Вязкость жидкости**

Вязкость – это свойство реальной жидкости оказывать сопротивление относительному перемещению (сдвигу) отдельных частиц или слоев

жидкости при приложении внешних сил. Вязкость проявляется лишь при течении жидкости [5].

При течении вязкой жидкости происходит проскальзывание между слоями жидкости, которое сопровождается возникновением касательных напряжений (напряжений трения) [5].

Удельная сила трения – это сила внутреннего трения между слоями жидкости, приходящаяся на единицу поверхности [5].

Согласно гипотезе, высказанной И. Ньютоном в 1686 году и экспериментально обоснованной проф. Н.П. Петровым в 1883 году, удельная сила трения (касательные напряжения в жидкости  $\tau$ ) прямо пропорциональна поперечному градиенту скорости и зависит от рода жидкости [5].

Таким образом,  $\tau$  определяется по формуле (закон вязкого трения Ньютона) [5]:

$$\tau = \mu \frac{\Delta V}{\Delta y}, \quad (11)$$

где  $\mu$  – динамический коэффициент вязкости;  $\Delta V / \Delta y$  – поперечный градиент скорости. Градиент скорости характеризует изменение скорости, приходящееся на единицу длины между слоями в направлении оси  $y$ .

Градиент скорости показывает интенсивность сдвига слоев жидкости в данной точке [6].

Сила трения между слоями жидкости определяется по формуле [6]:

$$T = S\tau = S\mu \frac{\Delta V}{\Delta y}, \quad (12)$$

где  $S$  – площадь соприкасающихся слоев.

Единицы измерения  $\mu$ : СИ – Н·с/м<sup>2</sup>, СГС – П = дин·с/см<sup>2</sup>, МКГСС – кг·с/м<sup>2</sup>. На практике наиболее часто пользуются не динамическим

коэффициентом вязкости, а его отношением к плотности жидкости, называемым кинематическим коэффициентом вязкости [6].

Кинематический коэффициент вязкости  $\nu$  – это отношение динамического коэффициента вязкости к плотности жидкости [6]:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (13)$$

Единицы измерения кинематического коэффициента вязкости  $\nu$ : СИ –  $\text{м}^2/\text{с}$ , СГС –  $\text{см}^2/\text{с} = 1 \text{ Ст}$  (стокс) [6].

Стокс – большая величина. На практике пользуются сотыми долями – сантистоксами:  $1 \text{ сСт} = 10^{-2} \text{ Ст}$  [6].

Значения вязкости приводятся в таблицах при определенной температуре жидкости (обычно при  $+ 50 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Вязкость капельных жидкостей зависит от рода жидкости, давления и температуры. От температуры вязкость зависит в сильной степени: при увеличении температуры вязкость уменьшается [7].

Зависимость вязкости от давления существенно проявляется лишь при относительно больших изменениях давления: вязкость увеличивается с ростом давления [7].

Индекс вязкости характеризует степень постоянства вязкости жидкости при изменении температуры. Чем выше индекс вязкости, тем более пологой является кривая зависимости вязкости от температуры. Наилучшей жидкостью является жидкость со стабильной вязкостью во всем интервале рабочих температур [7].

Индекс вязкости (ИВ) определяют, сравнивая кривую  $\nu = \nu(t)$  исследуемого масла с кривыми  $(t) \nu_1 = \nu_1$ ,  $(t) \nu_2 = \nu_2$  двух эталонных масел с одинаковой вязкостью  $\nu_{100}$  при  $t = 100^\circ\text{C}$ . Первое из этих масел имеет пологую характеристику и условно имеет  $\text{ИВ} = 100$ , а второе имеет крутую характеристику и условно имеет  $\text{ИВ} = 0$ . Обычно для промышленных масел

ИВ = 70...100, для загущенных ИВ = 120...180. Практически ИВ определяют по номограммам [7].

Вязкость жидкостей измеряют опытным путем при помощи вискозиметров. Наиболее распространенным является вискозиметр Энглера, который представляет цилиндрический сосуд  $\varnothing$  106 мм с короткой трубкой  $\varnothing$  2,8 мм, встроенной в дно [7].

Для пересчета градусов Энглера в стоксы в случае минеральных масел применяют формулу Уббелюде [7]:

$$v = \left( 0,0731^{\circ\text{E}} - \frac{0,0631}{^{\circ\text{E}}} \right) \frac{\text{см}^2}{\text{с}} \quad (14)$$

### **1.3. Особые состояния жидкости**

#### **1.3.1. Растворение газов в жидкости**

Все жидкости, в том числе и рабочие жидкости гидросистем обладают способностью растворять газ, а при определенных условиях выделять его в виде пузырьков [8].

Относительное количество газа, которое может раствориться в жидкости до ее насыщения, по закону Генри прямо пропорционально давлению на поверхности раздела, т.е. [8]:

$$\frac{V_{\text{г}}}{V_{\text{ж}}} = k \frac{p}{p_0}, \quad (15)$$

где  $V_{\text{г}}$  – объем растворенного газа, приведенный к нормальным условиям  $p_0$ ,  $T_0$ ;  $V_{\text{ж}}$  – объем жидкости;  $p$  – давление;  $k$  – коэффициент растворимости.

Для воды коэффициент растворимости воздуха  $k = 0,016$ , для керосина  $k = 0,127$ , для минеральных масел  $k = 0,07...0,11$  [8].

Наличие газа в жидкости ухудшает или полностью исключает нормальную работу гидропривода, в частности, нарушается плавность



движения приводимых узлов, понижается производительность насосов, появляется запаздывание действия гидропривода и др. [8]

## **2 Гидростатика**

### **2.1 Общие понятия о гидростатике**

Гидростатика – это раздел гидравлики, в котором изучаются законы равновесия жидкостей и их практические приложения (взаимодействие этой жидкости с ограничивающими ее поверхностями, равновесие твердых тел полностью или частично погруженных в жидкость) [9].

Когда жидкость находится в равновесии, т.е. в состоянии покоя, то она характеризуется свойствами, очень близкими к свойствам идеальной жидкости [9].

Все задачи гидростатики, рассматриваемые с использованием понятия об идеальной жидкости, решаются с большой точностью [9].

### **2.2 Силы, действующие на жидкость, давление в жидкости**

Вследствие текучести жидкости (подвижности ее частиц), в ней не могут действовать сосредоточенные силы, а возможно лишь действие сил непрерывно распределенных по ее объему (массе) или по поверхности [9].

Жидкость, находящаяся в покое, подвергается действию внешних сил двух категорий: массовых сил и поверхностных сил. Массовые силы пропорциональны массе жидкости (а для однородных жидкостей и ее объему). Это силы тяжести и силы инерции [9].

Поверхностные силы – это силы, действующие на поверхности объемов жидкости. Эти силы обусловлены непосредственным воздействием соседних объемов жидкости на данный объем или же воздействием других тел, соприкасающихся с данной жидкостью. Например, давление атмосферы на поверхность жидкости в открытом сосуде [10].

Как массовые, так и поверхностные силы обычно рассматривают в виде единичных сил. Массовые силы относят к единице массы, а поверхностные – к единице площади [10].

Так как массовая сила равна произведению массы на ускорение, то единичная массовая сила численно равна соответствующему ускорению [9].

Например, сила тяжести равна  $G = mg$ , единичная массовая сила равна [10]:

$$m_g = \frac{G}{m} = \frac{mg}{m} = g \quad (16)$$

Выполним рисунок, который поможет разобраться в том, что такое гидростатическое давление.

Рассмотрим некоторый объем покоящейся жидкости, находящейся в сосуде произвольной формы. Мысленно разделим этот объем на две части произвольной плоскостью  $OO$  и уберем I часть. Для сохранения равновесия II части к ней необходимо приложить силу  $R$ , действующую в общем случае на поверхность площадью  $S$  под некоторым углом к ней. Силу  $R$  можно разложить на нормальную  $F$  и тангенциальную  $T$  составляющие силы.

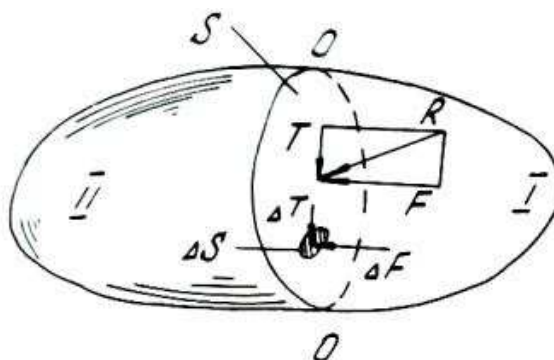


Рисунок 1 - Схема определения гидростатического давления

Нормальная составляющая – сила  $F$  – называется силой давления. Отношение силы давления к площади обозначается  $p$  и называется средним гидромеханическим давлением, или давлением, т.е. [10].

$$p_{cp} = \frac{F}{S} \quad (17)$$

Давление в данной точке равно пределу отношения  $\frac{\Delta F}{\Delta S}$  при  $\Delta S \rightarrow 0$  и обозначается  $p$ , т.е. [10].

$$p = \lim \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad (18)$$

Касательные напряжения в жидкости, т.е. напряжения силы трения обозначаются  $\tau$  и определяются по формулам [10]:

$$\tau_{\text{ср}} = \frac{T}{S} \quad (19)$$

$$\tau = \lim \frac{\Delta T}{\Delta S} \quad (20)$$

Когда жидкость находится в покое, то касательные напряжения отсутствуют и имеет место только гидромеханическое давление, которое называется гидростатическим давлением [10].

### 2.3 Свойства гидростатического давления

Свойство 1. Гидростатическое давление всегда направлено по внутренней нормали к площадке, на которую оно действует. Это следует из определения гидростатического давления, как единичной поверхностной силы давления [11].

Свойство 2. В любой точке жидкости гидростатическое давление по всем направлениям одинаково, оно не зависит от ориентации площадки, на которую действует [11].

Для доказательства этого свойства выделим в неподвижной жидкости некоторый элементарный объем в форме тетраэдра с ребрами  $d_x$ ,  $d_y$ ,  $d_z$  (рис. 2). Три грани тетраэдра лежат в координатных плоскостях, а наклонная грань является замыкающей. Обозначим через  $p_x$  гидростатическое давление, действующее на грань, нормальную к оси  $x$ , аналогично обозначим давления  $p_y$ ,  $p_z$ . Гидростатическое давление, действующее на наклонную грань, обозначим  $p_n$ , а площадь этой грани через  $S_n$  [11].

Помимо поверхностных сил на выделенный объем жидкости действует массовая сила. Проекции единичной массовой силы (т.е. ускорений) на оси координат обозначим  $g_x$ ,  $g_y$ ,  $g_z$ .

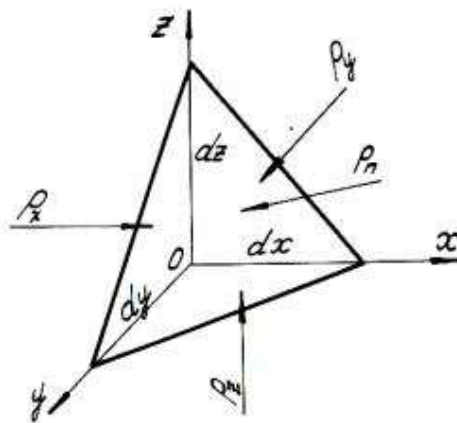


Рисунок 2 - Схема, иллюстрирующая свойства гидростатического давления

## 2.4 Уравнение поверхности равного давления

Поверхность равного давления – это поверхность, во всех точках которой давления равны, т.е. если  $p = \text{const}$ , то  $dp = 0$  [11].

Уравнение поверхности равного давления имеет вид [11]:

$$g_x dx + g_y dy + g_z dz = 0 \quad (21)$$

Частным случаем такой поверхности является свободная поверхность – поверхность раздела жидкости и газообразной среды [11].

## 2.5 Основное уравнение гидростатики

Выведем основное уравнение гидростатики, используя приведенное дифференциальное уравнение равновесия жидкости, рассмотрим частный случай равновесия, когда жидкость находится под действием только сил тяжести [12].

В прямоугольной системе координат рассмотрим объем жидкости в виде параллелепипеда (рис.3). На свободную поверхность действует внешнее давление  $p_0$ . На каком-то расстоянии  $z$  от основания рассмотрим сечение параллелепипеда плоскостью, параллельной основанию. В центре сечения

возьмем точку  $A$  и давление, которое действует в этой точке, обозначим  $p$  [12].

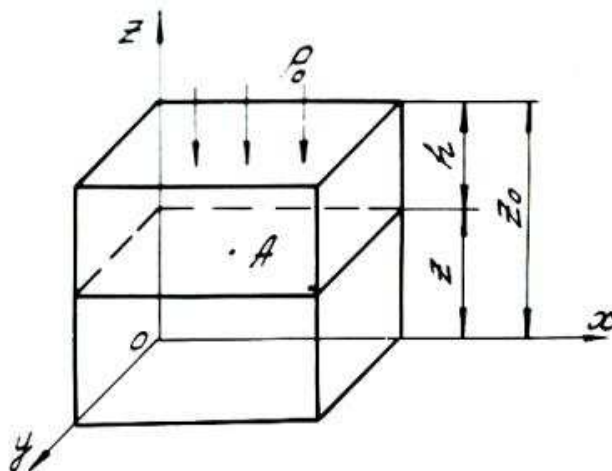


Рисунок 3 - Схема к выводу основного уравнения гидростатики

Жидкость в неподвижном сосуде находится в поле действия сил тяжести. Аналитически это будет выглядеть таким образом [12]:

$$g_x = 0; g_y = 0; g_z = 0$$

где  $g_x, g_y, g_z$  – проекции ускорений на оси координат;  $g$  – ускорение свободного падения. Подставим значения ускорений в дифференциальное уравнение жидкости, получим [12]:

$$d_p = -\rho g dz \quad (22)$$

Проинтегрируем полученное выражение, получим [12]:

$$p = -\rho g z + c, \quad (23)$$

где  $c$  – постоянная интегрирования.

Постоянную интегрирования найдем из условия, записанного для свободной поверхности, т.е. при  $z_0 = z; p_0 = p$ :

$$p_0 = -\rho g z_0 + c \quad (24)$$

отсюда

$$c = p_0 + \rho g z_0 \quad (25)$$

Преобразуем уравнения

$$p = -\rho g z + p_0 + \rho g z \quad (26)$$

После преобразований получим

$$z + \frac{p}{\rho g} = z_0 + \frac{p_0}{\rho g} = \text{const} \quad (27)$$

Сумма  $z + \frac{p}{\rho g}$  называется гидростатическим напором.

Координата  $z$  – геометрический напор (геометрическая высота).

Величина  $\frac{p}{\rho g} = \frac{p}{\gamma}$  – пьезометрический напор (пьезометрическая высота).

Как видно из уравнения, гидростатический напор есть величина постоянная для всего объема неподвижной жидкости. Получим основное уравнение гидростатики [12]:

$$p = p_0 + \rho g h \quad (28)$$

Таким образом, давление в точке покоящейся жидкости зависит от плотности жидкости  $\rho$ , расстояния точки от свободной поверхности  $h$  и давления  $p_0$ , действующего на свободную поверхность жидкости [12].

## **3 Кинематика и динамика жидкости**

### **3.1 Основные понятия**

Кинематика жидкости существенно отличается от кинематики твердого тела. Если отдельные частицы абсолютно твердого тела жестко связаны между собой, то в движущейся жидкой среде такие связи отсутствуют; эта среда состоит из множества частиц, движущихся одна относительно другой [13].

Скорость в данной точке пространства, занятого движущейся жидкостью, является функцией координат этой точки, а иногда и времени. Таким образом, задачей кинематики жидкости является определение скорости в любой точке жидкой среды, т. е. нахождение поля скоростей [13].

Сначала рассмотрим движение так называемой идеальной жидкости, т. е. такой воображаемой жидкости, которая совершенно лишена вязкости, а затем перейдем к изучению реальных потоков. В такой невязкой жидкости, так же как и в неподвижных реальных жидкостях, возможен лишь один вид напряжений — нормальные напряжения сжатия, т. е. гидромеханическое давление, или просто давление [13].

Давление в движущейся идеальной жидкости обладает теми же свойствами, что и в неподвижной жидкости, т. е. на внешней поверхности жидкости оно направлено по внутренней нормали, а в любой точке внутри жидкости — по всем направлениям одинаково [14].

Течение жидкости может быть установившимся (стационарным) или неустановившимся (нестационарным) [14].

Установившимся называется течение жидкости, неизменное по времени, при котором давление и скорость являются функциями только координат, но не зависят от времени. Давление и скорость могут изменяться при перемещении частицы жидкости из одного положения в другое, но в



данной неподвижной относительно русла точке давление и скорость при установившемся движении не изменяются по времени, т. е. [14]

$$p = f_1(x, y, z) \quad \bar{v} = f_2(x, y, z)$$

$$dp/dt = 0 \quad dv_x/dt = 0 \quad dv_y/dt = 0 \quad dv_z/dt = 0,$$

где индексы у скорости означают ее проекции на соответствующие оси, жестко связанные с руслом.

В частном случае установившееся течение может быть равномерным, когда скорость каждой частицы не изменяется с изменением ее координат, и поле скоростей остается неизменным вдоль потока [14].

Неустановившимся называется течение жидкости, все характеристики которого (или некоторые из них) изменяются по времени в точках рассматриваемого пространства [14].

В общем случае неустановившегося течения давление и скорость зависят как от координат, так и от времени [14]:

$$p = F_1(x, y, z, t)$$

$$\bar{v} = F_2(x, y, z, t)$$

Примерами неустановившегося течения жидкости могут служить быстрое опорожнение сосуда через отверстие в дне или движение во всасывающей или напорной трубе поршневого насоса, поршень которого совершает возвратно-поступательное движение. Примером установившегося течения может служить истечение жидкости из сосуда, в котором поддерживается постоянный уровень, или движение жидкости в трубопроводе, создаваемое центробежным насосом с постоянной частотой вращения вала [14].

Исследование установившихся течений гораздо проще, чем неустановившихся. В дальнейшем будем рассматривать, главным образом,

установившиеся течения и лишь некоторые частные случаи неустановившегося, течения [15].

Траектории частиц жидкости при установившемся течении являются неизменными по времени [15].

При неустановившемся течении траектории различных частиц, проходящих через данную точку пространства, могут иметь разную форму. Поэтому для рассмотрения картины течения, возникающей в каждый данный момент времени, вводится понятие линии тока [15].

Линией тока называется кривая, в каждой точке которой вектор скорости в данный момент времени направлен по касательной (рис.4) [10].

Очевидно, что в условиях установившегося течения линия тока совпадает с траекторией частицы и не изменяет своей формы с течением времени [10].

Если в движущейся жидкости взять бесконечно малый замкнутый контур и через все его точки провести линии тока, то образуется трубчатая поверхность, называемая трубкой тока. Часть потока, заключенная внутри трубки тока, называется элементарной струйкой (рис.5). При стремлении поперечных размеров струйки к нулю она в пределе стягивается в линию тока [14].

В любой точке трубки тока, т. е. боковой поверхности струйки, векторы скорости направлены по касательной, а нормальные к этой поверхности составляющие скорости отсутствуют, следовательно, при установившемся движении ни одна частица жидкости ни в одной точке трубки тока не может проникнуть внутрь струйки или выйти наружу. Трубка тока, таким образом, является как бы непроницаемой стенкой, а элементарная струйка представляет собой самостоятельный элементарный поток [14].

Потоки конечных размеров будем сначала рассматривать как совокупность элементарных струек, т.е. будем предполагать течение струйным. Из-за различия скоростей соседние струйки будут скользить одна по другой, но не будут перемешиваться одна с другой [15].

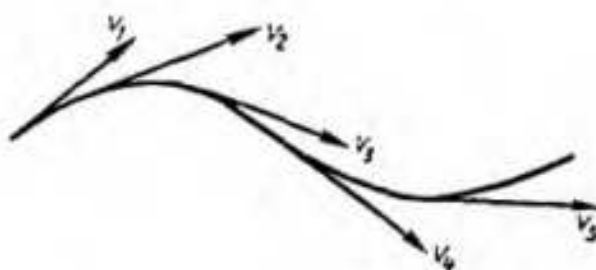


Рисунок 4 – Линия тока



Рисунок 5 - Струйка

Живым сечением, или просто сечением потока, называется в общем случае поверхность в пределах потока, проведенная нормально к линиям тока. Далее будем рассматривать в потоках такие участки, в которых струйки можно считать параллельными и, следовательно, живые сечения — плоскими [13].

Различают напорные и безнапорные течения жидкости. Напорными называют течения в закрытых руслах без свободной поверхности, а безнапорными — течения со свободной поверхностью. При напорных течениях давление вдоль потока обычно переменное, при безнапорном — постоянное (на свободной поверхности) и чаще всего атмосферное. Примерами напорного течения могут служить течения в трубопроводах с повышенным (или пониженным) давлением, в гидромашинах или других

гидроагрегатах. Безнапорными являются течения в реках, открытых каналах и лотках. В данном курсе рассмотрены напорные течения [15].

### 3.2 Расход. Уравнение расхода

Расходом называется количество жидкости, протекающее через живое течение потока (струйки) в единицу времени. Это количество можно измерить в единицах объема, в весовых единицах или в единицах массы, в связи с чем различают объемный  $Q$ , весовой  $Q_G$  и массовый  $Q_m$  расходы. Для элементарной струйки, имеющей бесконечно малые площади сечений, можно считать истинную скорость  $V$  одинаковой во всех точках каждого сечения. Следовательно, для этой струйки объемный ( $м^3/с$ ), весовой ( $Н/с$ ) и массовый ( $кг/с$ ) расходы [1, 24]:

$$dQ = v dS; dQ_G = \rho g dQ; dQ_m = \rho dQ = \rho v dS$$

где  $dS$  — площадь сечения струйки.

Для потока конечных размеров в общем случае скорость имеет различное значение в разных точках сечения, поэтому расход надо определять как сумму элементарных расходов струек [16]:

$$Q = \int_S v dS \quad (29)$$

Обычно в рассмотрение вводят среднюю по сечению скорость [16]:

$$v_{cp} = Q/S \quad (30)$$

Основываясь на законе сохранения вещества, на предположении о сплошности (неразрывности) течения и на указанном выше свойстве трубки тока, заключающемся в ее «непроницаемости», для установившегося течения несжимаемой жидкости можно утверждать, что объемный расход во всех сечениях элементарной струйки (рис.5) один и тот же [1,24]:

$$dQ = v_1 dS_1 = v_2 dS_2 = \text{const (вдоль струйки)} \quad (31)$$

Это уравнение называется уравнением объемного расхода для элементарной струйки. Аналогичное уравнение можно составить и для потока конечных размеров, ограниченного непроницаемыми стенками, только вместо истинных скоростей следует ввести средние скорости. В результате [2, 24]:

$$dQ = v_{cp1} dS_1 = v_{cp2} dS_2 = \text{const (вдоль потока)} \quad (32)$$

Из последнего уравнения следует, что средние скорости в потоке несжимаемой жидкости обратно пропорциональны площадям сечений [16]:

$$v_{cp1}/v_{cp2} = S_2/S_1 \quad (33)$$

Уравнение расхода является следствием общего закона сохранения вещества для частных условий, в частности для условий сплошности (неразрывности) течения [16].

### **3.3 Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости**

Рассмотрим установившееся течение идеальной жидкости, находящейся под действием лишь одной массовой силы — силы тяжести, и выведем для этого случая основное уравнение, связывающее между собой давление в жидкости и скорость ее движения [14].

Возьмем одну из элементарных струек, составляющих поток, и выделим сечениями 1 и 2 участок этой струйки произвольной длины (рис.6). Пусть площадь первого сечения равна  $dS_1$  скорость в нем  $v_1$ , давление  $p_1$ , а высота расположения центра тяжести сечения, отсчитанная от произвольной горизонтальной плоскости сравнения,  $z_1$ . Во втором сечении соответственно  $dS_2$ ,  $v_2$ ,  $p_2$  и  $z_2$  [14].

За бесконечно малый отрезок времени  $dt$  выделенный участок струйки переместится в положение 1' — 2'.

Применим к массе жидкости в объеме участка струйки теорему механики о том, что работа сил, приложенных к телу, равна приращению кинетической энергии этого тела. Такими силами в данном случае являются силы давления, действующие нормально к поверхности рассматриваемого участка струйки, и сила тяжести. Подсчитаем работу сил давления, силы тяжести и изменение кинетической энергии участка струйки за время  $dt$  [14].

Работа силы давления в первом сечении положительна, так как направление силы совпадает с направлением перемещения, и выражается как произведение силы  $p_1 dS$  на путь  $v_1 dt$  [14].

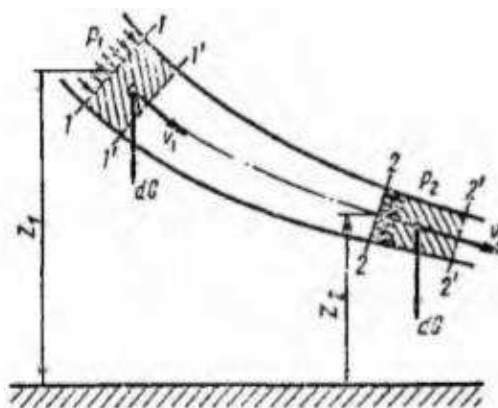


Рисунок 6 – Схема для вывода уравнения Бернулли

Работа силы давления во втором сечении имеет знак минус, так как направление силы прямо противоположно направлению перемещения [14].

Силы давления, действующие по боковой поверхности отрезка струйки, работы не производят, так как они нормальны к этой поверхности, а следовательно, нормальны и к перемещениям [14].

Итак, работа сил давления будет равна:

$$p_1 dS_1 v_1 dt - p_2 dS_2 v_2 dt \quad (34)$$

Работа силы тяжести равна изменению потенциальной энергии положения участка струйки, поэтому надо из энергии положения жидкости в объеме 1 — 2 вычесть энергию положения жидкости в объеме 1' — 2'. При

этом энергия положения промежуточного объема 1' — 2 сократится, и останется лишь разность энергий элементов 1 — 1', 2 — 2'. Если учесть уравнение расхода, то нетрудно заметить, что объемы, а следовательно, и силы тяжести заштрихованных элементов 1 — 1' и 2 — 2' равны между собой [2,24]:

$$dG = \rho g v_1 dS_1 dt = \rho g v_2 dS_2 dt \quad (35)$$

Тогда работа силы тяжести выразится как произведение разности высот на силу тяжести  $dG$ :

$$(z_1 - z_2)dG \quad (36)$$

Уравнение Бернулли записано для двух произвольно взятых сечений струйки и выражает равенство полных напоров  $H$  в этих сечениях. Так как сечения взяты произвольно, следовательно, и для любого другого сечения этой же струйки полный напор будет иметь то же значение [18]:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = H = \text{const (вдоль струйки)} \quad (37)$$

Итак, для идеальной движущейся жидкости сумма трех напоров (высот): геометрического, пьезометрического и скоростного есть величина постоянная вдоль струйки [17].

Это положение иллюстрируется графиком (рис.7), где показано изменение всех трех высот вдоль струйки. Линия изменения пьезометрических высот называется пьезометрической линией, ее можно рассматривать как геометрическое место уровней в пьезометрах, установленных вдоль струйки [17].

Для горизонтального участка струйки из уравнения Бернулли и уравнения расхода следует, что если площадь поперечного сечения струйки уменьшается, т. е. струйка сужается, то скорость течения жидкости

увеличивается, а давление уменьшается, и наоборот, если струйка расширяется, то скорость уменьшается, а давление возрастает [17].

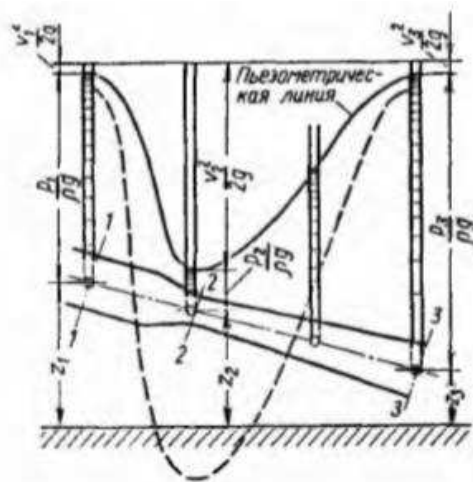


Рисунок 7 – Изменение пьезометрического и скоростного напоров вдоль струйки идеальной жидкости

На рис.7 в виде примера показана струйка, площадь поперечного сечения которой от сечения 1 — 1 к сечению 2 — 2 уменьшается в 4 раза, в связи с чем скоростной напор увеличивается в 16 раз, а сечение 3 — 3 имеет ту же площадь, что и сечение 1 — 1. Штриховой линией показана пьезометрическая линия при увеличении расхода в  $\sqrt{2}$  раз, вследствие чего скоростные высоты увеличиваются в 2 раза, а в узкой части струйки давление становится меньше атмосферного [17].

Рассмотрим энергетический смысл уравнения Бернулли. Условимся называть удельной энергией жидкости энергию, отнесенную к единице массы.

Нетрудно показать, что члены этого уравнения являются различными формами удельной механической энергии жидкости, а именно:  $qz$  — удельная энергия положения, так как частица жидкости массой  $\Delta m$ , находясь на высоте  $z$ , обладает энергией положения, равной  $\Delta mgz$ , а на единицу массы приходится энергия  $g\Delta mz/\Delta m = gz$ ;  $p/\rho$  — удельная энергия давления движущейся жидкости, так как частица жидкости массой  $\Delta m$  при давлении  $p$



обладает способностью подняться на высоту  $p/\rho g$  и приобрести энергию положения  $\Delta m g p / (\rho g)$  (после деления на  $\Delta m$  получаем  $p/\rho$ );  $gz + p/\rho$  — удельная потенциальная энергия жидкости;  $v^2/2$  — удельная кинетическая энергия жидкости, так как для той же частицы  $\Delta m$  кинетическая энергия, отнесенная к единице массы,  $H_g = zg + p/\rho + v^2/2$  — полная удельная механическая энергия движущейся жидкости [17].

Таким образом, энергетический смысл уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости заключается в постоянстве вдоль струйки полной удельной  $f$  энергии жидкости. Следовательно, уравнение Бернулли выражает закон сохранения механической энергии в идеальной жидкости. Механическая энергия движущейся жидкости может иметь три формы; энергия положения, давления и кинетическая энергия. Первая и третья формы механической энергии известны из механики и они в равной степени свойственны твердым и жидким телам [17]. Энергия давления является специфической для движущихся жидкостей. В процессе движения идеальной жидкости одна форма энергии может превращаться в другую, однако полная удельная энергия при этом, как следует из уравнения Бернулли, остается без изменений [14].

Энергию давления легко преобразовать в механическую работу. Простейшим устройством, с помощью которого осуществляют такое преобразование, является цилиндр с поршнем (рис.8).

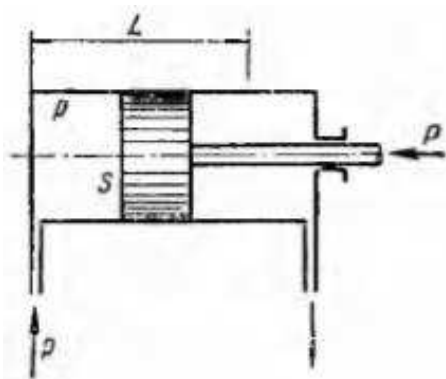


Рисунок 8 – Цилиндр с поршнем и штоком

### 3.4 Уравнение Бернулли для потока реальной (вязкой) жидкости

При переходе от элементарной струйки идеальной жидкости к потоку реальной (вязкой) жидкости, имеющему конечные размеры и ограниченному стенками, необходимо учесть неравномерность распределения скоростей по сечению, а также потери энергии (напора). То и другое является следствием вязкости жидкости [17].

При движении вязкой жидкости вдоль твердой стенки, например, в трубе, происходит торможение потока вследствие влияния вязкости, а также из-за действия сил молекулярного сцепления между жидкостью и стенкой. Поэтому наибольшего значения скорость достигает в центральной части потока, а по мере приближения к стенке она уменьшается практически до нуля. Получается распределение скоростей, подобное тому, которое показано на рис.9 [17].

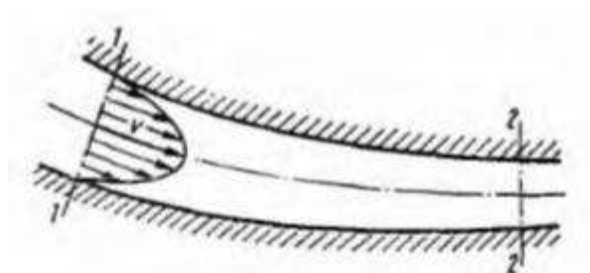


Рисунок 9 – Распределение скоростей в реальном потоке

Неравномерное распределение скоростей означает скольжение (сдвиг) одних слоев или частей жидкости по другим, вследствие чего возникают касательные напряжения (напряжения трения). Кроме того, движение вязкой жидкости часто сопровождается вращением частиц, вихреобразованием и перемешиванием [17]. Все это требует затраты энергии, поэтому удельная энергия движущейся вязкой жидкости не остается постоянной, как в случае идеальной жидкости, а постепенно расходуется на преодоление сопротивлений и, следовательно, уменьшается вдоль потока [16].

Из-за неравномерного распределения скоростей приходится вводить в рассмотрение среднюю по сечению скорость  $v_{cp}$ , а также среднее значение удельной энергии жидкости в данном сечении [16].

Уравнение Бернулли для потока вязкой жидкости. От аналогичного уравнения для элементарной струйки идеальной жидкости полученное уравнение отличается членом, представляющим собой потерю полного напора, и коэффициентом, учитывающим неравномерность распределения скоростей. Кроме того, скорости, входящие в это уравнение, являются средними по сечениям [19].

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_{cp1}^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_{cp2}^2}{2g} + \sum h_{\pi} \quad (38)$$

Графически это уравнение можно представить диаграммой подобно тому, как это делали для идеальной жидкости, но с учетом потери напора. Последняя является некоторой высотой, которая неуклонно возрастает вдоль потока (рис.10) [19].

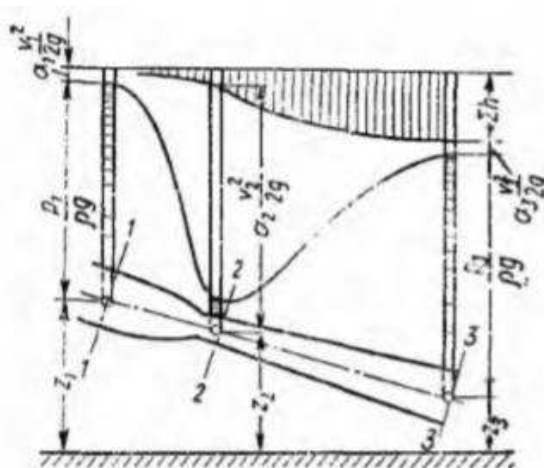


Рисунок 10 – Графическая иллюстрация уравнения Бернулли для реального потока

Если для струйки идеальной жидкости уравнение Бернулли представляет собой закон сохранения механической энергии, то для потока реальной жидкости оно является уравнением баланса энергии с учетом

потерь. Энергия, теряемая жидкостью на рассматриваемом участке течения, разумеется, не исчезает бесследно, а лишь превращается в другую форму — тепловую. Так как удельная теплоемкость жидкостей обычно велика по сравнению с потерями удельной энергии, а также ввиду того, что тепловая энергия непрерывно рассеивается, повышение температуры часто бывает практически незаметным. Этот процесс преобразования механической энергии в тепловую является необратимым, т. е. таким, обратное течение которого (превращение тепловой энергии в механическую) невозможно. Уменьшение среднего значения полной удельной энергии жидкости вдоль потока, отнесенное к единице его длины, называется гидравлическим уклоном. Изменение удельной потенциальной энергии жидкости, отнесенное к единице длины, называется пьезометрическим уклоном. Очевидно, что в трубе постоянного диаметра с неизменным распределением скоростей указанные уклоны одинаковы [19].

## **4 Гидродинамическое подобие и режимы течения жидкости в трубах**

### **4.1 Основы гидродинамического подобия**

При изучении движения реальных жидкостей встречается много трудностей потому, что на характер движения и происходящие при этом процессы влияют многие факторы. Важный этап этого изучения — отбор тех факторов, которые являются определяющими для изучаемого процесса. Одни из них влияют больше, другие меньше, а есть и такие, влияние которых в обычных условиях пренебрежимо мало [18].

Следующий этап изучения — это установление зависимости интересующей величины от системы выбранных определяющих факторов. Этот этап может выполняться двумя путями: аналитическим, основанным на законах механики и физики, и экспериментальным. Первый путь применим лишь для ограниченного числа задач и при том обычно лишь для упрощенных моделей явлений [18].

Другой путь, экспериментальный, в принципе может учесть многие факторы, но требует научно обоснованной постановки опытов, планирования эксперимента, ограничения его объема необходимым минимумом и систематизации результатов опытов. При этом должно быть обосновано моделирование явлений [18].

Эти задачи позволяет решать так называемая теория гидродинамического подобия, т. е. подобия потоков несжимаемой жидкости.

Гидродинамическое подобие складывается из трех составляющих: геометрического подобия, кинематического и динамического [18].

Геометрическое подобие, как известно из геометрии, представляет собой пропорциональность сходственных размеров и равенство соответствующих углов. В гидравлике под геометрическим подобием

понимают подобие тех поверхностей, которые ограничивают потоки, т. е. подобие русел (или каналов) [14].

Отношение двух сходственных размеров подобных русел назовем линейным масштабом и обозначим через  $k_L$ . Эта величина одинакова (*idem*) для подобных русел I и II, т. е.

$$k_L = L_I/L_{II} = \text{idem} \quad (39)$$

Кинематическое подобие означает пропорциональность местных скоростей в сходственных точках и равенство углов, характеризующих направление этих скоростей:

$$\frac{v_I}{v_{II}} = \frac{v_{xI}}{v_{xII}} = \frac{v_{yI}}{v_{yII}} = \frac{v_{zI}}{v_{zII}} = k_v = \text{idem}, \quad (40)$$

где  $k_v$  - масштаб скоростей, одинаковый при кинематическом подобии.

Из кинематического подобия вытекает геометрическое подобие линий тока. Очевидно, что для кинематического подобия требуется геометрическое подобие русел.

Динамическое подобие — это пропорциональность сил, действующих на сходственные объемы в кинематически подобных потоках и равенство углов, характеризующих направление этих сил [19].

В потоках жидкостей обычно действуют разные силы: силы давления, вязкости (трения), тяжести и др. Соблюдение их пропорциональности означает полное гидродинамическое подобие. Осуществление на практике полного гидродинамического подобия оказывается весьма затруднительным, поэтому обычно имеют дело с частичным (неполным) подобием, при котором соблюдается пропорциональность лишь основных, главных сил [17].

Для напорных течений в закрытых руслах, т. е. для потоков в трубах, в гидромашинах и тому подобных, такими силами, как показывает анализ, являются силы давления, вязкости и силы инерции. На жидкость действует

также сила тяжести, но в напорных потоках ее действие проявляется через давление, т. е. оно сводится к соответствующему изменению давления. Поэтому, рассматривая так называемое приведенное давление  $p_{пр} = p + \rho g z$ , тем самым учитываем силу тяжести [17].

#### **4.2 Режимы течения жидкости в трубах**

Опыты показывают, что возможны два режима или два вида течения жидкостей и газов в трубах: ламинарный и турбулентный [20].

Указанные течения жидкости можно наблюдать на приборе, представленном на рис.11. Он состоит из резервуара А с водой, от которого отходит стеклянная труба В с краном С на конце, и сосуда D с водным раствором той или иной краски, которая может по трубке вводиться тонкой струйкой внутрь стеклянной трубы В. Если несколько приоткрыть кран С и дать возможность воде протекать в трубе с небольшой скоростью, а затем с помощью крана Е впустить краску в поток воды, то увидим, что введенная в трубу краска не будет перемешиваться с потоком воды. Струйка краски будет отчетливо видимой вдоль всей стеклянной трубы, что указывает на слоистый характер течения жидкости и на отсутствие перемешивания. Пьезометр или трубка Пито, присоединенные к трубе, показывают неизменность давления и скорости по времени, отсутствие колебаний (пульсаций). Это так называемое ламинарное (слоистое) течение [20].

При постепенном увеличении скорости течения воды в трубе путем открытия крана С картина течения вначале не меняется, но затем при определенной скорости течения наступает быстрое ее изменение. Струйка краски по выходе из трубки начинает колебаться, затем размываться и перемешиваться с потоком воды, причем становятся заметными вихреобразования и вращательное движение жидкости. Пьезометр и трубка Пито показывают непрерывные пульсации давления и скоростей в потоке

воды. Течение становится, как его принято называть, турбулентным (см. рис. 11, вверху) [20].

Если уменьшить скорость потока, то восстановится ламинарное течение.

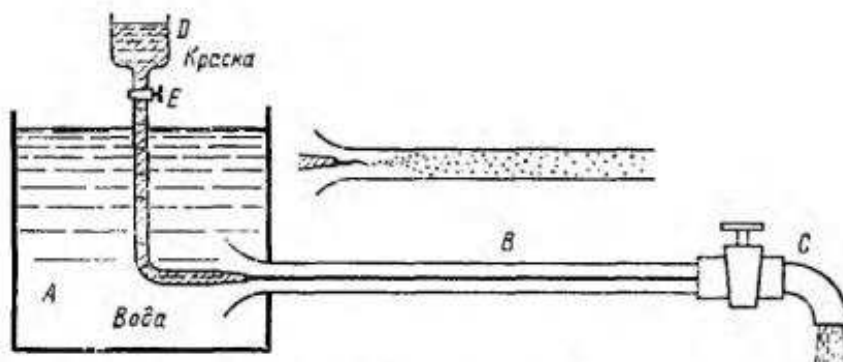


Рисунок 11 – Схема прибора для демонстрации режимов течения

Итак, ламинарным называется слоистое течение без перемешивания частиц жидкости и без пульсаций скоростей и давления. При таком течении все линии тока вполне определяются формой русла, по которому течет жидкость. При ламинарном течении жидкости в прямой трубе постоянного сечения все линии тока направлены параллельно оси трубы, т. е. прямолинейно; отсутствуют поперечные перемещения жидкости. Ламинарное течение является вполне упорядоченным и при постоянном напоре строго установившимся течением (хотя в общем случае может быть и неустановившимся). Однако его нельзя считать безвихревым, так как в нем хотя и нет видимых вихрей, но одновременно с поступательным движением имеет место упорядоченное вращательное движение отдельных частиц жидкости вокруг своих мгновенных центров с некоторыми угловыми скоростями [20].

Турбулентным называется течение, сопровождающееся интенсивным перемешиванием жидкости и пульсациями скоростей и давлений. Движение отдельных частиц оказывается подобным хаотическому, беспорядочному движению молекул газа. При турбулентном течении векторы скоростей



имеют не только осевые, но и нормальные к оси русла составляющие, поэтому наряду с основным продольным перемещением жидкости вдоль русла происходят поперечные перемещения (перемешивание) и вращательное движение отдельных объемов жидкости. Этим и объясняются пульсации скоростей и давления [20].

Режим течения данной жидкости в данной трубе изменяется примерно при определенной средней по сечению скорости течения  $v_{кр}$ , которую называют критической. Как показывают опыты, значение этой скорости прямо пропорционально кинематической вязкости  $\nu$  и обратно пропорционально диаметру  $d$  трубы, т. е. [20]:

$$v_{кр} = kv/d \quad (41)$$

Входящий в эту формулу безразмерный коэффициент пропорциональности  $k$  одинаков для всех жидкостей и газов, а также для любых диаметров труб. Это означает, что изменение режима течения происходит при определенном соотношении между скоростью, диаметром и вязкостью  $\nu$  [20]:

$$k = v_{кр}/\nu \quad (42)$$

Полученное безразмерное число называется критическим числом Рейнольдса и обозначается [20]:

$$Re_{кр} = v_{кр} d/\nu \quad (43)$$

Этот результат согласуется с изложенной выше теорией гидродинамического подобия, и вполне закономерно, что именно число Рейнольдса является критерием, определяющим режим течения в трубах [20].

Как показывают опыты, для труб круглого сечения  $Re_{кр} \approx 2300$ . Таким образом, критерий подобия Рейнольдса позволяет судить о режиме течения жидкости в трубе. При  $Re < Re_{кр}$  течение является ламинарным, при  $Re <$

$Re_{кр}$  турбулентным. Точнее говоря, вполне развитое турбулентное течение в трубах устанавливается лишь при  $Re \approx 4000$ , а при  $Re = 2300 \div 4000$  имеет место переходная, критическая область [17].

Зная скорость движения жидкости, ее вязкость и диаметр трубы, можно расчетным путем найти число  $Re$  и, сравнив его с  $Re_{кр}$ , определить режим течения жидкости.

На практике имеют место как ламинарное, так и турбулентное течения, причем первое наблюдается в основном в тех случаях, когда по трубам движутся весьма вязкие жидкости, например смазочные масла, второе обычно происходит в водопроводах, а также в трубах, по которым перетекают бензин, керосин, спирты, кислоты и другие маловязкие жидкости [10].

Смена режима течения при достижении  $Re_{кр}$  обусловлена тем, что одно течение теряет устойчивость, а другое — приобретает. При  $Re < Re_{кр}$  ламинарное течение является вполне устойчивым: всякого рода искусственная турбулизация потока и его возмущения (сотрясения трубы, введение в поток колеблющегося тела и пр.) погашаются влиянием вязкости и ламинарное течение восстанавливается. Турбулентное течение при этом неустойчиво. При  $Re > Re_{кр}$ , наоборот, турбулентное течение устойчиво, а ламинарное — неустойчиво [20].

В связи с этим число  $Re_{кр}$ , соответствующее переходу от ламинарного течения к турбулентному, может получиться несколько больше, чем  $Re_{кр}$  для обратного перехода. В особых лабораторных условиях при полном отсутствии факторов, способствующих турбулизации потока, можно получить ламинарное течение при  $Re$ , значительно превышающем  $Re_{кр}$ . Однако в этих случаях ламинарное течение оказывается настолько неустойчивым, что достаточно небольшого возмущения (толчка), чтобы оно перешло в турбулентное. На практике обычно имеются условия,

способствующие турбулизации, — вибрация труб, местные гидравлические сопротивления, неравномерность (пульсация) расхода и прочее, а потому указанное обстоятельство имеет в гидравлике скорее принципиальное, чем практическое, значение [20].

### 4.3 Кавитация

В некоторых случаях при движении жидкости в закрытых руслах происходят явления, связанные с изменением агрегатного состояния жидкости, т. е. с превращением ее в пар, а также с выделением из жидкости растворенных в ней газов. Например, при течении жидкости через местное сужение трубы увеличивается скорость и падает давление. Если абсолютное давление при этом достигает значения, равного давлению насыщенных паров этой жидкости при данной температуре, или давлению, при котором начинается выделение из нее растворенных газов, то в данном месте потока начинается интенсивное парообразование (кипение) и выделение газов. В расширяющейся части скорость потока уменьшается, а давление возрастает, и выделение паров и газов прекращается; выделившиеся пары конденсируются, а газы постепенно вновь растворяются [21].

Это местное нарушение сплошности течения с образованием паровых и газовых пузырей (каверн), обусловленное местным падением давления в потоке, называется кавитацией [21].

Наглядно это явление можно продемонстрировать на простом устройстве (рис.12). Вода или иная жидкость под давлением в несколько атмосфер подводится к регулировочному крану (вентилю) А и далее протекает через прозрачную трубку Вентури, которая сначала плавно сужает поток, затем еще более плавно расширяет и через кран Б выводит в атмосферу [21].

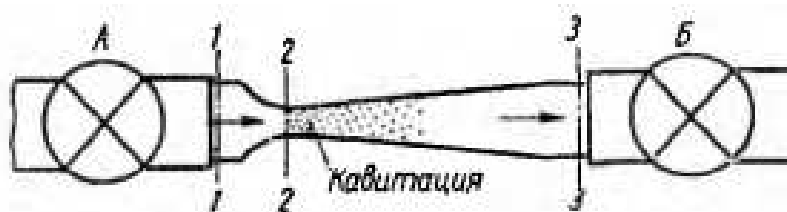


Рисунок 12 – Схема трубки для демонстрации кавитации

При небольшом открытии регулировочного крана и, следовательно, при малых значениях расхода и скорости жидкости падение давления в узком месте трубки незначительно, поток вполне прозрачен, и кавитация отсутствует. При постепенном открытии крана происходит увеличение скорости жидкости в трубке и падение абсолютного давления [21].

При некотором значении этого давления, которое можно считать равным давлению насыщенных паров ( $p_{абез} = p_{и.п}$ ), в узком месте трубки появляется отчетливо видимая зона кавитации, представляющая собой область местного кипения жидкости и последующей конденсации паров. Размеры зоны кавитации возрастают по мере дальнейшего открытия крана, т. е. при увеличении давления в сечении 1—1, а, следовательно, и расхода. Однако, как бы при этом ни возрастал расход, давление в узком сечении 2—2 сохраняется строго постоянным потому, что постоянно давление насыщенных паров [21].

Кавитация сопровождается характерным шумом, а при длительном ее воздействии также эрозионным разрушением металлических стенок. Последнее объясняется тем, что конденсация пузырьков пара (и сжатие пузырьков газа) происходит со значительной скоростью, частицы жидкости, заполняющие полость конденсирующегося пузырька, устремляются к его центру и в момент завершения конденсации (схлопывания пузырька) вызывают местные удары, т. е. значительное повышение давления в отдельных точках. Материал при кавитации разрушается не там, где выделяются пузырьки, а там, где они конденсируются [10].

При возникновении кавитации значительно увеличивается сопротивление трубопроводов и, следовательно, уменьшается их пропускная способность, потому что каверны уменьшают живые сечения потоков, скорость в которых резко возрастает [21].

Кавитация в обычных случаях является нежелательным явлением, и ее не следует допускать в трубопроводах и других элементах гидросистем. Она может возникать во всех местных гидравлических сопротивлениях, где поток претерпевает местное сужение с последующим расширением, например в кранах, вентилях, задвижках, диафрагмах, жиклерах и др. В отдельных случаях возникновение кавитации возможно также и без расширения потока вслед за его сужением, а также в трубах постоянного сечения при увеличении геометрической высоты и гидравлических потерь [10].

Кавитация может иметь место в гидромашинах (насосах и гидротурбинах), а также на лопастях быстро вращающихся гребных винтов. В этих случаях следствием кавитации является резкое снижение коэффициента полезного действия машины и затем постепенное разрушение ее деталей, подверженных воздействию кавитации [21].

В гидросистемах кавитация может возникать в трубопроводах низкого давления — во всасывающих трубопроводах. В этом случае ее область распространяется на значительную часть всасывающего трубопровода или даже на всю его длину. Поток в трубопроводе при этом делается двухфазным, состоящим из жидкой и паровой фаз [21].

В начальной стадии паровыделения паровая фаза может быть в виде мелких пузырьков, приблизительно равномерно распределенных по объему движущейся жидкости (рис.13,а). При дальнейшем парогазовыделении происходит укрупнение пузырьков, которые при горизонтальном расположении трубы движутся преимущественно в верхней части ее сечения (рис.13,б) [21].



Рисунок 13 – Схемы двухфазных потоков

Очевидно, что при столь значительной парогазовой фазе нормальная подача жидкости по трубопроводу нарушается. Конденсация выделившихся паров (частичная или полная) и растворение газа происходят в насосе, где давление значительно повышается, и в напорном трубопроводе, по которому жидкость движется под высоким давлением от насоса к потребителю [21].

Кавитация, обусловленная выделением паров жидкости, происходит по-разному в однокомпонентных (простых) и многокомпонентных (сложных) жидкостях. Для однокомпонентной жидкости давление, соответствующее началу кавитации, вполне определяется давлением насыщенных паров, зависящим только от температуры, в кавитация протекает так, как было описано выше. Многокомпонентная жидкость состоит из так называемых легких и тяжелых фракций. Первые обладают большей упругостью паров, чем вторые, поэтому при кавитации сначала вскипают легкие фракции, а затем тяжелые. Конденсация же паров происходит в обратном порядке — сначала выпадают тяжелые фракции, затем — легкие. Паровая фаза в многокомпонентных жидкостях удерживается дольше, и процесс кавитации выражен менее резко, чем в однокомпонентных жидкостях [21].

Для характеристики местных гидравлических сопротивлений в отношении кавитации применяется безразмерный критерий, называемый числом кавитации [21]:

$$\chi = \frac{p_1 - p_{н.п}}{\rho v_1^2 / 2}, \quad (45)$$

где  $p_1$  и  $v_1$ — абсолютное давление и скорость потока в сечении трубы перед местным сопротивлением.

Очевидно, что по своему смыслу число кавитации аналогично числу Эйлера  $Eu$ , оно используется как критерий подобия течений с кавитацией. Значение  $\chi$ , при котором в местном сопротивлении начинается кавитация, называется критическим числом кавитации  $\chi_{кр}$  [21].

Число  $\chi_{кр}$  определяется в основном формой местного сопротивления, хотя в некоторой степени на него может влиять и число Рейнольдса. Для такого простого устройства, как показанная выше трубка Вентури, значение  $\chi$  приближенно можно определить простым расчетом. Запишем уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2 считая, что  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$  и  $\xi = 0$  (потеря энергии незначительна) [21]:

$$p_1/\rho + v_1^2/2 = p_2/\rho + v_2^2/2 \quad (46)$$

Экспериментальные кавитационные характеристики местных гидравлических сопротивлений получают при постоянном расходе и постепенном уменьшении давления, а затем представляют в безразмерном виде  $\xi = f(\chi)$ . При  $\chi < \chi_{кр}$  коэффициент потерь  $\xi$  от  $\chi$  не зависит, а при  $\chi < \chi_{кр}$  — резко возрастает. На рис.14 показаны кривые для сопротивлений 1 и 2 при  $\xi_1 > \xi_2$  и  $\chi_{кр1} > \chi_{кр2}$ . Эти кривые справедливы лишь для определенного значения числа  $Re$  или для той области чисел  $Re$ , где  $\xi$  от  $Re$  не зависит [21].

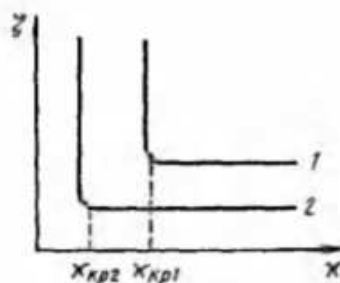


Рисунок 14 – Зависимость коэффициентов потерь от числа кавитации

Обычно стремятся к тому, чтобы кавитацию в гидросистемах не допускать. Но иногда это явление может оказаться полезным. Например, оно используется в кавитационном регуляторе расхода. Предположим, что давление в сечении 1—1 ( $p_1=p_{вх}$ ) является постоянным (степень открытия крана А неизменная), а давление в сечении 3—3 ( $p_3=p_{вых}$ ) постепенно уменьшаем, увеличивая степень открытия крана Б. В результате расход через трубку увеличивается, а давление  $p_2$  в узком сечении 2—2 уменьшается [21].

Так будет происходить до тех пор, пока давление  $p_{2абс}$  не станет равным значению  $p_{н.п.}$ , при котором в сечении 2—2 возникнет кавитация. При дальнейшем увеличении степени открытия крана Б область кавитации в узком месте трубки будет увеличиваться, а давление  $p_{2абс}$  будет оставаться равным  $p_{н.п.}$ . Расход при этом будет сохраняться практически постоянным, несмотря на падение давления  $p_3$  [21].

Таким образом удастся стабилизировать расход жидкости через регулятор в условиях, когда противодействие  $p_3$  изменяется от критического  $p_{зкр}$ , соответствующего началу кавитации, до нуля. Результаты испытаний подобного кавитационного регулятора расхода показывают, что точность стабилизации расхода получается очень высокой (рис.15) [22].

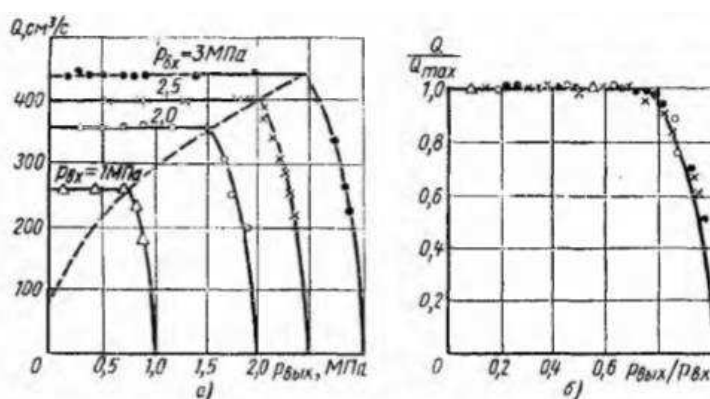


Рисунок 15 – Зависимость расхода жидкости через кавитационную трубку от давлений на входе и выходе



Из графиков, изображенных на рис.15, можно сделать два вывода. Во-первых, они наглядно показывают преимущество использования безразмерных величин по сравнению с размерными: несколько кривых на рис.15 (а) заменяются единой кривой на рис.15 (б). Во-вторых, критерий  $p_{\text{вых}}/p_{\text{вх}} = p_3/p_1$  так же, как и  $\chi$ , можно считать критерием кавитации [22].

## 4.4 Ламинарное течение

### 4.4.1 Теория ламинарного течения в круглых трубах

Ламинарное течение является строго упорядоченным, слоистым течением без перемешивания жидкости. Теория ламинарного течения жидкости основывается на законе трения Ньютона. Это трение между слоями движущейся жидкости является единственным источником потерь энергии в данном случае. Рассмотрим установившееся ламинарное течение жидкости в прямой круглой цилиндрической трубе с внутренним диаметром  $d = 2r_0$ . Чтобы исключить влияние силы тяжести и этим упростить вывод, допустим, что труба расположена горизонтально. Достаточно далеко от входа в неё, где поток уже вполне сформировался (стабилизировался), выделим отрезок длиной  $l$  между сечениями 1—1 и 2—2 (рис.16) [20].

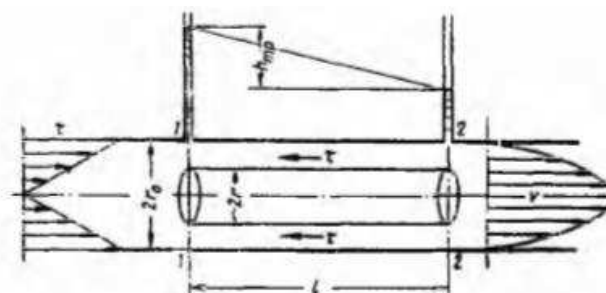


Рисунок 16 – Схема ламинарного течения жидкости в трубе

Пусть в сечении 1—1 давление равно  $p_1$ , а в сечении 2—2 —  $p_2$ . Ввиду постоянства диаметра трубы, скорость жидкости будет постоянной, а коэффициент  $\alpha$  будет неизменным вдоль потока вследствие его

стабильности, поэтому уравнение Бернулли для выбранных сечений примет вид [20]:

$$p_1/(\rho g) = p_2/(\rho g) + h_{\text{тр}}, \quad (47)$$

где  $h_{\text{тр}}$  — потеря напора на трение по длине, что и показывают пьезометры, установленные в этих сечениях.

В потоке жидкости выделим цилиндрический объем радиусом  $r$ , соосный с трубой и имеющий основания в выбранных сечениях. Запишем уравнение равномерного движения выделенного объема жидкости в трубе, т. е. равенство нулю суммы сил, действующих на объем: сил давления и сопротивления. Обозначая касательное напряжение на боковой поверхности цилиндра через  $\tau$ , получим [20]:

$$(p_1 - p_2)\pi r^2 - 2\pi r l \tau = 0 \quad (48)$$

откуда:

$$\tau = p_{\text{тр}} r / (2l) \quad (49)$$

Из формулы (49) следует, что касательные напряжения в поперечном сечении трубы изменяются по линейному закону в функции радиуса. Эпюра касательного напряжения показана на рис.16 слева (эта эпюра не зависит от режима течения).

Итак, действительная кинетическая энергия ламинарного потока с параболическим распределением скоростей в 2 раза превышает кинетическую энергию того же потока, но при равномерном распределении скоростей [20].

Таким же путем можно показать, что секундное количество движения ламинарного потока с параболическим распределением скоростей в  $n$  раз больше количества движения того же потока, но при равномерном

распределении скоростей, причем коэффициент  $\beta$  называемый коэффициентом Буссинеска, в данном случае равен  $4/8$  [20].

Изложенная теория ламинарного течения жидкости в круглой трубе хорошо подтверждается опытом, и выведенный закон сопротивления обычно не нуждается в каких-либо поправках, за исключением следующих случаев [20]:

- 1) при течении в начальном участке трубы, где происходит постепенное формирование параболического профиля скоростей;
- 2) при течении с теплообменом;
- 3) при течении в капиллярах и зазорах с облитерацией;
- 4) при течении с большими перепадами давления

#### **4.4.2 Начальный участок ламинарного течения**

Если жидкость из какого-либо резервуара поступает в прямую трубу постоянного диаметра и движется по ней ламинарным потоком, то распределение скоростей по сечению трубы вблизи входа получается практически равномерным, особенно, если вход выполнен с закруглением (рис.17). Но затем под действием сил вязкости происходит перераспределение скоростей по сечениям: слои жидкости, прилежащие к стенке, тормозятся, а центральная часть потока (ядро), где еще сохраняется равномерное распределение скоростей, движется ускоренно, что обусловлено необходимостью прохода через неизменную площадь определенного расхода жидкости [23].

При этом толщина слоев заторможенной жидкости постепенно увеличивается, пока не станет равной радиусу трубы, т. е. пока слои, прилегающие к противоположным стенкам, не сомкнутся на оси трубы. После этого устанавливается характерный для ламинарного течения параболический профиль скоростей [23].

Участок от начала трубы, на котором формируется (стабилизируется) параболический профиль скоростей, называется начальным участком течения ( $l_{нач}$ ). За пределами этого участка имеем стабилизированное ламинарное течение, параболический профиль скоростей остается неизменным, как бы ни была длинна труба, при условии сохранения ее прямолинейности и постоянства сечения. Изложенная выше теория ламинарного течения справедлива именно для этого стабилизированного ламинарного течения и неприменима в пределах начального участка [23].



Рисунок 17 – Формирование профиля скоростей на начальном участке

Для определения длины начального участка можно пользоваться приближенной формулой Шиллера, выражающей эту длину, отнесенную к диаметру трубы, как функцию числа Re [23]:

$$l_{нач}/d = 0,029Re \quad (50)$$

Сопротивление на начальном участке трубы получается больше, чем на последующих участках. Объясняется это тем, что значение производной  $d_v/d_y$  у стенки трубы на начальном участке больше, чем на участках стабилизированного течения, а потому больше и касательное напряжение, определяемое законом Ньютона, и притом тем больше, чем ближе рассматриваемое сечение к началу трубы, т. е. чем меньше координата  $x$  [23].

Значения поправочного коэффициента могут быть найдены по графику (рис.18), на котором он изображен как функция безразмерного параметра  $x \cdot$

$10^3/(dRe)$ . С увеличением этого параметра коэффициент  $k$  уменьшается и при значении [23]:

$$x/(dRe) = l_{нач}/(dRe) = 0,029 \quad (51)$$

т.е. при  $x = l_{нач}$ , становится равным 1,09. Следовательно, сопротивление всего начального участка трубы на 9% больше, чем сопротивление такого же участка трубы, взятого в области стабилизированного ламинарного течения [23].

Для коротких труб значения поправочного коэффициента  $k$  как видно из графика, весьма существенно отличаются от единицы.

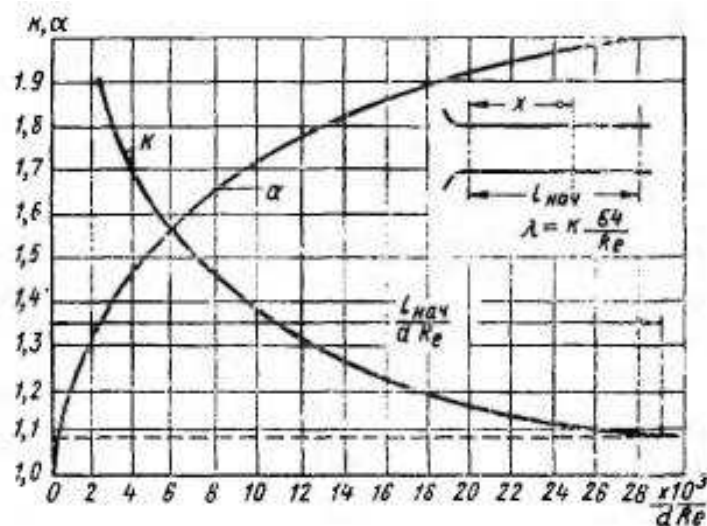


Рисунок 18 – Зависимость коэффициентов  $k$  и  $\alpha$  от параметра  $x \cdot 10^3 / (dRe)$

#### 4.4.3 Особые случаи ламинарного течения

Течение с теплообменом. В рассмотренных выше случаях ламинарного течения не учитывалось изменение температуры и, следовательно, изменение вязкости жидкости как в пределах поперечного сечения, так и вдоль потока, т. е. предполагалось постоянство температуры во всех точках потока. Подобное течение в отличие от течений, сопровождающихся изменением температуры жидкости, называют изотермическим [24].

Если по трубопроводу движется жидкость, температура которой значительно выше температуры окружающей среды, то такое течение сопровождается теплоотдачей через стенку трубы во внешнюю среду и, следовательно, охлаждением жидкости. Когда же температура движущейся жидкости ниже температуры окружающей среды, то происходит приток тепла через стенку трубы, в результате жидкость в процессе течения нагревается [24].

В обоих указанных случаях при течении жидкости происходит теплообмен с внешней средой, следовательно, температура жидкости, а также ее вязкость не сохраняются постоянными, и течение не является изотермическим [24].

При течении, сопровождающемся охлаждением жидкости, ее слои, непосредственно прилегающие к стенке, имеют температуру более низкую, а вязкость более высокую, чем в основном ядре потока. Вследствие этого происходит более интенсивное торможение пристенных слоев жидкости и снижение градиента скорости у стенки. При течении, сопровождающемся нагреванием жидкости, обусловленным притоком тепла через стенку, пристенные слои жидкости имеют более высокую температуру и пониженную вязкость, вследствие чего градиент скорости у стенки более высокий. Таким образом, вследствие теплообмена через стенку трубы между жидкостью и внешней средой нарушается рассмотренный выше параболический закон распределения скоростей [25].

На рис.19 показаны сравнительные графики распределения скоростей: при изотермическом течении (1), при течении с охлаждением (2) и с нагреванием (3) жидкости, но при одинаковом расходе и примерно одинаковой вязкости жидкости в ядре потока. Из рисунка видно, что охлаждение жидкости влечет за собой увеличение неравномерности распределения скоростей ( $\alpha > 2$ ), а нагревание — уменьшение этой

неравномерности ( $\alpha < 2$ ) по сравнению с обычным параболическим распределением скоростей ( $\alpha = 2$ ) [25].

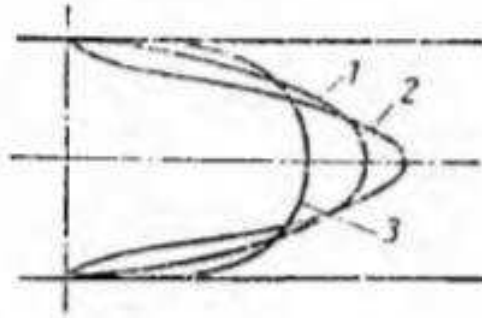


Рисунок 19 – Распределение скоростей при изотермическом (1) и неизотермическом (2 и 3) течении

Изменение профиля скоростей при отклонении от изотермического течения вызывает изменение закона сопротивления. При ламинарном течении вязких жидкостей в трубах с теплоотдачей (охлаждением) сопротивление получается больше, а при течении с притоком теплоты (нагреванием) — меньше, чем при изотермическом течении [25].

Ввиду того что точное решение задачи о течении жидкости с теплообменом представляет большую сложность, так как приходится учитывать переменность температуры и вязкости жидкости по поперечному сечению и вдоль трубы, а также рассматривать тепловые потоки в разных сечениях трубы, пользуются приближенной формулой для коэффициента  $\lambda_l$ , предложенной академиком М. А. Михеевым [25]:

$$\lambda_l = \frac{64}{Re_{ж}} \sqrt[3]{\frac{\nu_{ст}}{\nu_{ж}}}, \quad (52)$$

Где  $Re_{ж}$  — число Рейнольдса, подсчитанное по средней вязкости жидкости;  $\nu_{ст}$  — вязкость жидкости, соответствующая средней температуре стенки;  $\nu_{ж}$  — средняя вязкость жидкости.

Течение при больших перепадах давления. Опыт показывает, что при ламинарном течении в зазорах и трубах, происходящем под действием

больших перепадов давления (около нескольких десятков мегапаскалей), падение напора вдоль потока оказывается существенно нелинейным, т. е. пьезометрическая линия для потока постоянного сечения заметно искривляется, а закон Пуазейля дает значительную погрешность. Объясняется это тем, что при любом режиме потеря энергии на единицу расхода жидкости растет пропорционально перепаду давления, что влечет за собой нагревание жидкости при больших перепадах давления и уменьшение ее вязкости [25].

С другой стороны, так как вязкость жидкости возрастает с увеличением давления, в начале потока она будет повышенной, а вдоль потока будет уменьшаться вследствие падения давления. Таким образом, вязкость переменна вдоль потока, и, как результат одновременного действия на нее температуры и давления, продольный градиент давления  $d_p/d_x$ , обусловленный трением, оказывается в начале потока больше, а в конце потока меньше, что следует из закона Пуазейля [25].

Что касается расхода, то повышение температуры уменьшает вязкость и, следовательно, способствует увеличению расхода, а высокое давление в жидкости повышает вязкость и уменьшает расход по сравнению с его значением по Пуазейлю при том же перепаде давления, т. е. влияние этих двух факторов на расход является противоположным [26].

С описанным видом ламинарного течения приходится сталкиваться особенно часто в высоконапорных гидромашинах, где под действием больших перепадов давления происходит перетекание вязкой жидкости через малые зазоры [26].

Течение с облитерацией. Иногда при течении через капилляры и малые зазоры наблюдается явление, которое не может быть объяснено законами гидравлики. Оно заключается в том, что расход жидкости через капилляр или зазор с течением времени уменьшается, несмотря на то, что перепад



давления, под которым происходит движение жидкости, и ее физические свойства остаются неизменными. В отдельных случаях движение жидкости по истечении некоторого времени может прекратиться полностью. Это явление носит название облитерации, и его причина кроется в том, что при определенных условиях уменьшается площадь поперечного сечения канала (зазора, капилляра) вследствие адсорбции (отложения) полярноактивных молекул жидкости на его стенках. Толщина адсорбционного слоя для масел составляет несколько микрометров, поэтому при течении через капилляры и малые зазоры этот слой может существенно уменьшить площадь поперечного сечения или даже полностью перекрыть его [26].

## 4.5 Турбулентное течение

### 4.5.1 Основные сведения

Для турбулентного течения характерно перемешивание жидкости, пульсации скоростей и давлений. Если с помощью особо чувствительного прибора-самописца измерить и записать пульсации, например, скорости по времени в фиксированной точке потока, то получим картину, подобную показанной на рис.20. Скорость беспорядочно колеблется около некоторого осредненного  $v_{оср}$  по времени значения, которое в данном случае остается постоянным [27].

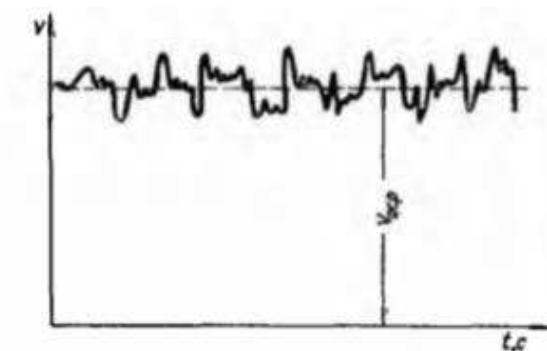


Рисунок 20 – Пульсация скорости в турбулентном потоке

Траектории частиц, проходящих через данную неподвижную точку пространства в разные моменты времени, представляют собой кривые линии различной формы, несмотря на прямолинейность трубы. Характер линий тока в трубе в данный момент времени также отличается большим разнообразием (рис.21). Таким образом, строго говоря, турбулентное течение всегда является неустановившимся, так как значения скоростей и давлений, а также траектории частиц, изменяются по времени. Однако его можно рассматривать как установившееся течение при условии, что осредненные по времени значения скоростей и давлений, а также полный расход потока не изменяются со временем. Такое течение встречается на практике достаточно часто [27].

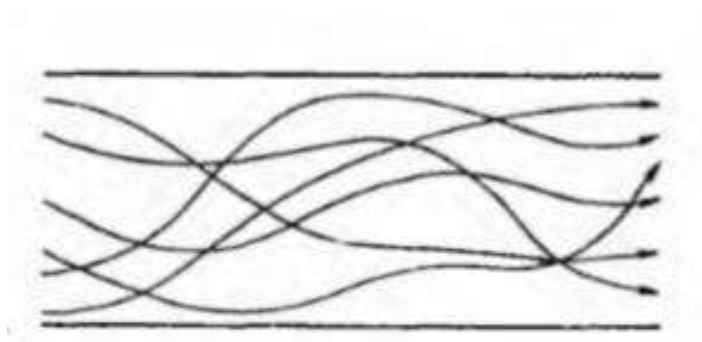


Рисунок 21 – Характер линий тока в турбулентном потоке

Распределение скоростей (осредненных по времени) в поперечном сечении турбулентного потока существенно отличается от того, которое характерно для ламинарного течения. Если сравним кривые распределения скоростей в ламинарном и турбулентном потоках в одной и той же трубе и при одном и том же расходе (одинаковой средней скорости), то обнаружим существенное различие (рис.22). Распределение скоростей при турбулентном течении более равномерное, а нарастание скорости у стенки более крутое, чем при ламинарном течении, для которого характерен параболический закон распределения скоростей [27].

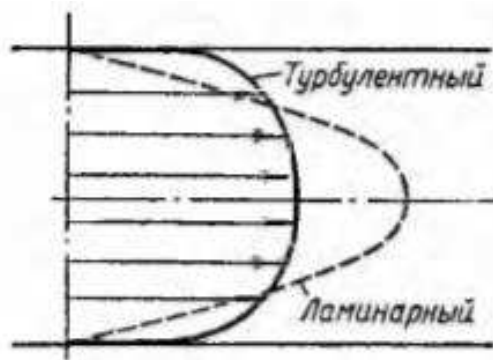


Рисунок 22 – Профили скоростей в ламинарном и турбулентном потоках

Так как при турбулентном течении отсутствует слоистость потока и происходит перемешивание жидкости, закон трения Ньютона в этом случае выражает лишь малую часть полного касательного напряжения. Благодаря перемешиванию жидкости и непрерывному переносу количества движения в поперечном направлении касательное напряжение  $\tau_0$  на стенке трубы в турбулентном потоке значительно больше, чем в ламинарном, при тех же значениях числа  $Re$  и динамического давления  $\rho v^2/2$ , подсчитанных по средней скорости потока [28].

В связи с этим потери энергии при турбулентном течении жидкости в трубах также получаются иными, нежели при ламинарном. В турбулентном потоке при  $Re > Re_{кр}$  потери напора на трение по длине значительно больше, чем при ламинарном течении при тех же размерах трубы, расходе и вязкости жидкости, а следовательно, при одинаковых числах  $Re$  (ламинарный режим при этом неустойчив) [28].

Если при ламинарном течении потеря напора на трение возрастает пропорционально скорости (расходу) в первой степени, то при переходе к турбулентному течению заметны некоторый скачок сопротивления и затем более крутое нарастание величины  $h_{тр}$  по кривой, близкой к параболе второй степени (рис. 23) [28].

Ввиду сложности турбулентного течения и трудностей его аналитического исследования до настоящего времени для него не имеется достаточно строгой и точной теории. Существуют полуэмпирические, приближенные теории, например теория Прандтля и другие, которые здесь не рассматриваются [28].

В большинстве случаев для практических расчетов, связанных с турбулентным течением жидкостей в трубах, пользуются экспериментальными данными, систематизированными на основе теории гидродинамического подобия [28].

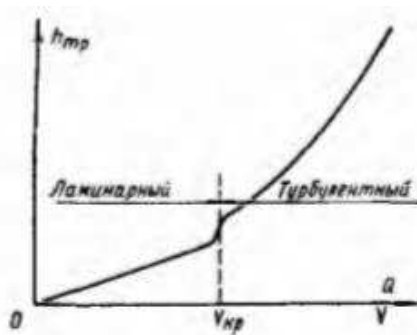


Рисунок 23 – Зависимость  $h_{тр}$  от  $v$  и  $Q$

Основной расчетной формулой для потерь напора при турбулентном течении в круглых трубах является эмпирическая формула, называемая формулой Вейсбаха— Дарси и имеющая следующий вид [15]:

$$h_{тр} = \lambda_{т} \frac{1}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}, \quad (53)$$

где  $\lambda_{т}$  — коэффициент потерь на трение при турбулентном течении, или коэффициент Дарси.

Эта основная формула применима как при турбулентном, так и при ламинарном течении различие заключается лишь в значениях коэффициента  $\lambda$ . Так как при турбулентном течении потеря напора на трение приблизительно пропорциональна скорости (и расходу) во второй степени,

коэффициент потерь на трение в первом приближении для данной трубы можно считать величиной постоянной [28].

Когда шероховатость трубы не влияет на ее сопротивление (на  $\lambda_T$ ), трубу называют гидравлически гладкой. Для этих случаев коэффициент  $\lambda_T$  является функцией лишь числа Рейнольдса:  $\lambda_T = f_1(Re)$ . Существует ряд эмпирических и полуэмпирических формул, выражающих эту функцию для турбулентного течения в гидравлически гладких трубах. Одной из наиболее удобных и употребительных является формула П. К. Конакова применимая при числе  $Re$  от  $Re_{пр}$  до  $Re$ , равного нескольким миллионам [28].

$$\lambda_T = 1/(1,81 \lg Re - 1,5)^2 \quad (54)$$

При  $2300 < Re < 10^5$  можно пользоваться также формулой Блазиуса

$$\lambda_T = 0,316/\sqrt[4]{Re} \quad (55)$$

Отсюда видно, что с увеличением  $Re$  коэффициент  $\lambda_T$ , уменьшается, однако это уменьшение гораздо менее значительно, чем при ламинарном течении (рис.24). Это различие в законах изменения коэффициента  $\lambda$  связано с тем, что непосредственное влияние вязкости жидкости на сопротивление в турбулентном потоке гораздо меньше, чем в ламинарном [28].

Если в последнем потери напора на трение прямо пропорциональны вязкости, то в турбулентном потоке, они пропорциональны вязкости в степени  $1/4$ . Основную роль в образовании потерь энергии при турбулентном течении играют перемешивание и рассеивание кинетической энергии завихренных частиц [28].

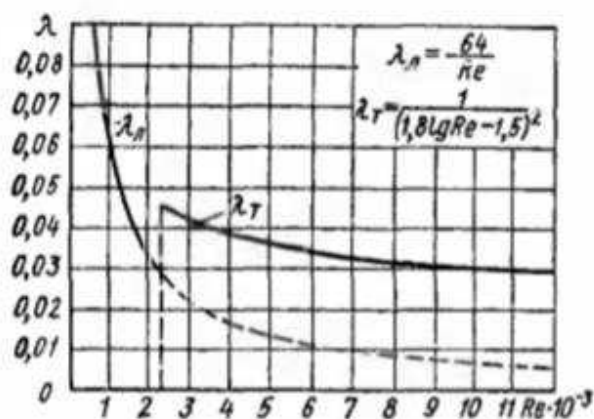


Рисунок 24 – Зависимость  $\lambda_{л}$  и  $\lambda_{т}$  от числа  $Re$

К числу гидравлически гладких труб можно без большой погрешности отнести цельнотянутые трубы из цветных металлов (включая и алюминиевые сплавы), а также высококачественные бесшовные стальные трубы. Таким образом, трубы, употребляемые в качестве топливопроводов и гидросистем, в обычных условиях можно считать гидравлически гладкими и для их расчета пользоваться приведенными формулами. Водопроводные стальные и чугунные трубы гладкими нельзя считать, так как они обычно дают повышенное сопротивление [28].

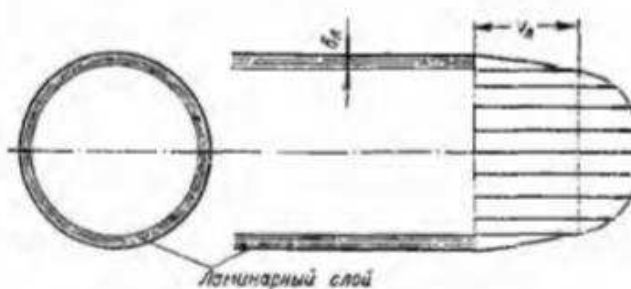


Рисунок 25 – Ламинарный пристенный слой при турбулентном течении в трубе

Как показывают опыты ряда исследователей (И. И. Никурадзе, Г. Г. Гуржиенко, Рейхардта и др.), при турбулентном течении жидкости непосредственно на стенке трубы обычно имеется ламинарный слой (рис.25). Это очень тонкий слой жидкости, движение в котором является слоистым п

происходит без перемешивания. В его пределах скорость круто нарастает от нуля на стенке до некоторой конечной величины  $v_{л}$  на границе слоя. Толщина  $\delta_{л}$  ламинарного слоя крайне невелика, причем оказывается, что число  $Re$ , подсчитанное по толщине  $\delta_{л}$ , скорости  $v_{л}$  и кинематической вязкости  $\nu_{л}$ , есть величина постоянная, т. е. [28]:

$$v_{л}\delta_{л}/\nu = \text{const} \quad (56)$$

Эта величина в соответствии с теорией гидродинамического подобия имеет универсальное постоянное значение подобно тому, как постоянно  $Re_{кр}$  для течения в трубах. Поэтому при увеличении скорости потока и, следовательно,  $Re$  растет также скорость  $v_{л}$ , а толщина  $\delta_{л}$  ламинарного слоя уменьшается [28].

#### **4.5.2 Турбулентное течение в шероховатых и некруглых трубах**

Если для гидравлически гладких труб коэффициент потерь на трение вполне определяется числом  $Re$ , то для шероховатых труб  $\lambda_{т}$  зависит еще и от шероховатости внутренней поверхности трубы. При этом важен не абсолютный размер  $\Delta$  бугорков шероховатости, а отношение этого размера к радиусу (или диаметру) трубы, т. е. так называемая относительная шероховатость  $\Delta/d$ . Одна и та же абсолютная шероховатость может совершенно не оказывать влияния на сопротивление трубы большого диаметра, но способна значительно увеличить сопротивление трубы малого диаметра. Кроме того, на сопротивление влияет характер шероховатости. Простейшим случаем будет тот, когда все бугорки шероховатости имеют один и тот же размер  $\Delta$  и одинаковую форму, т. е. при так называемой равномерно распределенной зернистой шероховатости [29].

Таким образом, в этом случае коэффициент  $\lambda_{т}$  зависит как от  $Re$ , так и от отношения  $\Delta/d$  (или  $\Delta/r_0$ ) [29]:

$$\lambda_{т} = f(Re, \Delta/d) \quad (57)$$

Характер влияния этих двух параметров на сопротивление труб отчетливо виден из графика, который является результатом опытов И. И. Никурадзе.

И. И. Никурадзе испытал на сопротивление ряд труб с искусственно созданной шероховатостью на их внутренней поверхности. Шероховатость была получена путем приклейки песчинок определенного размера, полученного просеиванием песка через специальные сита. Тем самым была получена равномерно распределенная зернистая шероховатость. Испытания были проведены при широком диапазоне относительных шероховатостей ( $\frac{\Delta}{r_0} = \frac{1}{500} \div \frac{1}{15}$ ), а так же чисел  $Re$  ( $Re = 500 \div 10^8$ ). Результаты этих испытаний представлены на рис.26, где построены кривые зависимости  $\lg(1000\lambda)$  от  $\lg Re$  для ряда значений  $\Delta/r_0$  [29].

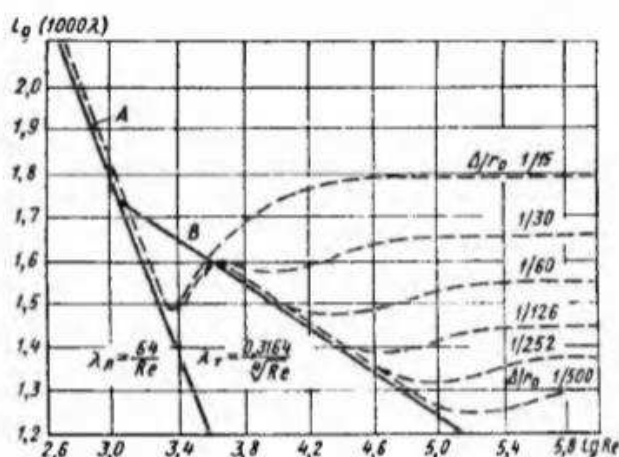


Рисунок 26 – Зависимость  $\lg(1000\lambda)$  от  $\lg Re$  для труб с искусственной шероховатостью

Наклонные прямые А и В соответствуют законам сопротивления гладких труб. После умножения на 1000 и логарифмирования получим уравнения прямых [29]:

$$\lg(1000\lambda_A) = \lg 64000 - \lg Re \quad (58)$$

$$\lg(1000\lambda_B) = \lg 316 - \frac{1}{4} \lg Re \quad (59)$$



Штриховыми линиями показаны кривые для труб с различной относительной шероховатостью  $\Delta/r_0$  [29].

Из рассмотрения графика можно сделать следующие основные выводы:

1. При ламинарном течении шероховатость на сопротивление не влияет; штриховые кривые, соответствующие различным шероховатостям, практически совпадают с прямой А.

2. Критическое число  $Re$  от шероховатости практически не зависит; штриховые кривые отклоняются от прямой А приблизительно при одном и том же  $Re_{кр}$ .

3. В области турбулентного течения, но при небольших  $Re$  и  $\Delta/r_0$  шероховатость на сопротивление не влияет; штриховые линии на некоторых участках совпадают с прямой В. Однако при увеличении  $Re$  это влияние начинает сказываться, и кривые для шероховатых труб начинают отклоняться от прямой, соответствующей закону сопротивления гладких труб.

4. При больших  $Re$  и больших относительных шероховатостях коэффициент  $\lambda_T$  перестает зависеть от  $Re$  и становится постоянным для данной относительной шероховатости. Это соответствует тем участкам штриховых кривых, где они после некоторого подъема располагаются параллельно оси абсцисс.

Таким образом, для каждой из кривых, соответствующих шероховатым трубам при турбулентном течении, можно отметить следующие три области значений  $Re$  и  $\Delta/r_0$ , отличающиеся друг от друга характером изменения коэффициента  $\lambda_T$  [29].

Первая область — область малых  $Re$  и  $\Delta/r_0$ , где коэффициент  $\lambda_T$  от шероховатости не зависит, а определяется лишь числом  $Ие$ ; это область

гидравлически гладких труб. Она не имеет места для максимальных значений шероховатости п опытах И. И. Никурадзе [29].

Во второй области коэффициент  $\lambda_T$  зависит одновременно от двух параметров — числа  $Re$  и относительной шероховатости [29].

Третья область — область больших  $Re$  и  $\Delta/r_0$ , где коэффициент  $\lambda_T$  не зависит от  $Re$ , а определяется лишь относительной шероховатостью. Эту область называют областью автомодельности или режимом квадратичного сопротивления, так как независимость коэффициента  $\lambda_T$  от  $Re$  означает, что потеря напора пропорциональна скорости во второй степени [29].

Чтобы лучше уяснить эти особенности сопротивления шероховатых труб, необходимо учесть наличие ламинарного слоя.

Как указывалось выше, при увеличении  $Re$  толщина ламинарного слоя  $\delta_L$  уменьшается, поэтому для турбулентного потока при малых  $Re$  толщина ламинарного слоя больше высоты бугорков шероховатости, последние находятся внутри ламинарного слоя, обтекаются плавно (безотрывно) и на сопротивление не влияют. По мере увеличения  $Re$  толщина  $\delta_L$  уменьшается, бугорки шероховатости начинают выступать за пределы слоя и влиять на сопротивление. При больших  $Re$  толщина ламинарного слоя становится весьма малой, а бугорки шероховатости обтекаются турбулентным потоком с вихреобразованиями за каждым бугорком; этим и объясняется квадратичный закон сопротивления, характерный для данной области [29].

График И. И. Никурадзе позволяет построить примерную зависимость от  $Be$  допустимой шероховатости, т. е. такого максимального значения, при котором шероховатость трубы еще не влияет на ее сопротивление. Для этого следует взять те точки на графике (см. рис.26), в которых кривые для шероховатых труб начинают отклоняться от прямой  $B$  для гладких труб. Очевидно, что с увеличением  $Re$  значение допустимой шероховатости уменьшается [29].

Опыты Никурадзе проводились на трубах, снабженных искусственной, равномерно распределенной зернистой шероховатостью. Для натуральных шероховатых труб закон изменения  $\lambda_T$  от  $Re$  получается несколько иным, без подъема кривых после отклонения их от закона для гладких труб. На рис. 27 в полулогарифмических координатах даны результаты опытов, поставленных во Всесоюзном теплотехническом институте Г. А. Муриным. Коэффициент  $\lambda_T$  для натуральных шероховатых труб на графике указан в зависимости от  $Re$  для разных значений  $d/\Delta_э$ , где  $\Delta_э$  — абсолютная шероховатость, эквивалентная по сопротивлению зернистой шероховатости в опытах И. И. Никурадзе. Для новых стальных бесшовных труб рекомендуется принимать при расчетах значение  $\Delta_э = 0,1$  мм; для труб, бывших в употреблении,  $\Delta_э = 0,2$  мм [29].

Различие в характере кривых, представленных на рис.26 и 27, объясняется тем, что в натурной трубе (см. рис.27) бугорки шероховатости имеют различную высоту и при увеличении числа  $Re$  начинают выступать за пределы ламинарного слоя не одновременно, а при разных  $Re$ . Ввиду этого переход от линии, соответствующей сопротивлению гладких труб, к горизонтальным прямым, соответствующим квадратичному закону, происходит для натуральных труб более плавно, без провала кривых, характерного для графика И. И. Никурадзе [29].

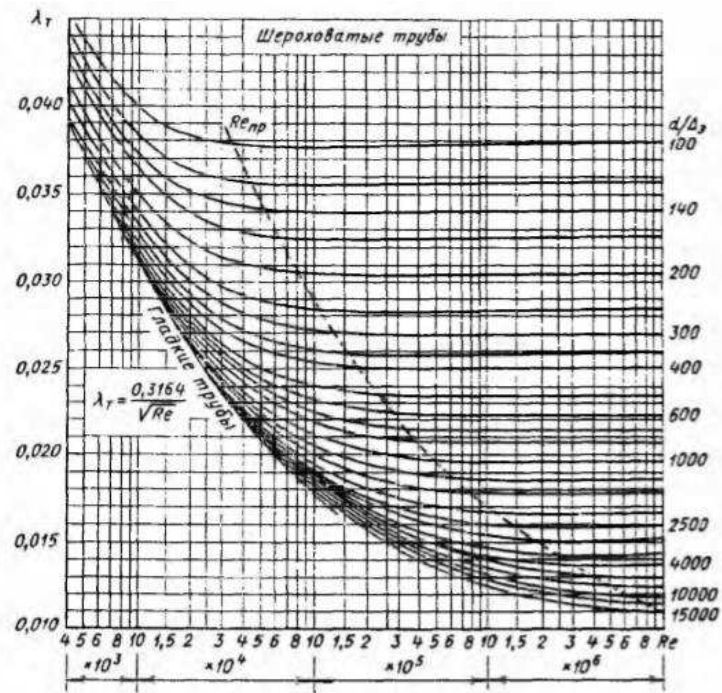


Рисунок 27 – Зависимость  $\lambda_T$  от  $Re$  для труб с естественной шероховатостью

Таким образом, путем сравнения численного значения отношения  $\lambda_T$  с числом  $Re$  можно установить границы указанных выше областей (режимов) турбулентного течения в шероховатых трубах [29].

На практике часто приходится иметь дело с турбулентным течением в некруглых трубах, применяемых, например, в охлаждающих устройствах (радиаторах, теплообменниках, охлаждающих трактах двигателей и др.). Рассмотрим расчет потерь на трение при турбулентном течении в трубе с поперечным сечением произвольной формы. Суммарная сила трения, действующая на внешнюю поверхность потока длиной  $l$  [30]:

$$T = \Pi / \tau_0, \quad (60)$$

где  $\Pi$  — периметр сечения;  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке, зависящее в основном от динамического давления, т. е. от средней скорости течения и плотности жидкости.

Итак, при заданной площади сечения  $S$  и данном расходе жидкости, а следовательно, и при данной средней скорости сила трения пропорциональна периметру сечения. Поэтому для уменьшения силы трения, а также потерь энергии на трение следует уменьшать периметр сечения. Наименьший периметр при заданной площади имеет круглое сечение, которое поэтому является наивыгоднейшим с точки зрения получения минимальных потерь энергии (напора) на трение в трубе [30].

Для количественной оценки влияния формы сечения на потерю напора при турбулентном течении так же, как и при ламинарном, в расчет вводят гидравлический радиус  $R_r$  или диаметр  $D_r$ .

Можно пользоваться так же, как и при ламинарном режиме, обобщенной формулой Вейсбаха—Дарси, причем в отличие от ламинарного режима в первом приближении поправочный коэффициент  $k$  принимают равным единице. Таким образом, для любой формы сечения [30]:

$$h_{\text{тр}} = \lambda_{\text{т}} \frac{1}{4R_r} \frac{v^2}{2g} = \lambda_{\text{т}} \frac{1}{D_r} \frac{v^2}{2g} \quad (61)$$

## **5 Местные гидравлические сопротивления**

### **5.1 Общие сведения о местных сопротивлениях**

Простейшие местные гидравлические сопротивления можно разделить на расширения, сужения и повороты русла, каждое из которых может быть внезапным или постепенным. Более сложные случаи местных сопротивлений представляют собой соединения или комбинации перечисленных простейших сопротивлений. Так, например, при течении жидкости через вентиль поток искривляется, меняет свое направление, сужается и, наконец, расширяется до первоначальных размеров; при этом возникают интенсивные вихреобразования [31].

Рассмотрим простейшие местные сопротивления при турбулентном режиме течения в трубе. Коэффициенты потерь  $\xi$  при турбулентном течении определяются в основном формой местных сопротивлений и очень мало изменяются с изменением абсолютных размеров русла, скорости потока и вязкости  $\nu$  жидкости, т. е. с изменением числа  $Re$ , поэтому обычно принимают, что они не зависят от  $Re$ , что означает квадратичный закон сопротивления, или автомодельность [31].

### **5.2 Внезапное расширение русла**

Значения коэффициентов местных потерь в большинстве случаев получают из опытов, на основании которых выводят эмпирические формулы или строят графики. Однако для внезапного расширения русла при турбулентном течении потерю напора можно достаточно точно найти теоретическим путем [31].

При внезапном расширении русла (трубы) (рис.28) поток срывается с угла и расширяется не внезапно, как русло, а постепенно, причем в кольцевом пространстве между потоком и стенкой трубы образуются вихри, которые и являются причиной потерь энергии. При этом, как показывают наблюдения, происходит непрерывный обмен частицами жидкости между

основным потоком и завихренной его частью. Кроме того, основной вихрь порождает другие, более мелкие вихри, которые уносятся потоком и при этом распадаются на еще более мелкие вихри. Таким образом, потеря энергии происходит не только в основном вихре, но и по длине следующего за ним участка потока [31].

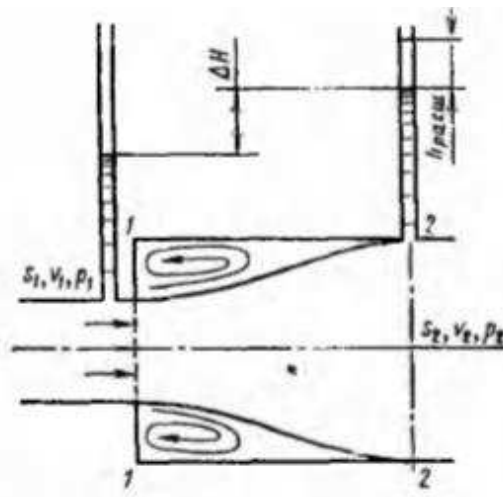


Рисунок 28 – Внезапное расширение трубы

Рассмотрим два сечения горизонтального потока: 1 — 1 — в плоскости расширения трубы и 2 — 2 — в том месте, где поток, расширившись, заполнил все сечение широкой трубы. Так как поток между рассматриваемыми сечениями расширяется, то скорость его уменьшается, а давление возрастает. Поэтому второй пьезометр показывает высоту на  $\Delta H$  большую, чем первый; но если бы потерь напора в данном месте не было, то второй пьезометр показал бы высоту большую еще на  $h_{расш}$ . Эта высота и есть местная потеря напора на расширение [31].

Обозначим давление, скорость и площадь потока в сечении 1 — 1 соответственно через  $p_1$ ,  $v_1$  и  $S_1$ , а в сечении 2 — 2 — через  $p_2$ ,  $v_2$  и  $S_2$ .

Прежде чем составлять исходные уравнения, сделаем три допущения:

1) распределение скоростей в сечениях 1 — 1 и 2 — 2 равномерное; т. е.  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ , что обычно и принимается при турбулентном режиме;

2) касательное напряжение на стенке трубы между сечениями 1 — 1 и 2 — 2 равно нулю, т. е. пренебрегаем силой трения, малой по сравнению с силами давления;

3) давление в сечении 1 — 1 действует по всей площади  $S_2$  потому, что, хотя труба и расширилась, поток в сечении 1 — 1 еще сохранил свой поперечный размер, следовательно, ни скорость, ни давление еще не изменились.

Запишем для сечений 1 — 1 и 2 — 2 уравнение Бернулли с учетом потери напора  $h_{\text{расш}}$  расширение, и принимая  $z_1 = z_2 = 0$ , получим [31]:

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{\text{расш}} \quad (62)$$

Когда площадь весьма велика по сравнению с площадью  $i$ , следовательно, скорость можно считать равной нулю, потеря на расширение:

$$h_{\text{расш}} = v_1^2/2g \quad (63)$$

т. е. в этом случае теряется весь скоростной напор (вся кинетическая энергия, которой обладает жидкость); коэффициент потерь  $\xi = 1$ . Такому случаю соответствует, например, подвод жидкости по трубе к резервуару достаточно больших размеров.

Рассмотренная потеря напора (энергии) при внезапном расширении русла расходуется, можно считать, исключительно на вихреобразование, связанное с отрывом потока от стенок, т. е. на поддержание непрерывного вращательного движения жидких масс с постоянным их обновлением (обменом). Поэтому этот вид потерь энергии, пропорциональных скорости (расходу) во второй степени, называют потерями на вихреобразование. В конечном счете они расходуются на работу сил трения, но не непосредственно, как в прямых трубах постоянного сечения, а через вихреобразование [31].



### 5.3 Постепенное расширение русла

Постепенно расширяющаяся труба называется диффузором. Течение жидкости в диффузоре сопровождается уменьшением скорости и увеличением давления, а следовательно, преобразованием кинетической энергии жидкости в энергию давления. Частицы движущейся жидкости преодолевают нарастающее давление за счет своей кинетической энергии, которая уменьшается вдоль диффузора и, что особенно важно, в направлении от оси к стенке. Слои жидкости, прилежащие к стенкам, обладают столь малой кинетической энергией, что иногда оказываются не в состоянии преодолеть повышенное давление, они останавливаются или даже начинают двигаться обратно. Обратное движение (противоток) вызывает отрыв основного потока от стенки и вихреобразование (рис.29). Интенсивность этих явлений возрастает с увеличением угла расширения диффузора, а вместе с этим растут и потери на вихреобразование в нем [30].

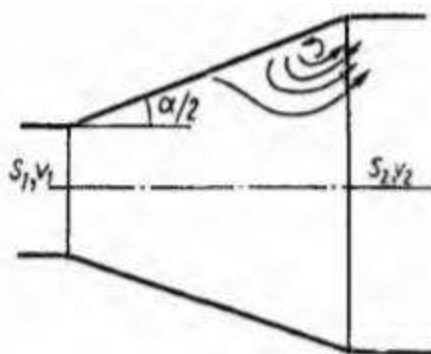


Рисунок 29 – Вихреобразование в диффузоре

Кроме того, в диффузоре имеются обычные потери на трение, подобные тем, которые возникают в трубах постоянного сечения.

Полную потерю напора  $h_{\text{диф}}$  в диффузоре условно рассматриваем как сумму двух слагаемых:

$$h_{\text{диф}} = h_{\text{тр}} + h_{\text{расш}}, \quad (64)$$

где  $h_{\text{тр}}$  и  $h_{\text{расш}}$  — потери напора на трение и расширение (на вихреобразование).

#### 5.4 Сужение русла

Внезапное сужение русла (трубы) (рис.30) всегда вызывает меньшую потерю энергии, чем внезапное расширение с таким же соотношением площадей. В этом случае потеря обусловлена, во-первых, трением потока при входе в узкую трубу и, во-вторых, потерями на вихреобразование. Последние вызываются тем, что поток не обтекает входной угол, а срывается с него и сужается; кольцевое же пространство вокруг суженной части потока заполняется завихренной жидкостью [32].

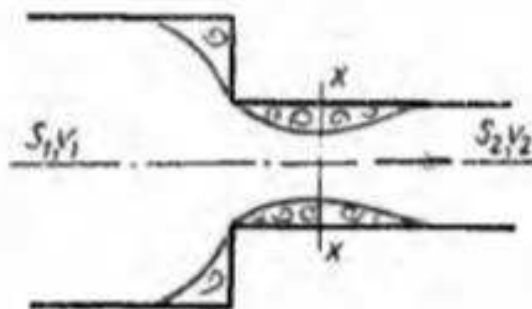


Рисунок 30 – Внезапное сужение трубы

В процессе дальнейшего расширения потока происходит потеря напора. Следовательно, полная потеря напора:

$$h_{\text{суж}} = \xi_0 \frac{v_x^1}{2g} + \frac{(v_x - v_2)^2}{2g} = \xi_{\text{суж}} \frac{v_2^1}{2g}, \quad (65)$$

где  $\xi_0$  — коэффициент потерь, обусловленный трением потока при входе в узкую трубу и зависящий от  $S_1/S_2$  и  $Re$ ;  $v_x$  — скорость потока в суженном месте;  $\xi_{\text{суж}}$  — коэффициент сопротивления внезапного сужения, зависящий от степени сужения.

Закруглением входного угла (входной кромки) можно значительно уменьшить потерю напора при входе в трубу.

Постепенное сужение трубы, т. е. коническая сходящаяся труба, называется конфузуром (рис.31). Течение жидкости в конфузуре сопровождается увеличением скорости и падением давления; так как давление жидкости в начале конфузуратора выше, чем в конце, причин к возникновению вихреобразований и срывов потока (как в диффузоре) нет. В конфузуре имеются лишь потери на трение. В связи с этим сопротивление конфузуратора всегда меньше, чем сопротивление такого же диффузора [32].

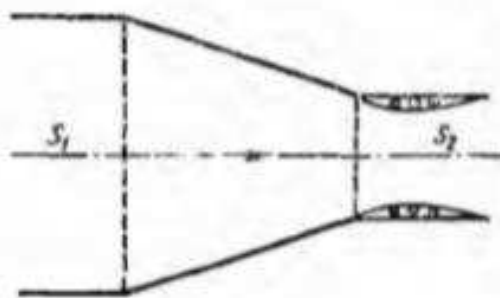


Рисунок 31 - Конфузор

Потерю напора на трение в конфузуре можно подсчитать так же, как это делали для диффузора, т. е. сначала выразить потерю для элементарного отрезка, а затем выполнить интегрирование. В результате получим следующую формулу [32]:

$$h_{\text{тр}} = \frac{\lambda_{\text{т}}}{8 \sin(\alpha/2)} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \frac{v_2^2}{2g} \quad (66)$$

Небольшое вихреобразование и отрыв потока от стенки с одновременным сжатием потока возникает лишь на выходе из конфузуратора в месте соединения конической трубы с цилиндрической. Для ликвидации вихреобразования и связанных с ним потерь рекомендуется коническую часть плавно сопрягать с цилиндрической или коническую часть заменять криволинейной, плавно переходящей в цилиндрическую. При этом можно допустить значительную степень сужения при небольшой длине вдоль оси и небольших потерях [32].

Коэффициент сопротивления такого плавного сужения, называемого соплом, изменяется примерно в пределах  $\xi = 0,03 \div 0,1$  в зависимости от степени и плавности сужения и  $Re$  (большим  $Re$  соответствуют малые значения  $\xi$  и наоборот) [32].

### 5.5 Поворот русла

Внезапный поворот трубы, или колено без закругления (рис.32), обычно вызывает значительные потери энергии, так как в нем происходят отрыв потока и вихреобразование, причем эти потери тем больше, чем больше угол  $\delta$ . Потерю напора рассчитывают по формуле [33]:

$$h = \xi_{\text{кол}} v^2 / (2g) \quad (67)$$

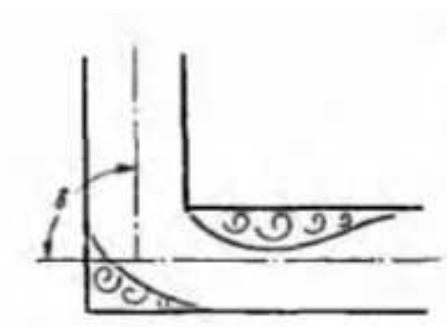


Рисунок 32 - Колено

Коэффициент сопротивления колена круглого сечения  $\xi_{\text{кол}}$  возрастает с увеличением  $\delta$  очень круто (рис.33) и при  $\delta = 90^\circ$  достигает единицы [33].

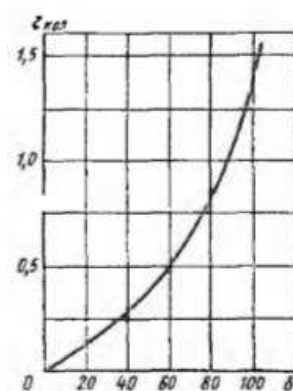


Рисунок 33 – Зависимость  $\xi_{\text{кол}}$  от угла  $\delta$

Постепенный поворот трубы, или закругленное колено (рис.34), называется также отводом. Плавность поворота значительно уменьшает интенсивность вихреобразования, а следовательно, и сопротивление отвода по сравнению с коленом. Это уменьшение тем больше, чем больше относительный радиус кривизны отвода  $R/d$ , и при достаточно большом его значении срыв потока и связанное с ним вихреобразование устраняется полностью. Коэффициент сопротивления отвода  $\xi_{отв}$  зависит от отношения  $R/d$ , угла  $\delta$ , а также формы поперечного сечения трубы [33].

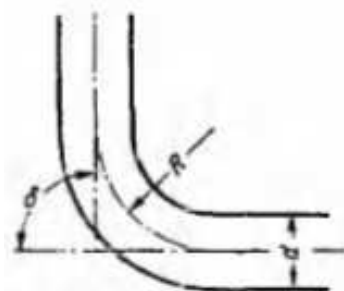


Рисунок 34 – Закругленное колено

Потеря напора, определяемая приведенными коэффициентами  $\xi_{отв}$  учитывает лишь дополнительное сопротивление, обусловленное кривизной русла, поэтому при расчете трубопроводов, содержащих отводы, следует длины этих отводов включать в общую длину трубопровода, по которой подсчитывается потеря на трение, а затем к этой потере на трение нужно добавить дополнительную потерю от кривизны, определяемую коэффициентом  $\xi_{отв}$  [33].

## 6 Истечение жидкости через отверстия и насадки

### 6.1 Истечение через малые отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре

Рассмотрим различные случаи истечения жидкости из резервуаров, баков, котлов через отверстия и насадки (короткие трубки разной формы) в атмосферу или в пространство, заполненное газом или той же жидкостью. Этот случай движения жидкости характерен тем, что в процессе истечения запас потенциальной энергии, которым обладает жидкость в резервуаре, превращается с большими или меньшими потерями в кинетическую энергию свободной струи или капель [34].

Основным вопросом, который интересует в данном случае, является определение скорости истечения и расхода жидкости для различных форм отверстий и насадков [34].

Рассмотрим большой резервуар с жидкостью под давлением  $p_0$ , имеющий малое круглое отверстие в стенке на достаточно большой глубине  $H_0$  от свободной поверхности (рис.35). Через это отверстие жидкость вытекает в воздушное (газовое) пространство с давлением  $p_1$  [34].

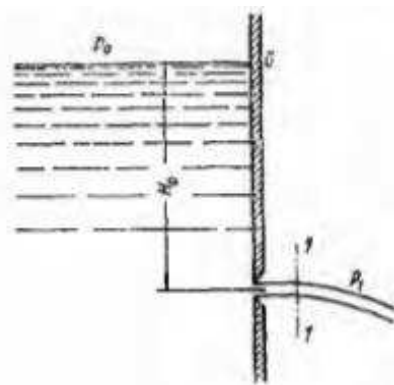


Рисунок 35 – Истечение из резервуара через малое отверстие

Пусть отверстие имеет форму, показанную на рис. 36 (а), т. е. выполнено в виде сверления в тонкой стенке без обработки входной кромки или имеет форму, показанную на рис.36 (б), т. е. выполнено в толстой стенке,

но с заострением входной кромки с внешней стороны. Условия истечения жидкости в этих двух случаях будут совершенно одинаковыми: частицы жидкости приближаются к отверстию из всего прилежащего объема, двигаясь ускоренно по различным плавным траекториям (см. рис.36 (а)). Струя отрывается от стенки у кромки отверстия и затем несколько сжимается. Цилиндрическую форму струя принимает на расстоянии, равном примерно одному диаметру отверстия. Сжатие струи обусловлено необходимостью плавного перехода от различных направлений движения жидкости в резервуаре, в том числе от радиального движения по стенке, к осевому движению в струе [34].

Так как размер отверстия предполагается малым по сравнению с напором  $H_0$  и размерами резервуара, и следовательно, его боковые стенки и свободная поверхность жидкости не влияют на приток жидкости к отверстию, то наблюдается совершенное сжатие струи, т. е. наибольшее сжатие в отличие от несовершенного сжатия [34].

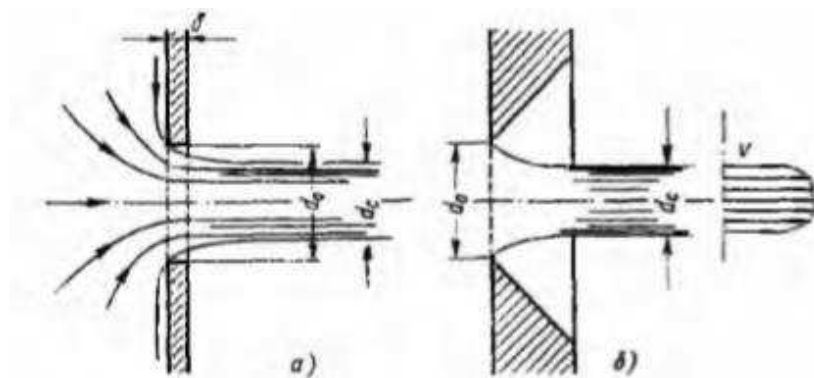


Рисунок 36 – Истечение через круглое отверстие

Степень сжатия оценивается коэффициентом сжатия  $\varepsilon$ , равным отношению площади сжатого поперечного сечения струи к площади отверстия [34]:

$$\varepsilon = S_c/S_0 = (d_c/d_0)^2 \quad (68)$$

На рис.37 показаны зависимости коэффициентов  $\varepsilon$ ,  $\varphi$  и  $\mu$  для круглого отверстия от  $Re_{и}$ , подсчитанного по идеальной скорости истечения, т. е.

$$Re_{и} = v_{и}d/v = d\sqrt{2gH}/v \quad (69)$$

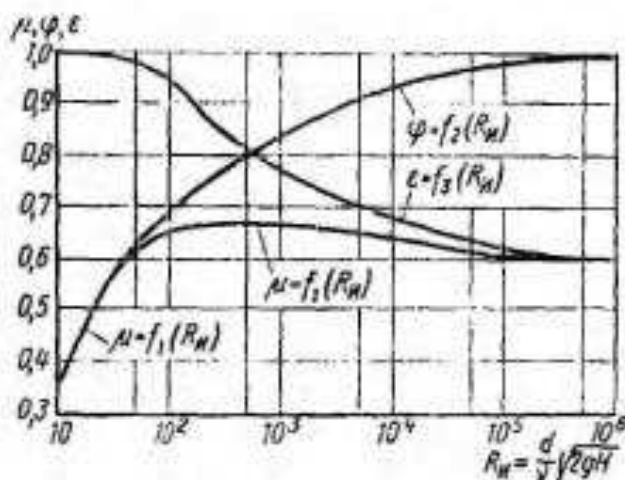


Рисунок 37 – Зависимость  $\varepsilon$ ,  $\varphi$  и  $\mu$  от  $Re_{и}$  для круглого отверстия в тонкой стенке

Из графика видно, что с увеличением  $Re_{и}$ , т. е. с уменьшением влияния сил вязкости, коэффициент  $\varphi$  возрастает в связи с уменьшением коэффициента сопротивления  $\xi$ , а коэффициент  $\varepsilon$  уменьшается вследствие уменьшения торможения жидкости у кромки отверстия и увеличения радиусов кривизны поверхности струи на ее участке от кромки до начала цилиндрической части. Значения коэффициентов  $\varphi$  и  $\varepsilon$  при этом асимптотически приближаются к их значениям, соответствующим истечению идеальной жидкости, т. е. при  $Re_{и} \rightarrow \infty$  значения  $\varphi \rightarrow 1$  и  $\varepsilon \rightarrow 0,6$ . Это близко к теоретически найденному Кирхгофом значению  $\varepsilon$  при истечении идеальной жидкости через плоскую щель [34].

$$\varepsilon_{п} = \pi/(2 + \pi) \quad (70)$$

Коэффициент расхода  $\mu$ , определяемый произведением  $\varepsilon$  на  $\varphi$ , с увеличением  $Re$  сначала увеличивается, что обусловлено крутым возрастанием  $\varphi$ , а затем, достигнув максимального значения ( $\mu_{max} = 0,69$  при



$Re_{и} = 350$ ), уменьшается в связи со значительным падением  $\varepsilon$  и при больших  $Re_{и}$  практически стабилизируется на значении, равном  $\mu = 0,60 \div 0,61$  [34].

Для маловязких жидкостей (воды, бензина, керосина и др.), истечение которых обычно происходит при достаточно больших числах  $Re$ , коэффициенты истечения изменяются в небольших пределах. В расчетах обычно принимают следующие их осредненные значения:  $\varepsilon = 0,64$ ;  $\varphi = 0,97$ ;  $\mu = 0,62$ ;  $\xi = 0,065$ .

При истечении маловязких жидкостей через круглое отверстие в тонкой стенке имеет место значительное сжатие струи и весьма небольшое сопротивление, поэтому коэффициент расхода  $\mu$  получается значительно меньше единицы, главным образом, за счет влияния сжатия струи [34].

## **6.2 Истечение при несовершенном сжатии**

Несовершенное сжатие струй наблюдается в том случае, когда на истечение жидкости через отверстие и на формирование струи оказывает влияние близость боковых стенок резервуара. Ограничимся рассмотрением частного случая, когда отверстие расположено на одинаковых расстояниях от этих стенок, т. е. на оси симметрии резервуара (рис.38). Так как боковые стенки частично направляют движение жидкости при подходе к отверстию, струя по выходе из отверстия сжимается в меньшей степени, чем при истечении из резервуара неограниченных размеров, как это рассматривалось выше для совершенного сжатия. Вследствие уменьшения сжатия струи возрастает коэффициент сжатия, а, следовательно, и коэффициент расхода [35].

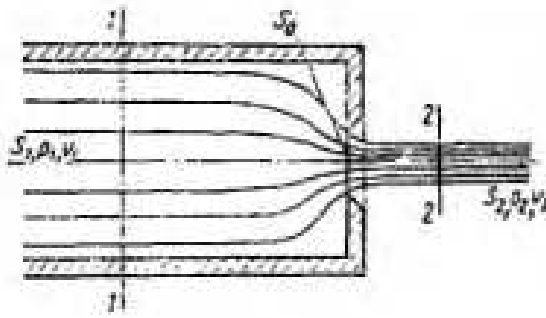


Рисунок 38 – Схема несовершенного сжатия струи

При истечении жидкостей из цилиндрического резервуара круглого сечения через круглое отверстие, расположенное в центре торцевой стенки, при больших числах  $Re$  коэффициент сжатия  $\varepsilon_1$  можно находить по следующей формуле, соответствующей теоретическому решению данной задачи Н. Е. Жуковским для идеальной жидкости [35]:

$$\varepsilon_1 = 0,57 + 0,043/(1,1 - n), \quad (71)$$

где  $n = S_0/S_1$ — отношение площади отверстия к площади поперечного сечения резервуара. Коэффициент  $\xi$  сопротивления отверстия, а также коэффициент  $\varphi$  скорости при несовершенном сжатии можно считать не зависящими от соотношения  $n$  площадей (если  $n$  не слишком близко к единице) и приближенно равными их значениям по графику на рис.37. Поэтому коэффициент расхода  $\mu_1 = \varepsilon_1 \varphi$ , а расход  $Q = \mu_1 S_0 \sqrt{2gH}$ , где напор  $H$  нужно находить с учетом скоростною напора в резервуаре [35]:

$$H = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} \quad (72)$$

### 6.3 Истечение под уровень

Часто приходится иметь дело с истечением жидкости не в атмосферу и не в газовую среду, а в пространство, заполненное этой же жидкостью (рис. 39). Такой случай называют истечением под уровень, или истечением через затопленное отверстие [35].

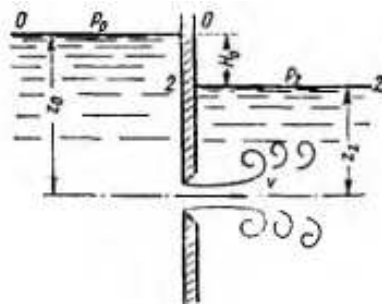


Рисунок 39 – Истечение под уровень

В этом случае вся кинетическая энергия струи теряется на вихреобразование, как при внезапном расширении. Поэтому уравнение Бернулли для сечений 0 — 0 и 2 — 2, где скорости считаем равными нулю, запишем в следующем виде (с учетом коэффициента  $\alpha$ ) [35]:

$$H = H_0 + \frac{p_0 - p_1}{\rho g} = (\xi + \alpha) \frac{v^2}{2g} \quad (73)$$

#### 6.4 Истечение через насадки про постоянном напоре

Внешним цилиндрическим насадком называется короткая трубка длиной, равной нескольким диаметрам без закругления- входной кромки (рис.40 (а)). На практике такой насадок часто получается в тех случаях, когда выполняют сверление в толстой стенке и не обрабатывают входную кромку (рис.40 (б)). Истечение через такой насадок в газовую среду может происходить двояко. Схема течения, соответствующая первому режиму, показана на рис. 40 (а) и (б). Струя после входа в насадок сжимается примерно так же, как и при истечении через отверстие в тонкой стенке. Затем вследствие взаимодействия сжатой части струи с окружающей ее завихренной жидкостью, струя постепенно расширяется до размеров отверстия и из насадка выходит полным сечением. Этот режим истечения называют безотрывным [35].

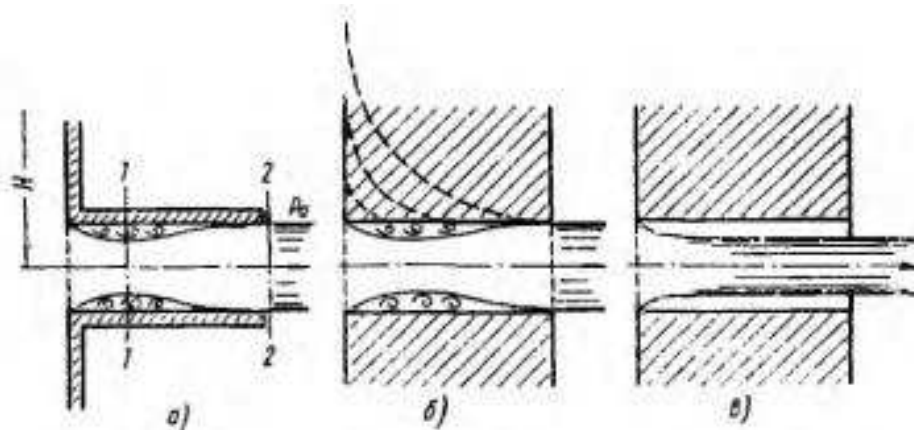


Рисунок 40 – Истечение через внешний цилиндрический насадок

Так как на выходе из насадки диаметр струи равен диаметру отверстия, то  $\epsilon = 1$  и, следовательно,  $\mu = \varphi$

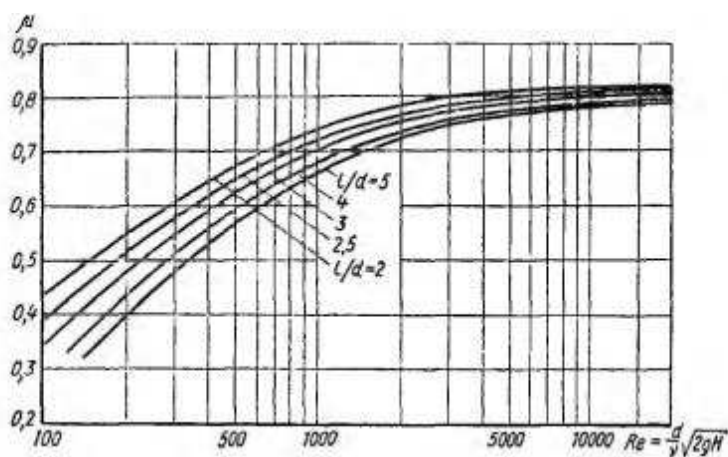


Рисунок 41 – зависимость коэффициентов расхода внешнего цилиндрического насадка от  $Re$

Сравнение с отверстием в тонкой стенке показывает, что при безотрывном истечении через цилиндрический насадок (первый режим) расход получается больше, чем при истечении через отверстие из-за отсутствия сжатия струи на выходе из насадка. Скорость же оказывается меньше вследствие значительно большего сопротивления [35].

Коэффициент  $\mu$ , расхода цилиндрического насадка при описанном (первом) режиме истечения жидкости в газовую среду зависит от относительной длины насадка  $l/d$ , и числа  $Re$ . На рис.41 приведены опытные

кривые зависимости  $\mu$ , от  $Re$  для разных  $l/d$ , на основании которых может быть рекомендована эмпирическая формула для коэффициента  $\mu$  при первом режиме истечения [35]:

$$\mu = \frac{1}{1,23 + \frac{58l}{Red}} \quad (74)$$

Минимальная относительная длина насадка  $l/d$ , при которой может реализоваться первый режим истечения, равна приблизительно единице. Однако и при достаточном значении  $l/d$ , не всегда возможен этот режим.

Второй режим истечения характеризуется тем, что струя после сжатия уже не расширяется, а сохраняет цилиндрическую форму и перемещается внутри насадка, не соприкасаясь с его стенками. Истечение становится точно таким же, как и из отверстия в тонкой стенке, с теми же значениями коэффициентов. Следовательно, при переходе от первого режима ко второму скорость возрастает, а расход уменьшается благодаря сжатию струи [35].

Если после перехода от первого режима истечения ко второму уменьшить напор  $H$ , то второй режим будет сохраняться вплоть до самых малых  $H$ . Это значит, что второй режим истечения возможен при любых напорах, и, следовательно, при  $H < H_{кр}$  возможны оба режима [35].

При истечении через цилиндрический насадок под уровень первый режим истечения не будет отличаться от описанного выше. Но когда абсолютное давление внутри насадка благодаря увеличению  $H$  падает до давления насыщенных паров, перехода ко второму режиму не происходит, а начинается кавитационный режим, при котором расход перестает зависеть от противодавления  $p_2$ , т. е. получается эффект стабилизации. При этом чем меньше относительное противодавление  $p_2/p_0 = p_{в\text{ых}}/p_{вх} = p$ , которое является критерием кавитации, тем шире область кавитации внутри насадка и тем меньше коэффициент расхода  $\mu$  [35].

Таким образом, при истечении жидкости через внешний цилиндрический насадок под уровень коэффициент  $\mu$  является функцией трех безразмерных критериев, а именно:

$$\mu = f(l/d, Re, \bar{p}) \quad (75)$$

Таким образом, внешний цилиндрический насадок имеет существенные недостатки: на первом режиме — большое сопротивление и недостаточно высокий коэффициент расхода, а на втором — очень низкий коэффициент расхода. Недостатком является также двойственность режима истечения в газовую среду при  $N < N_{кр}$ , а следовательно, двузначность расхода при данном  $N$  и возможность кавитации при истечении под уровень [35].

При использовании цилиндрического насадка (сверления в толстой стенке), например, в качестве жиклеров, дросселей или форсунок эти недостатки следует учитывать или улучшать насадок [36].

Коноидальный насадок, или сопло, (рис.42) очерчивается приблизительно по форме естественно сжимающейся струи и благодаря этому обеспечивает безотрывность течения внутри насадка и параллельноструйность в выходном сечении. Это весьма распространенный насадок, так как он имеет коэффициент расхода, близкий к единице, и очень малые потери (коэффициент сжатия  $\varepsilon=1$ ), а также устойчивый режим течения без кавитации [36].

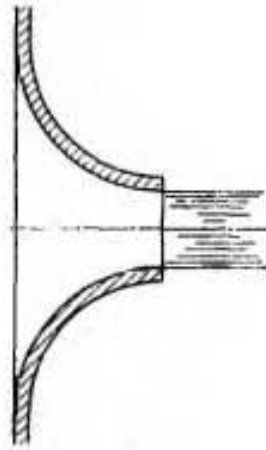


Рисунок 42 - Сопло

Диффузорный насадок представляет собой комбинацию сопла и диффузора (рис.43). Приставка диффузора к соплу влечет за собой снижение давления в узком месте насадка, а, следовательно, увеличение скорости и расхода жидкости через него. При том же диаметре узкого сечения, что и у сопла, и том же напоре диффузорный насадок может дать значительно больший расход (увеличение до 2,5 раза), чем сопло [36].

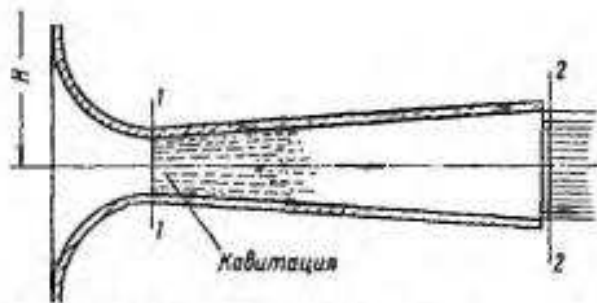


Рисунок 43 – Диффузорный насадок

### 6.5 Истечение через отверстия и насадки при переменном напоре (опорожнение сосудов)

Рассмотрим опорожнение открытого в атмосферу сосуда произвольной формы через донное отверстие или насадок с коэффициентом  $\mu$  (рис.44). В этом случае истечение будет происходить при переменном, постепенно

уменьшающемся напоре, т.е., строго говоря, течение является неустановившимся [37].

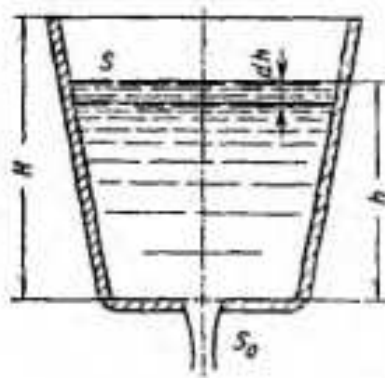


Рисунок 44 - Схема опорожнения резервуара

Однако если напор, а, следовательно, и скорость истечения изменяются медленно, то движение в каждый данный момент времени можно рассматривать как установившееся, и для решения задачи применить уравнение Бернулли (квазистационарное течение). Обозначив переменную высоту уровня жидкости в сосуде, отсчитываемую от дна, через  $h$ , площадь сечения резервуара на этом уровне  $S$ , а площадь отверстия  $S_0$  и взяв бесконечно малый отрезок времени  $dt$  можно записать следующее уравнение объемов [37]:

$$S dh = -Qdt, \quad (76)$$

где  $dh$  — изменение уровня жидкости в сосуде за время  $dt$ .

Знак минус обусловлен тем, что положительному приращению  $dt$  соответствует отрицательное приращение  $dh$  [37].

Отсюда время полного опорожнения сосуда высотой  $H$  найдем следующим путем (считая  $\mu = \text{const}$ ) [37]:

$$t = -\frac{1}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \int_{h=H}^{h=0} S \frac{dh}{\sqrt{h}} \quad (77)$$



## 7 Разработка фасонного участка трубопровода для проведения экспериментальных исследований

### 7.1 Теоретические сведения

Цель лабораторной работы - опытным путём определить значения коэффициентов местных гидравлических сопротивлений трубопровода. Овладеть методикой подобных исследований для других видов местных сопротивлений.

При движении идеальной жидкости в закрытых руслах и каналах (трубопроводах) полный напор вдоль потока остается величиной постоянной. *Идеальная жидкость* – гипотетическая несжимаемая жидкость, обладающая абсолютной подвижностью частиц и отсутствием сил сцепления между ними. Согласно уравнению Бернулли это выражается следующим образом:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = H_{\Pi} = const,$$

где  $z$  – геометрический напор, м;

$p / \rho g$  – пьезометрический напор, м;

$v^2 / 2g$  – скоростной напор, м;

$H_{\Pi}$  – полный напор, м.

Реальная жидкость обладает вязкостью. Поэтому при ее движении в закрытых каналах возникают касательные напряжения вследствие трения слоев жидкости между собой и о стенки канала. Кроме того, движение вязкой жидкости часто сопровождается вращением частиц, вихреобразованием и перемешиванием, особенно в местах, где происходит изменение живого сечения или направления движения потока.

Все это требует затраты энергии, поэтому удельная энергия при движении вязкой жидкости не остается постоянной. С учетом неравномерного распределения скоростей по сечению потока и потерь

энергии на преодоление сопротивления *уравнение Бернулли для реальной (вязкой) жидкости* приобретает вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + \sum \Delta H,$$

где  $\alpha$  – коэффициент Кориолиса, учитывающий неравномерность распределения скоростей по сечению;

$\sum \Delta H$  – суммарные потери напора на преодоление гидравлических сопротивлений на рассматриваемом участке, м.

Потери напора (энергии) на преодоление гидравлических сопротивлений, или как их часто называют *гидравлические потери*, зависят от формы, размеров русла, скорости течения и вязкости жидкости. При этом вязкость жидкости хотя и является первопричиной всех гидравлических потерь, но далеко не всегда оказывает существенное влияние на их величину.

Физический смысл коэффициента потерь заключается в отношении потерянному напора к скоростному.

Гидравлические потери обычно разделяют на *местные потери* и *потери на трение* по длине:

$$\sum \Delta H = \Delta H_l + \Delta H_m$$

Местные потери  $\Delta H_m$  обусловлены так называемыми местными гидравлическими сопротивлениями, т.е. местными изменениями формы, размеров или направления русла, вызывающими деформацию потока.

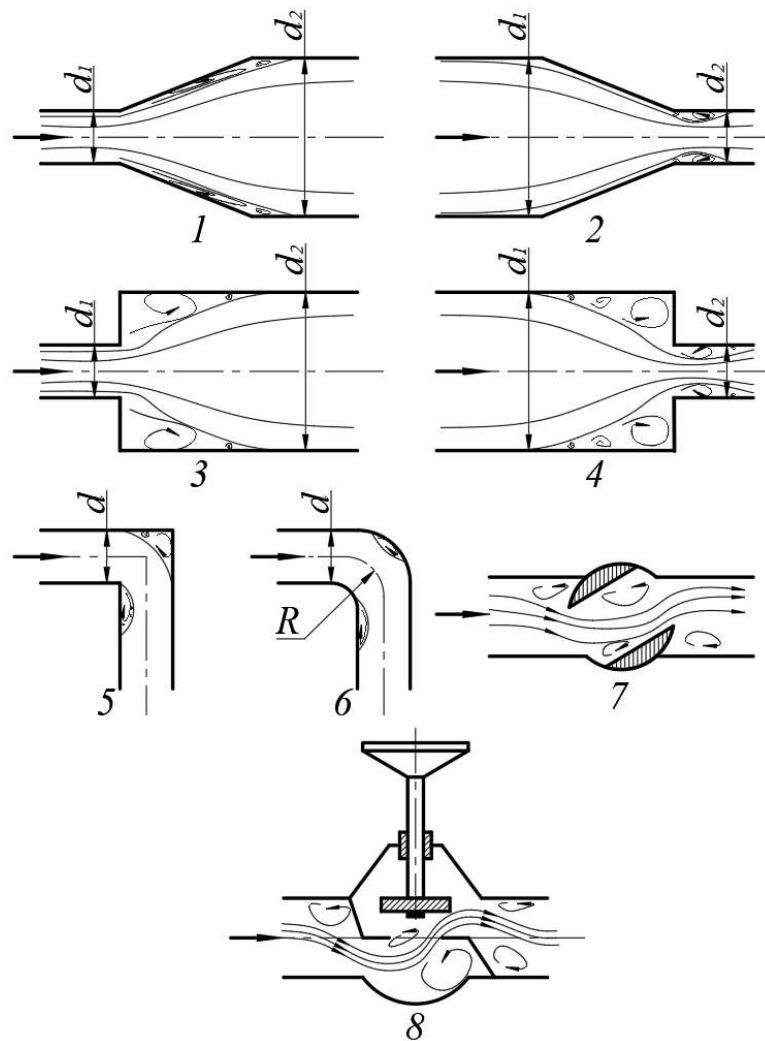
Потери на трение  $\Delta H_l$  обусловлены *вязкостным трением* слоев жидкости между собой и о стенки канала. Они возникают в прямых трубах постоянного сечения, т.е. при равномерном течении, и возрастают пропорционально длине трубы.

*Местными гидравлическими* сопротивлениями называются элементы (участки) трубопроводов, на которых происходит резкая деформация потока вследствие изменения размеров, формы сечения или направления русла, в

результате которой нарушается равномерность течения. Протекание жидкости через местные сопротивления сопровождается изменением скорости потока, отрывом потока от стенок канала, вихреобразованием.

Вихри образуются за местом отрыва потока от стенок и представляют собой области, в которых частицы жидкости движутся по замкнутым или близким к ним траекториям.

Простейшие местные гидравлические сопротивления можно разделить на расширения, сужения и повороты русла, каждое из которых может быть внезапным или постепенным. Но большинство местных сопротивлений являются комбинациями указанных случаев, так как поворот потока может привести к изменению его сечения, а расширение (сужение) потока – к отклонению от прямолинейного движения жидкости. Кроме того, различная гидравлическая арматура (краны, вентили, клапаны и т.д.) практически всегда является комбинацией простейших местных сопротивлений. К местным сопротивлениям также относят участки трубопроводов с разделением или слиянием потоков жидкости. Примерами местных сопротивлений могут служить устройства, изображенные на рис. 45.



1 – плавное расширение; 2 – плавное сужение; 3 – внезапное расширение; 4 – внезапное сужение; 5 – колено без закругления; 6 – колено с закруглением; 7 – кран; 8 – вентиль;  $d_1, d_2$  – диаметр трубопровода соответственно до и после местного сопротивления;  $R$  – радиус закругления

Рисунок 45 - Схемы местных гидравлических сопротивлений

Плавное расширение называется диффузором (рис. 45, 1). Течение скорости в диффузоре сопровождается ее уменьшением и увеличением давления, а следовательно, преобразованием кинетической энергии жидкости в энергию давления. В диффузоре происходит отрыв основного потока от стенки и вихреобразование. Интенсивность этих явлений возрастает с увеличением угла расширения диффузора.

Плавное сужение представляет собой коническую сходящуюся трубу, которая называется конфузором (рис. 45, 2), течение жидкости в котором сопровождается увеличением скорости и падением давления. В конфузоре имеются лишь потери на трение.

Потеря напора (энергии) при внезапном расширении (рис. 45, 3) расходуется на вихреобразование, связанное с отрывом потока от стенок, т.е. на поддержание вращательного непрерывного движения жидких масс с постоянным их обновлением. При внезапном расширении русла (трубы) поток срывается с угла и расширяется не внезапно, как русло, а постепенно, причем в кольцевом пространстве между потоком и стенкой трубы образуются вихри, которые и являются причиной потерь энергии.

При внезапном сужении (рис. 45, 4) потеря напора обусловлена трением потока при входе в более узкую трубу и потерями на вихреобразование, которые образуются в кольцевом пространстве вокруг суженной части потока.

Плавность поворота трубы (рис. 45, 6) позволяет значительно уменьшить интенсивность вихреобразования, а следовательно, и сопротивление отвода по сравнению с прямым коленом (рис. 45, 5). Это уменьшение тем больше, чем больше относительный радиус кривизны отвода  $R / d$ .

При прохождении жидкости через сложные местные сопротивления: краны (рис. 45, 7), вентили (рис. 45, 8), и т.п. образуются большие зоны с завихрениями, что в итоге приводит к значительным потерям напора (энергии).

Потери напора в местных гидравлических сопротивлениях называются местными потерями. Они определяются по формуле Вейсбаха:

$$\Delta H_{\text{м}} = \xi \frac{v^2}{2g}$$

где  $\xi$  – коэффициент местного гидравлического сопротивления.

Численное значение коэффициента  $\xi$  местного сопротивления при турбулентном режиме движения жидкости зависит от формы (вида) местного сопротивления, но мало изменяется (для одного и того же вида сопротивления) с изменением его абсолютных размеров, а также с изменением скорости потока, плотности и вязкости жидкости, то есть с изменением числа Рейнольдса. Напротив, при ламинарном режиме значения коэффициента местного сопротивления изменяются не только с изменением формы и абсолютных размеров сопротивления, но и зависят от числа Рейнольдса. При вычислении потерь напора по формуле Вейсбаха наибольшей трудностью является определение безразмерного коэффициента местного сопротивления  $\xi$ . Из-за сложности процессов, происходящих в местных гидравлических сопротивлениях, теоретически найти  $\xi$  удается только в отдельных случаях, поэтому большинство значений этого коэффициента получено в результате экспериментальных исследований и представлены в справочных материалах.

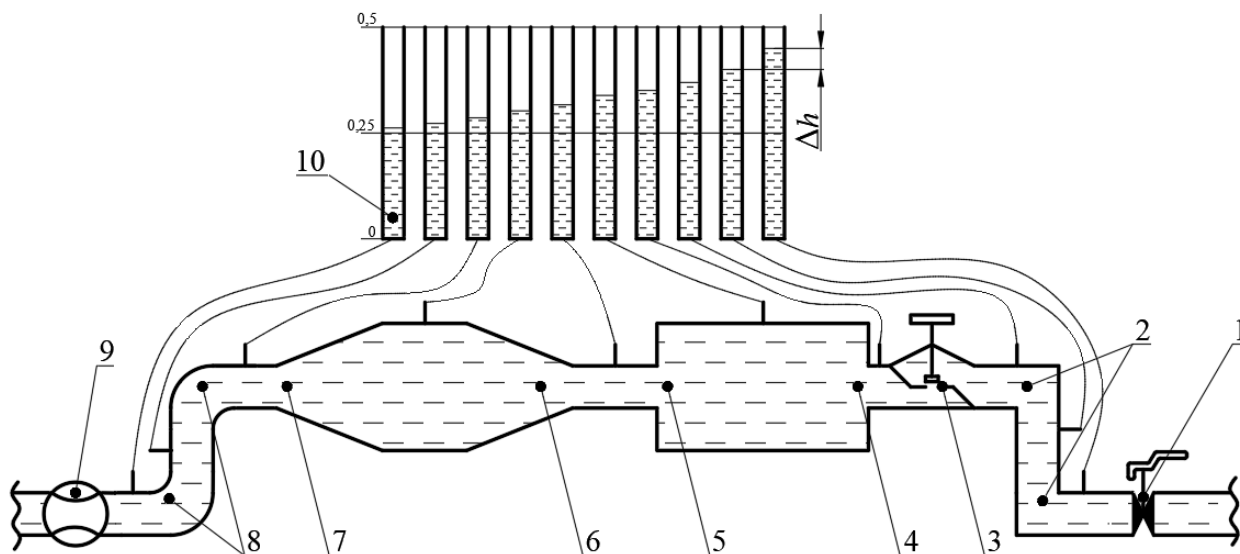
Потери энергии потока всегда сопряжены с потерей (падением) давления. Величина потерь давления в местном сопротивлении определяется по формуле

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \rho gh = \xi \frac{\rho v_{cp}^2}{2},$$

где  $\rho$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>.

## 7.2 Разработанная опытная установка

Установка представляет собой последовательное соединение местных сопротивлений: крана 1, колена без закругления 2, вентиля 3, внезапного расширения 4, внезапного сужения 5, плавного расширения (диффузор) 6, плавного сужения (конфузор) 7, колена с закруглениями 8. Все они выполнены из стальных труб и объединены в единый жёсткий трубопровод (рис.46).



- 1 – кран; 2 – колено без закругления; 3 – вентиль; 4 – внезапное расширение;  
 5 – внезапное сужение; 6 – плавное расширение; 7 – плавное сужение;  
 8 – колено с закруглением; 9 – расходомер; 10 – пьезометр

Рисунок 46 - Схема опытной установки

Измерительная часть установки состоит из секундомера, расходомера (водосчётчика) 9 и десяти пьезометров 10, каждый из которых с помощью силиконовых шлангов и штуцеров подключён к соответствующему местному сопротивлению.

При лабораторных исследованиях коэффициент местного сопротивления находят из формулы Вейсбаха:

$$\xi = 2g\Delta H_{\text{м}} / v_2^2$$

где  $v_2$  – средняя скорость потока за местным сопротивлением, м/с.

$\Delta H_{\text{м}}$  – потери напора в местном сопротивлении, определяемые опытным путём с помощью уравнения Бернулли для двух сечений (до и после местного сопротивления)

$$\Delta H_{\text{м}} = \Delta h + \left( \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} \right)$$

где  $\Delta h$  – разность пьезометрических напоров, м;

$\left( \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} \right)$  – разность скоростных напоров, м ( $v_1$  и  $v_2$  – средние скорости потока в указанных сечениях, м/с)

Разработанный стенд будет использоваться в учебном процессе студентами ИГДГиГ СФУ для проведения лабораторных работ по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений. Стенд располагается в лабораторном корпусе ИГДГиГ СФУ в аудитории 154, кафедра “Горных Машин и Комплексов”.

### **7.3 Рекомендации по выполнению опытов**

а) Регулирование расхода воды осуществляется краном 5.1. Полностью открыть вентиль 5.3, кран 5.2 (положение – горизонтально) и частично кран 5.1 – чтобы уровень воды в пьезометрах не превышал допустимого. При этом во всех местных сопротивлениях устанавливается максимальный расход воды.

Если при проведении эксперимента в пьезометрах наблюдается скопление воздушных пробок, то необходимо перекрыть кран 5.2 и полностью открыть кран 5.1. После этого снова открыть кран 5.2 и продолжить замеры.

#### **б) Опыт №1**

С помощью расходомера 9 и секундомера определяют время протекания объема воды  $W = 0,03 \text{ м}^3$ . После этого снимают показания пьезометров 10 по измерительной шкале в соответствующих сечениях трубопровода для каждого местного сопротивления. Результаты измерений заносят в табл. 2 для первого опыта.

#### **в) Опыт №2**

Прикрытием крана 5.1 незначительно уменьшают расход воды в местных сопротивлениях и выполняют измерения аналогично первому опыту.



г) Опыт №3

Прикрытием крана 5.1 дополнительно уменьшают расход воды в местных сопротивлениях и выполняют измерения аналогично первому опыту.

Таблица 2 - Результаты измерений и обработки опытных данных

№ опыта	№ местного сопротивления	Измеренные величины					Расчетные величины						
		$h_1$ , м	$h_2$ , м	$W$ , м <sup>3</sup>	$t$ , с	$T$ , °С	$Q$ , м <sup>3</sup> /с	$v_1$ , м/с	$v_2$ , м/с	$\Delta h$ , м	$\Delta H_m$ , м	$\xi_0$	Re
1	Колено без закругления												
	Колено без закругления												
	Вентиль												
	Внезапное расширение												
	Внезапное сужение												
	Плавное расширение												
	Плавное сужение												
	Колено с закруглением												
2	Колено без закругления												
	Колено без закругления												
	Вентиль												
	Внезапное расширение												
	Внезапное сужение												
	Плавное расширение												
	Плавное сужение												
	Колено с закруглением												
3	Колено без закругления												
	Колено без закругления												
	Вентиль												
	Внезапное расширение												
	Внезапное сужение												
	Плавное расширение												
	Плавное сужение												
	Колено с закруглением												
Колено с закруглением													

## 7.4 Обработка опытных данных

1. Определяют объемный расход воды в трубопроводе  $Q$ , м<sup>3</sup>/с:

$$Q = W / t$$

где  $W$  – объем воды, м<sup>3</sup>;

$t$  – время протекания заданного объема воды, с.

2. Находят среднюю скорость потока в каждом из двух сечений местных сопротивлений (до и после местного сопротивления), м/с:

$$v_1 = Q / \omega_1 = 4Q / \pi d_1^2$$

$$v_2 = Q / \omega_2 = 4Q / \pi d_2^2$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – площади живых сечений соответственно до и после местных сопротивлений, м<sup>2</sup>;

$d_1$  и  $d_2$  – диаметры труб до и после местных сопротивлений ( $d_1 = 16$  мм,  $d_2 = 39$  мм), м.

3. Рассчитывают разность показаний пьезометра до и после местного сопротивления, м:

$$\Delta h = h_1 - h_2$$

$h_1$  и  $h_2$  – показания пьезометров соответственно до и после местного сопротивления, м.

4. Определяют потери полного напора в местных сопротивлениях, м:

$$\Delta H_m = \Delta h + \left( \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} \right)$$

5. Находят величины опытных коэффициентов местных сопротивлений:

$$\xi_o = 2g\Delta H_m / v_2^2$$

6. Рассчитывают число Рейнольдса:

$$Re = \frac{v_2 d_2}{\nu}$$

где  $\nu$  - кинематический коэффициент вязкости воды,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

7. По результатам вычислений строят графики зависимости  $\xi_0 = f(\text{Re})$  для каждого местного сопротивления.

Результаты расчётов заносят в таблицу, выполняют анализ полученных данных и делают вывод об их соответствии справочным материалам.

### 7.5 Вопросы для самопроверки

1. Приведите уравнение Бернулли для идеальной и реальной жидкостей.
2. Что называется местным сопротивлением? Виды местных сопротивлений.
3. Какова физическая природа потерь напора в различных местных сопротивлениях?
4. От чего зависит величина потерь напора в местных сопротивлениях?
5. Что называют коэффициентом местных сопротивлений?
6. От чего зависит численное значение коэффициента гидравлических потерь в местных сопротивлениях?
7. Можно ли измерить потери напора, если площадь поперечного сечения до и после местного сопротивления не одинакова?
8. Что представляет собой коэффициент Кориолиса? Зависит ли численное значение коэффициента Кориолиса от режима движения жидкости?

## 7.6 Результаты эксперимента

На разработанном стенде было проведено множество опытов, в результате которых были получены следующие значения расчетных величин (табл. 3).

Таблица 3 – Полученные расчетные величины

№ местного сопротивления	Измеренные величины					Расчетные величины							
	$h_1$ , м	$h_2$ , м	$W$ , м <sup>3</sup>	$t$ , с	$T$ , °C	$Q$ , м <sup>3</sup> /с	$v_1$ , м/с	$v_2$ , м/с	$\Delta h$ , м	$\Delta H_m$ , м	$\xi_0$	$\xi_{сп}$	Re
Колено без закругления	0,49	0,48	0,03	412	10	$7,28 \cdot 10^{-5}$	0,36	0,36	0,01	0,01	1,5	1,2	4459,6
Колено без закругления	0,48	0,47					0,36	0,36	0,01	0,01	1,5	1,2	4459,6
Вентиль	0,47	0,445					0,36	0,36	0,025	0,025	3,7	3	4459,6
Внезапное расширение	0,445	0,44					0,36	0,06	0,005	0,012	1,7	0,7	1829,6
Внезапное сужение	0,44	0,43					0,06	0,36	0,01	0,003	0,52	0,42	4459,6
Плавное расширение	0,43	0,42					0,36	0,06	0,01	0,017	2,5	2,8	1829,6
Плавное сужение	0,42	0,415					0,06	0,36	0,005	0,002	0,22	0,2	4459,6
Колено с закруглением	0,415	0,41					0,36	0,36	0,005	0,005	0,75	0,6	4459,6
Колено с закруглением	0,41	0,4					0,36	0,36	0,015	0,015	1,4	0,6	4459,6

Полученные значения коэффициентов местных сопротивлений сравниваются со справочными величинами  $\xi_{сп}$ . По результатам проведенных экспериментов, полученные опытные значения  $\xi_0$  близки к теоретическим.

## **8 Экономическая часть**

### **8.1 Организация работы по модернизации лабораторного стенда**

Целью работы является модернизация стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений, необходимого для выполнения исследовательских работ в зависимости от их вида. Так же в рамках работы необходимо, разработать методику для выполнения лабораторной работы студентами по дисциплине «Гидравлика».

В рамках решения поставленной цели научно исследовательские и опытно-конструкторские работы по данному проекту были выполнены силами авторов дипломной работы. Данный факт позволяет не учитывать затраты, связанные с данным видом работ, так как работа осуществлялась в рамках подготовки к сдаче выпускной квалификационной работы.

Модернизация стенда, описанная в разделе 7 дипломной работы, позволит повысить качество обучения студентов направления «Горные машины и оборудование» при выполнении лабораторных работ по дисциплине «Гидравлика».

Главная задача дипломной работы - составить и реализовать план модернизации стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений, необходимого для выполнения лабораторных работ в зависимости от их вида. Для этого необходимо:

- составить план проведения модернизации стенда;
- составить перечень ремонтных и монтажных работ;
- составить новые технологические инструкции, произвести закупку оборудования и комплектующих;
- составить инструкции по правилам безопасности;
- составить смету проекта модернизации стенда;
- провести согласования модернизации с руководителем дипломной работы.

Работа выполнялась с использованием сетевого графика (метод критического пути) и диаграммы Ганта. Использование данного инструмента планирования проектных работ позволило:

- рационально распределить время по видам выполненных в ходе дипломной работы задач;
- наглядно отобразить план-график проведения работ в удобном для использования формате;
- выполнить дипломную работу в установленные сроки.

В основе построения план-графика проекта с использованием диаграммы Ганта, как основной инструментария, лежит принцип построения линейных диаграмм, который используется для иллюстрации плана-графика работ по какому-либо проекту.

По сути, диаграмма Ганта состоит из следующих элементов:

- горизонтальных отрезков, ориентированных вдоль оси времени, каждый отрезок на диаграмме представляет отдельную задачу в составе проекта (вид работы),
- концы полос - это моменты начала и завершения работы;
- протяженность полос - длительность работы;
- вертикальной осью диаграммы служит перечень задач.

Кроме того, на диаграмме могут быть отмечены совокупные задачи, процент выполнения, указатели последовательности и зависимости работ, метки ключевых моментов (вехи), метка текущего момента времени «Сегодня» и др.

Диаграмма Ганта представленная в работе разработана с помощью программного обеспечения «MS Project».

## 8.2 Планирование работ по модернизации стенда

Модернизация стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений включает перечень необходимых работ для формирования сетевого графика по выполнению данного проекта.

Список работ, сроки проведения представлены в таблице 4.

Таблица 4 – Список работ по модернизации стенда

Название задачи	Длительность	Начало	Окончание
<b>1. Подготовка плана модернизации стенда</b>	<b>26 дней</b>	<b>Пт 19.11.21</b>	<b>Пт 24.12.21</b>
1.1 Составление технического задания	2 дней	Пт 19.11.21	Пн 22.11.21
1.2 Изучение литературных источников	5 дней	Вт 23.11.21	Пн 29.11.21
1.3 Описание принципов работы модернизированного стенда	3 дней	Вт 30.11.21	Чт 02.12.21
1.4 Создание эскиза проекта	4 дней	Пт 03.12.21	Ср 08.12.21
1.5 Выбор материалов и комплектующих	4 дней	Чт 09.12.21	Вт 14.12.21
1.6 Поиск поставщиков	4 дней	Ср 15.12.21	Пн 20.12.21
1.7 Составление сметы проекта	3 дней	Вт 21.12.21	Чт 23.12.21
1.8 Согласование плана модернизации	1 день	Пт 24.12.21	Пт 24.12.21
<b>2. Модернизация стенда</b>	<b>23 дней</b>	<b>Пн 27.12.21</b>	<b>Ср 26.01.22</b>
2.1 Закупка материалов	2 дней	Пн 27.12.21	Вт 28.12.21
2.2 Обработка материалов	5 дней	Ср 29.12.21	Вт 04.01.22
2.3 Изготовление узлов	5 дней	Ср 05.01.22	Вт 11.01.22
2.4 Соединение узлов	4 дней	Ср 12.01.22	Пн 17.01.22
2.5 Сборка установки	2 дней	Вт 18.01.22	Ср 19.01.22
2.6 Монтаж и наладка макета	2 дней	Чт 20.01.22	Пт 21.01.22
2.7 Окраска макета	2 дней	Пн 24.01.22	Вт 25.01.22
2.8 Пробное тестирование	1 день	Ср 26.01.22	Ср 26.01.22
<b>3. Подготовка отчётной документации</b>	<b>26 дней</b>	<b>Пн 27.12.21</b>	<b>Пн 31.01.22</b>
3.1 Написание пояснительной записки	23 дней	Пн 27.12.21	Ср 26.01.22
3.2 Подготовка материалов для защиты диплома	3 дней	Чт 27.01.22	Пн 31.01.22
<b>4. Защита дипломной работы</b>	<b>1</b>	<b>Вт 01.02.22</b>	<b>Вт 01.02.22</b>

Срок модернизации стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений составляет 53 дня.

Дата начала работ по проекту - Пт. 19.11.21.

Предварительная дата окончания работ - Вт 01.02.22.

На рисунке 47 изображен сетевой график работ, который был построен, руководствуясь таблицей 4.

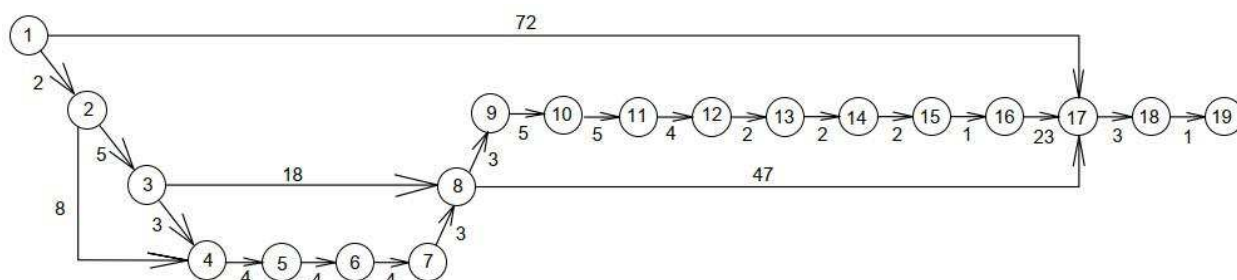


Рисунок 47 – Сетевой график работ

На основании выполненных расчётов определены следующие параметры:

- продолжительность выполнения дипломной работы = 76 дней.

В том числе по основным этапам:

- подготовка плана модернизации стенда = 26 дней;

- модернизация стенда = 23 дня;

- подготовка отчетной документации = 26 дней.

На рисунке 48 представлен план-график проекта в виде диаграммы Ганта.





Рисунок 48 – План-график проекта по модернизации стенда

### 8.3 Расчет затрат на изготовление стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений

Смета затрат на проведение работ по модернизации стенда – документ, содержит список затрат на проведение работ, требуемых ресурсов и цен, структурированный по статьям.

Расчет отдельных статей сметы представлен в таблицах 5-6.

В таблице 5, приведен расчет стоимости материалов необходимых для создания стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений .

Таблица 5 – Расчет стоимости материалов, необходимых для изготовления стенда, руб.

Наименование	Количество	Цена за единицу	Стоимость
Переход конусный нерж. 42,4.х21.3 мм, шт.	2	351	702
Патрубки с резьбой 21.3 мм (1/2), шт.	2	90	180
Трубка нержавеющая ф20 мм толщ стенки 2 мм, м.	0,5	1300	650
Трубка нерж ф42,4 мм толщ стенки 1.5мм, м	0,5	1150	575
Отвод приварной нерж 21,3 мм 90 градусов, шт.	2	212	424
Задвижка латунь (1/2), шт.	1	549	549
Трубка нерж ф6мм толщ стенки 1мм, м	1,5	230	345
Шланг силиконовый 6х1.5мм,м.	25	127	3175
Краска Tikkurila Euro Power-7 цвет белый база А 0.9 л., шт.	1	637	637
Краска Tikkurila Euro Power-7 цвет металик А 0.9 л., шт.	1	637	637
Краска Tikkurila Euro Power-7 цвет черный А 0.9 л., шт.	1	637	637
Кисть Стандарт Dexter 50 мм.,шт.	3	84	252
Грунтовка-антиплесень Клео концентратированная 1 л.,шт	1	490	490
Итого	X	X	9253

Таким образом, общая сумма затрат на приобретение материалов для создания стенда составит 9253 руб.

В таблице 6 приведен расчет стоимости работ, осуществляемых в ходе создания макета, задействованного в проекте.

Таблица 6 – Расчет стоимости работ по созданию стенда, руб.

Наименование работ	Исполнитель	Трудозатраты, ч.	Стандартная ставка, руб.	Северная надбавка	Районный коэффициент	Стоимость работ
Сварка по нержавеющей стали	Сварщик 4 разряд	4	500	0,3	0,2	3000
Консультации научного руководителя	Доцент к.т.н. 16 разряд	18	550	0,3	0,2	14850
Консультации по экономической части	Доцент к.э.н. 13 разряд	4	550	0,3	0,2	3300
Консультация по БЖД	Доцент к.т.н. 13 разряд	4	550	0,3	0,2	3300
Создание проектной работы	Автор работы	250	93	0,3	0,2	34875
Итого	X	X	X	X	X	59325

Смета проекта представлена в таблице 6.

Таблица 7 – Смета затрат на модернизацию стенда, руб.

Наименование затрат	Сумма
Материалы и комплектующие	9253
Стоимость работ	59325
Отчисления на социальные нужды	17916
Транспортные расходы	2000
Итого	88494

По данным таблицы 7, делаем вывод что сумма затрат реализацию проекта составит 88494 руб.

На рынке лабораторного оборудования для учебных заведений предложен ряд стендов для выполнения лабораторных работ.

На рисунке 49 изображен стенд по определению гидравлических сопротивлений фирмы «Measlab».



Рисунок 49 – Стенд по определению гидравлических сопротивлений фирмы «Measlab»

В среднем стоимость стенда составляет 150000 рублей.

Данный стенд обладает рядом достоинств и недостатков.

Достоинства:

- Стенд оснащен многоканальной платой автоматического сбора данных и программным управлением экспериментами, подключаемым к компьютеру;
- Стенд оснащен пультом автоматизации и управления.

Недостатки:

- Нет возможности проведения работ по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений;
- Стенд не оснащен пьезометром, который позволяет измерять гидростатическое или гидродинамическое давления ньютоновских жидкостей.

Предлагаемый нами стенд позволяет опытным путём определить значения коэффициентов местных гидравлических сопротивлений трубопровода.

Кроме этого, нами разработана методика выполнения лабораторных работ, которая учитывает специальные требования по дисциплине Гидравлика.

## **9 Безопасность жизнедеятельности**

Лабораторный стенд располагается в лаборатории кафедры «Горные Машины и Комплексы» Сибирского федерального университета.

### **Общие положения**

В соответствии с Постановлением Правительства Российской Федерации от 23 мая 2002г. № 399 «О нормативных актах, содержащих государственные нормативные требования охраны труда» к нормативным актам относятся инструкции по охране.

Порядок разработки, согласования, утверждения и учета инструкций по охране установлен Постановлением Министерства труда и социального развития Российской Федерации от 27 декабря 2002 г. № 80 «Об утверждении методических рекомендаций по разработке государственных нормативных требований охраны труда».

В соответствии со статьей 212 Трудового Кодекса Российской Федерации ректор университета обязан обеспечить разработку и утверждение инструкций по охране труда здоровья обучающихся с учетом мнения выборного органа первичной профсоюзной организации в порядке, установленном статьей 372 ТК РФ для принятия локальных нормативных актов.

На основании положения по охране труда университета организация разработки инструкций для учебных кабинетов, лабораторий возлагается на руководителей структурных подразделений университета.

Непосредственными составителями инструкций являются заведующие кабинетами и лабораториями.

**Инструкция по охране труда при работе на стенде по определению коэффициентов местных сопротивлений**

## 9.1 Общие требования охраны труда

- Настоящая инструкция устанавливает требования, обязательные для исполнения студентами в учебно-научной лаборатории (далее - лаборатории).

- Нарушения (невыполнение, ненадлежащее выполнение или уклонение от выполнения) требований данной инструкции, в зависимости от наступивших последствий, влечет уголовную, административную, дисциплинарную или иную ответственность в соответствии с действующим законодательством РФ.

- К работе в лабораториях кафедры допускаются студенты, прошедшие инструктаж по охране труда и пожарной безопасности.

- В лаборатории запрещается курить, принимать пищу и напитки.

- Запрещается работать в лаборатории в отсутствие преподавателя или лаборанта, а также выполнять в лаборатории экспериментальные работы, не связанные с выполнением учебного практикума.

- Во время работы в лаборатории необходимо соблюдать чистоту, тишину и порядок. При всех работах необходимо соблюдать максимальную осторожность, помня, что неаккуратность, невнимательность, недостаточное знакомство с приборами могут повлечь за собой несчастный случай.

- Запрещается подключать неизвестные приборы к лабораторным розеткам.

- Запрещается переносить включенные приборы.

- Все вопросы по выполнению эксперимента, возникающие в процессе работы, следует немедленно выяснять у преподавателя.

- Возможные опасности при работе в лаборатории: - поражение электрическим током: - травмирование при нарушении правил безопасности при работе с приборами и оборудованием.

## **9.2 Требования охраны труда перед началом работы**

- Студент должен быть информирован о содержании предстоящей работы и знать ее методические особенности по учебному практикуму.

- Ознакомиться с настоящей инструкцией и расписаться в журнале по технике безопасности.

- Работа в лаборатории должна производиться на исправном стенде.

- Приступать к выполнению работы студенты могут только с разрешения преподавателя.

- Студентам запрещается доступ к другим стендам и установкам, не относящимся к выполняемой ими работы.

- До начала работы все ее участники должны на месте подробно ознакомиться со схемой лабораторной установки.

## **9.3 Основные требования охраны труда к эксплуатации**

- Пробный пуск гидроприводов, гидросистем или гидроустройств следует проводить с выполнением операций по удалению воздуха, проверки отсутствия течи и соблюдении мер предосторожности при возможном появлении неисправностей.

- При обнаружении неисправностей в период пуска гидропривод (гидросистему) отключить. Повторный пуск разрешается проводить только после устранения неисправностей, приведших к прерыванию пуска.

- Повторный пуск гидропривода (гидросистемы) после опасной ситуации не должен представлять опасности для студентов.

- Не допускается эксплуатация гидроприводов или гидросистем при появлении какой-либо неисправности.

- Все гидроустройства следует эксплуатировать при давлении не более  $p_{\max}$  (максимального давления), указанного в документации на эти гидроустройства.

- Проводить подтягивание болтов, гаек и других соединений на гидроприводе (гидросистеме), находящемся под давлением, и во время его работы не допускается.

- Температурный диапазон эксплуатации гидропривода, гидросистемы и гидроустройств не должен выходить за оговоренные разработчиком пределы.

- Элементы регулирующих гидроустройств, регулирование которых может привести к аварийному состоянию, должны быть во время эксплуатации опломбированы или закрыты встроенным замком.

- Если по ходу работы установку требуется неоднократно включать или выключать, то эти операции должен производить один человек.

- Запрещается работать в шарфах, косынках (на плечах), с распущенными волосами.

- Не оставлять включенную установку без присмотра.

#### **9.4 Требования охраны труда в аварийных ситуациях**

- О любом несчастном случае пострадавший или очевидцы обязаны незамедлительно сообщить руководителю.

- При возникновении несчастного случая преподаватель или лаборант обязаны принять меры по предотвращению воздействия травмирующего фактора на потерпевшего и оказать первую помощь либо обратиться в медпункт, либо вызвать «Скорую помощь» (вызов со стационарного телефона – 03; с сотового телефона – 112), либо доставить потерпевшего в организацию здравоохранения.



- При обнаружении пожара или признаков горения (задымление, запах гари, повышение температуры и т.п.) немедленно сообщить преподавателю (лаборанту) и следовать его указаниям.

### **9.5 Требования охраны труда по окончании работы**

- По окончании работы необходимо отключить все источники подачи жидкости.

- Снять средства индивидуальной защиты (если есть).

- После выполнения работы студенты должны прибрать свое рабочее место и сдать лаборанту. В соответствии с действующими санитарными нормами все кабинеты и лаборатории университета оборудованы освещением, отоплением и вентиляцией. Каждый кабинет и лаборатория укомплектованы санитарной аптечкой и средствами пожаротушения (АПС, огнетушители марки ОП-4Г).

## **Заключение**

Основной задачей работы является модернизация стенда, позволяющего определить коэффициенты местных гидравлических сопротивлений.

В первом разделе дипломной работы была рассмотрена жидкость, как целостное понятие, её физические свойства и единицы её измерения. Так же были рассмотрены особые состояния жидкости.

Во втором разделе были рассмотрены основные понятия гидростатики. Изучены силы, действующие на жидкость. Так же было выявлено основное уравнение гидростатики.

В третьем разделе рассмотрена кинематика и динамика жидкости. Так же подробно рассмотрено уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости.

В четвёртом разделе дипломной работы рассмотрены основы гидродинамического подобия. Так же подробно описаны режимы течения жидкости в трубах.

В пятом разделе подробно рассмотрены местные гидравлические сопротивления и их виды.

В шестом разделе рассмотрено истечение жидкости через отверстия и насадки.

В седьмом разделе дипломной работы представлены разработанные методические указания для определения коэффициентов местных гидравлических сопротивлений, которые позволят студентам успешно выполнить лабораторную работу, руководствуясь методическими указаниями.

В восьмом разделе описана организация работы по модернизации лабораторного стенда. Так же произведён расчёт затрат на изготовление

стенда по определению коэффициентов местных гидравлических сопротивлений.

На основании экономических расчётов, описанных в восьмом разделе дипломной работы, можно сделать вывод, что использование лабораторного стенда экономически целесообразно.

В девятом разделе дипломной работы рассмотрены правила безопасности при работе на стенде по определению коэффициентов местных сопротивлений; основные требования охраны труда к эксплуатации стенда; требования охраны труда в аварийных ситуациях; требования охраны труда по окончании работы.

## Список использованных источников

- 1 Т. М. Башта, С. С. Руднев, Б. Б. Некрасов и др. / Гидравлика, гидромашины и гидроприводы: Учебник для машиностроительных вузов /4-е изд., стереотипное, перепечатка со второго издания 1982 г. - М: «Издательский дом Альянс», 2010. - 423 с.: ил
- 2 Алексапольский Д.Я. / Гидродинамические передачи. М: Машгиз, 1963. 272 с.
- 3 Альтшуль А. Д., Киселев П. Г. / Гидравлика и аэродинамика. М.: Стройиздат, 1975. 328 с.
- 4 Альтшуль А. Д. / Гидравлические сопротивления. М.: Стройиздат, 1973.
- 5 Башта Т. М. / Машиностроительная гидравлика. М.: Машиностроение, 1971. 672 с.
- 6 Башта Т. М. / Гидроприводы и гидропневмоавтоматика, М.: Машиностроение, 1972. 320 с.
- 7 Башта Т. М. / Объемные насосы и гидроавтоматические двигатели гидросистем. М.: Машиностроение, 1974. 607 с.
- 8 Васильцов Э. А., Невелевич В. В. / Герметические электронасосы. Л.: Машиностроение, 1968.
- 9 Идельчик И. Е. / Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.
- 10 О. В. Байбаков, Д. А. Бутаев, З. А. Калмыкова и др.; Под ред. С. С. Руднева и Л. Г. Подвидза. / Лабораторный курс гидравлики, насосов и гидропередач. М.: Машиностроение, 1974. 416 с.
- 11 Ломакин А. А. / Центробежные и осевые насосы. Л.: Машиностроение, 1966. 364 с.
- 12 Малюшенко В. В., Михайлов А. К. / Насосное оборудование тепловых электростанций. М.: Энергия, 1975. 278 с.
- 13 Л. А. Кондаков, Г. А. Никитин, В. Н. Прокофьев и др. / Машиностроительный гидропривод. Под ред. В. Н. Прокофьева. М.: Машиностроение, 1978. 496 с.

- 14 Некрасов Б. Б. / Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. М.: Машиностроение, 1967. 368 с.
- 15 Некрасов Б. Б., Беленков Ю. А. / Насосы, гидроприводы и гидропередачи. МАМИ, 1976. 128 с.
- 16 Подвидз Л, Г., Кирилловской Ю. Л. / Расчет струйных насосов и установок. — Тр. ВНИИГидромаша, 1968, вып. 38.
- 17 Пфлейдерер К. / Лопаточные машины для жидкостей и газов. Пер. с нем. М.: Машгиз, 1960. 684 с.
- 18 Д. А. Бутаев, З. А. Калмыкова, Л. Г. Подвидз и др. / Сборник задач по машиностроительной гидравлике / Под ред. И. И. Куколевского и Л. Г. Подвидза. — М.: Машиностроение, 1981. 464 с.
- 19 Синев Н. М., Удовиченко П. М. / Бессальниковые водяные насосы. М.; Атомиздат, 1972. 491 с.
- 20 Трусов С. М. / Автомобильные гидротрансформаторы. М.: Машиностроение, 1977. 272 с.
- 21 Хохловкин Д. М. / Глубинные насосы для водопонижения и водоснабжения. М.; Недра, 1971. 272 с.
- 22 Галдин Н.С. Основы гидравлики и гидропривода / Учебное пособие. – Омск: Издательство СибАДИ, 2006. – 145 с.
- 23 Альтшуль А. Д., Животовский Л. С., Иванов Л. П. / Гидравлика и аэродинамика: Учеб. для вузов. - М.: Стройиздат, 1987.
- 24 Т. М. Башта, С. С. Руднев, Б. Б. Некрасов и др. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Машиностроение, 1982. / Гидравлика, гидромашин и гидроприводы: Учеб. для вузов
- 25 Емцев Б. Т. / Техническая гидромеханика: Учеб. для вузов. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Машиностроение, 1987.
- 26 Лойцянский Л. Г. / Механика жидкости и газа: Учеб. для вузов. - 6-е изд., перераб. и доп. - М.: Наука, 1987.
- 27 С. И. Аверин, А. Н. Минаев, В. С. Швыдкий, Ю. Г. Ярошенко. - М.: Металлургия, 1987. / Механика жидкости и газа: Учеб. для вузов/
- 28 Перекрестов А. В. / Задачи по объемному гидроприводу. - Киев: Вища школа, 1983.

29 Е. В. Герц, А. И. Кудрявцев, Л. В. Ложкин и др. - М.: Машиностроение, 1981. / Пневматические устройства и системы в машиностроении: Справочник

30 Пономаренко Ю. Ф. / Насосы и насосные станции механизированных крепей. - М.: Недра, 1983.

31 Д. А. Бутаев, З. А. Қалмыкова, Л. Г. Подвиз и др. - 4-е изд., перераб. - М.: Машиностроение, 1981. / Сборник задач по машиностроительной гидравлике: Учеб. пособие для вузов

32 Свешников В. К., Усов А. А. / Станочные гидроприводы: Справочник. -2-е изд., перераб. и доп. - М.: Машиностроение, 1988.

33 Справочное пособие по гидравлике, гидромашинам и гидроприводам / Под общ. ред. Б. Б. Некрасова. - Минск, Высшая школа, 1985.

34 Хорин В. Н. / Техника для выемки тонких пластов. - М.: Недра, 1984.

35 Цейтлин Ю. А., Мурзин В. А. / Пневматические установки шахт. - М., Недра, 1985.

36 Чугаев Р. Р. / Гидравлика (техническая механика жидкости): Учеб. для вузов. - 4-е изд., перераб. и доп. - Л.: Энергоиздат, 1982.

37 Штеренлихт Д. В. / Гидравлика; Учеб. для вузов, - М.: Энергоатомиздат. 1984.

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Институт горного дела, геологии и геотехнологий

Кафедра «Горные машины и комплексы»

УТВЕРЖДАЮ

Заведующий кафедрой

А.С. Морин

« 26 » / 01 2022 г.

**ДИПЛОМНАЯ РАБОТА**

21.05.04 «Горное дело»

(специальность)

21.05.04.09 «Горные машины и оборудование»

(специальность)

**МОДЕРНИЗАЦИЯ СТЕНДА ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТОВ  
МЕСТНЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИЙ.**

**ЧАСТЬ 1. РАЗРАБОТКА ФАСОННОГО УЧАСТКА ТРУБОПРОВОДА  
ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

тема

Научный руководитель

И.С. Плотников  
подпись, дата

доцент кафедры,  
канд. техн. наук

И.С. Плотников

Выпускник

К.Д. Афанасьев  
подпись, дата

К.Д. Афанасьев

Консультанты:

Безопасность  
жизнедеятельности

А.В. Галайко  
подпись, дата

А.В. Галайко

Экономическая часть

Р.Р. Бурменко  
подпись, дата

Р.Р. Бурменко

Нормоконтролер

И.С. Плотников  
подпись, дата

И.С. Плотников

Красноярск 2022