

***М.Л. ХАСАНОВА, В.А. БЕЛЕВИТИН,  
М.С. ДМИТРИЕВ***

# **ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ**

**МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Южно-Уральский государственный гуманитарно-  
педагогический университет»

**М.Л. ХАСАНОВА В.А. БЕЛЕВИТИН,  
М.С. ДМИТРИЕВ**

# **ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ**

*УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ*

**Челябинск  
2020**

УДК 629.11 (021)

ББК 39.33–04я73

X24

**Хасанова, М.Л. Основы гидравлики:** учебно-методическое пособие / **М.Л. Хасанова, В.А. Белевитин, М.С. Дмитриев.** – Челябинск: Изд-во Южно-Урал. гос. гуман.-пед. ун-та, 2020. – 110 с.

ISBN 978-5-907409-09-5

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов Профессионально-педагогического института ФГБОУ ВО «Южно-Уральский государственный гуманитарно-педагогический университет» и соответствует программе дисциплины «Гидравлика и гидропривод».

Авторами ставилась задача в полной и доступной форме изложить основные положения дисциплины «Основы гидравлики» в соответствии с новыми государственными требованиями к уровню подготовки выпускников профессионально-педагогического вуза.

Рекомендуется студентам, обучающимся по программе бакалавриата направления Транспорт.

Рецензенты: В.В. Руднев, канд. техн. наук, доцент

К.Н. Семендяев, канд. техн. наук

ISBN 978-5-907409-09-5

© М.Л. Хасанова В.А. Белевитин,  
М.С Дмитриев, 2020

© Издательство Южно-Уральского  
государственного гуманитарно-  
педагогического университета, 2020

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В ГИДРАВЛИКУ.....	6
1.1. Предмет «Гидравлика».....	6
1.2. Краткая история развития гидравлики .....	7
Контрольные вопросы.....	13
ГЛАВА 2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЖИДКОСТЯХ.....	14
Контрольные вопросы.....	24
ГЛАВА 3. ГИДРОСТАТИКА.....	25
3.1. Основные законы покоящихся жидкостей .....	25
3.2. Энергия покоящейся жидкости .....	30
Контрольные вопросы.....	35
ГЛАВА 4. ГИДРОГАЗОДИНАМИКА.....	36
4.1. Основные понятие и определения.....	36
4.2. Закон неразрывности потока.....	44
4.3. Закон Бернулли.....	46
4.4. Режимы движения жидкости.....	56
4.5. Гидравлические сопротивления.....	60
4.6. Истечение капельных жидкостей через отверстия и насадки.....	69
4.7. Истечение газов.....	80
4.8. Движение капельных жидкостей и газов по трубопроводам.....	93
4.9. Гидравлический удар в трубах.....	102
Контрольные вопросы.....	106
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	107

## 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. Гидравлика как самостоятельная наука, возникла лишь в XVIII в. Ее основоположниками были академики Российской Академии наук М.В. Ломоносов (1711–1765), Л. Эйлер (1707–1783) и Д. Бернулли (1700–1782). М.В. Ломоносов впервые сформулировал закон сохранения вещества и энергии, а также выполнил ряд работ по прикладным вопросам механики жидкости. Л. Эйлер – основоположник классической гидромеханики, а Д. Бернулли – основоположник инженерной гидравлики. Большой вклад в развитие современной гидравлики внесли советские ученые Н.Н. Павловский (теория равномерного и неравномерного движения жидкости), А.Н. Колмогоров (теория турбулентности), С.А. Христианович (теория неустановившегося движения жидкости) и другие.

В данном учебно-методическом пособии излагаются основные принципы и общие положения гидравлики, необходимые для понимания принципа действия, процессов, протекающих в гидроприводе современной автотранспортной техники.

## **ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В ГИДРАВЛИКУ**

### **1.1. Предмет «Гидравлика»**

Дисциплина «Гидравлика» относится к общеинженерным дисциплинам. Слово «гидравлика» происходит от сочетания двух греческих слов: «hydor» (вода) и «aulos» (труба). Из буквального понимания названия науки следует, что круг вопросов, рассматриваемых в гидравлике, ограничивается изучением движения жидкости по трубам. Однако такое понимание гидравлики является только историческим. В настоящее время гидравликой называют прикладную техническую науку о законах равновесия и движения жидкостей и газов, об их взаимодействии с соприкасающимися с ними неподвижными или движущимися твердыми телами.

Современная гидравлика представляет собой самостоятельную, сформировавшуюся отрасль знаний, находящую применение в самых различных областях техники. В основу этой науки положены: философский принцип всеобщей диалектической взаимосвязи и взаимообусловленности явлений в природе; общие физические законы (сохранения массы, энергии, количества движения и другие); методы математики и теоретической механики [1–3].

На основе законов гидравлики решаются многие инженерные задачи при водоснабжении, нефтедобыче, орошении и мелиорации земель. Особенно широкое применение гидравлика нашла в машиностроении. Без гидравлических систем невозможно представить конструкцию

современного металлорежущего станка, кузнечно-прессового оборудования, литейных машин для изготовления деталей из металла или пластмасс и др. Большое применение гидравлика находит в системах подачи топлива, охлаждения, смазочных системах силовых установок и агрегатах современных автомобилей, тракторов, многоцелевых гусеничных и колесных машин. Гидравлические системы находят широкое применение на широкой гамме автотранспортной техники. Благодаря использованию гидропривода и гидроагрегатов появились широкие возможности варьирования компоновки мобильных систем, создания принципиально новых машин, применения систем рекуперации энергии и автоматического управления. Эти меры позволяют непрерывно снижать массогабаритные показатели и себестоимость машин, способствуют повышению их надежности и конкурентоспособности.

Вышеотмеченные обстоятельства определяют значимость дисциплины «Гидравлика» для выпускников профессиональных образовательных организаций по профилю «Транспорт». Кроме большого самостоятельного практического значения эта дисциплина является базой для глубокого понимания и изучения материальной части автотранспортной техники.

## **1.2. Краткая история развития гидравлики**

Жизнь и деятельность человека во все времена были неразрывно связаны с водой. Еще в глубокой древности люди использовали реки и моря как пути сообщения и занимались орошением земель. Много лет назад в Средней Азии и Китае, Египте и Месопотамии, Риме и Греции были созданы различные гидротехнические сооружения для

подъема и подачи воды: каналы и плотины, водоводы и акведуки. Во времена Траяна в Риме было девять водопроводов общей длиной 436 км. Однако каких-либо сведений о гидравлических расчетах этих сооружений не найдено.

Первым научным трудом в области гидравлики принято считать трактат древнегреческого математика и механика Архимеда (около 287–212 гг. до н.э.) «О плавающих телах», написанный примерно за 250 лет до н.э. Архимедом открыт закон о равновесии тела, погруженного в жидкость, который затем лег в основу теории плавания кораблей и их устойчивости.

Дальнейшее развитие гидравлика получила в XIV–XVII веках. Широко известны труды гениального итальянского ученого Леонардо да Винчи (1452–1519 гг.). Он изучал механизм движения жидкости в реках и каналах, процесс истечения жидкости, занимался постройкой гидротехнических сооружений, установил принцип работы гидравлического пресса, изобрел центробежный насос и многое другое. К этому же периоду относятся работы голландского инженера С. Стевина (1548–1620 гг.; он определил давление жидкости на плоскость и описал гидравлический парадокс.

Итальянский ученый Г. Галилей (1564–1642 гг.) систематизировал основные положения гидростатики и впервые указал на зависимость гидравлических сопротивлений от скорости потока жидкости и его плотности, а его соотечественник Э. Торричелли (1608–1647 гг.) вывел формулу для расчета скорости истечения жидкости. Большое значение для гидравлики имели работы французского физика и математика Б. Паскаля (1623–1662 гг.), открывшего закон о

передаче внешнего давления, носящий его имя.

Еще особо следует отметить также работы выдающегося английского физика, математика, механика и астронома Л. Ньютона (1643–1727 гг.), который впервые ввел понятие вязкости жидкости и установил зависимость между напряжением трения, градиентом скорости и свойствами жидкости; он же заложил основы теории гидродинамического подобия.

Исследования в этот период носили в основном теоретический характер и не были связаны друг с другом. Лишь во второй половине XVIII века труды крупнейших ученых-механиков и математиков Д. Бернулли и Л. Эйлера, послужили теоретической основой гидромеханики и гидравлики.

Д. Бернулли (1700–1782 гг.) вывел основное уравнение движения жидкости. С именем Д. Бернулли связано понятие «гидродинамика», опубликовавшего выполненный им во время работы в Петербурге в 1738 г. академический труд – работу «Гидродинамика».

Л. Эйлер (1707–1783 гг.) – знаменитый математик, механик, физик и астроном, уроженец Швейцарии. Не найдя на родине условий для научной деятельности, он в 1727 г. переехал в Россию и работал здесь до конца своих дней. Он опубликовал более 800 научных работ, относящихся к разным областям знаний, и создал основополагающий труд «Общие принципы движения жидкости».

Великий русский ученый М.В. Ломоносов (1711–1765 гг.), занимаясь общими проблемами физики, уделял большое внимание вопросам движения жидкостей и газов и практическому применению гидравлики, а открытый им закон сохранения массы и энергии лежит в основе совре-

менной гидравлики. М.В. Ломоносов поддерживал научные контакты с Л. Эйлером в период работы швейцарского ученого в Петербургской академии наук.

Вторая половина XVIII и начало XIX века характеризуются ростом промышленного производства и бурным развитием техники. Для решения различного рода инженерно-технических задач в области гидравлики требуются новые научные методы, учитывающие свойства реальной жидкости. Примерно в это время начинается второй период развития гидравлики – превращение её в прикладную науку. Большой вклад в становление технической гидромеханики» внесли французские ученые А. Пито (1695–1771 гг.) – инженер-гидротехник, широко известный изобретением «трубки Пито»; А. Шези (1718–1798 гг.), который получил формулу для определения скорости движения жидкости.

Ж. Борда (1733–1799 гг.), который вывел уравнение для определения потерь напора при резком расширении потока; итальянский профессор Д. Вентури (1746-1822 гг.), исследовавший процесс истечения жидкости из насадков;

Д. Вейсбах (1806–1871 гг.) – крупный немецкий ученый, чьи теоретические и экспериментальные исследования в области движения жидкости не утратили своего значения до настоящего времени; английский ученый О. Рейнольдс (1842–1912 гг.), установивший два режима движения жидкости и критерий гидродинамического подобия; Л. Прандтль (1875–1953 гг.), разработавший теорию турбулентных потоков.

Не остались в стороне от развития технической гидравлики и ученые России. Инженерное направление в гидромеханике интенсивно разрабатывалось в стенах Пе-

тербургского института путей сообщения, где была создана первая в России гидравлическая лаборатория. Здесь плодотворно работала группа ученых под руководством профессора П.П. Мельникова (1804–1880 гг.) – почетного члена Петербургской академии наук, издавшего в 1836 г. первый на русском языке учебник, по гидравлике «Основания практической гидравлики...».

Выдающийся русский инженер, почетный член Петербургской академии наук, профессор Н.П. Петров (1836–1920 гг.) на основе гипотезы Л. Ньютона о трении в жидкости разработал гидродинамическую теорию смазки машин. Заслуга Н.П. Петрова заключается в том, что он впервые в мире, в 1883 году, разработал теорию трения в хорошо смазанных подшипниках, исходя из положения, что трение в подшипниках подчиняется гидродинамическим законам. В обоснование этой теории Н.П. Петров проделал огромное количество экспериментальных исследований по изучению вязкостных свойств различных жидкостей. Дальнейшее развитие теории гидродинамической науки обязано научным трудам О. Рейнольдса, Н.Е. Жуковского, С.А. Чаплыгина, Л.С. Лейбензона и других. Представляют значительный интерес также работы немецких ученых С. Гюмбеля, А. Зоммерфельда и др.

Первая работа Н.Е. Жуковского «О гидродинамической теории трения хорошо смазанных тел» была опубликована в 1886 году. В 1904 году Н.Е. Жуковским совместно с С.А. Чаплыгиным было найдено точное решение задачи о движении вязкой жидкости в двух измерениях между двумя эксцентричными окружностями. Эта работа послужила основой дальнейших работ в этой области. До научных работ учёных Н.Е. Жуковского и С.А. Чаплыгина считалось, по

утверждениям немецкого ученого А. Зоммерфельда, что точное решение этой задачи (подшипник бесконечной длины) невозможно.

Л.С. Ленбензоном была исследована кинематика потока, установлены «границы приложимости гидродинамической теории смазки».

В наше время гидродинамическая теория трения развивается применительно к работе подшипников конечной длины. В развитии этой теории большую роль сыграли также и советские ученые Н.И. Мерцалов, М.И. Яновский, Е.М. Гутьяр, А.К. Дьячков и др.

В начале XX века в гидравлике стали формироваться различные направления специальных исследований. Характерной особенностью этого периода является проведение коллективных исследований и создание научных школ.

Талантливый инженер и ученый В.Г. Шухов (1853–1939 гг.) разработал методы расчета нефтепроводов и изобрел оригинальное устройство для подъема нефти – эрлифт. Ведущую роль в разработке теории и расчета гидравлических сооружений сыграли работы Н.Н. Павловского (1884–1937 гг.).

Особенно большой вклад в развитие гидравлики как науки внес уже упоминавшийся Н.Е. Жуковский (1847–1921 гг.) – автор целого ряда работ по технической гидродинамике. Важнейшей его работой, вышедшей в свет в 1899 г., было исследование «О гидравлическом ударе». Вместе с С.А. Чаплыгиным Н.Е. Жуковский разработал теоретические основы обтекания крыла, послужившие базой для проектирования летательных аппаратов, лопастей рабочих колес и направляющих аппаратов лопастных машин.

Исключительно ценными являются также работы профессора И.И. Куколевского, который первым применил законы динамического подобия к проектированию центробежных насосов (1904 г.) и тем самым положил начало строго научному лабораторному экспериментированию в области насосостроения. В деле развития отечественного гидромашиностроения большие заслуги принадлежат также профессорам И.Г. Есьмину, Н.М. Щапову, Н.Н. Ковалеву, С.С. Рудневу, В.С. Квятковскому и многим другим ученым и конструкторам.

### **Контрольные вопросы**

1. Какие инженерные задачи решаются на основе законов гидравлики?
2. Кто является автором первого научного труда в области гидравлики?
3. Назовите ученого, который систематизировал основные положения гидростатики и впервые указал на зависимость гидравлических сопротивлений от скорости потока жидкости и его плотности.
4. Назовите ученого, который вывел основное уравнение движения жидкости.
5. Кто из ученых России является автором важнейшей, вышедшей в свет в 1899 г., работы «О гидравлическом ударе».

## Глава 2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЖИДКОСТЯХ

Предметом исследования в дисциплине «Гидравлика» является жидкость. Термин “**жидкость**” объединяет все физические тела, обладающие текучестью и не имеющие своей формы, а принимающие форму емкости (сосуда), в которой они находятся. Текучестью называют способность жидкости изменять свою форму, не дробясь на части, под действием даже небольших сил. Термин «жидкость» объединяет и собственно жидкие вещества (которые называют **капельными жидкостями**) и газообразные вещества (которые иногда называют **упругими жидкостями**, а чаще просто **газами**). С точки зрения механики капельные жидкости и газы различаются только сжимаемостью. Основными характеристиками, отражающими физические свойства капельных жидкостей и газов, являются: **давление, удельный объем (плотность), сжимаемость (упругость), температурное расширение и вязкость**.

**Давление.** Результат ударов молекул жидкости, находящейся в некотором ограниченном объеме, воспринимается его стенками как некоторая сила, которую называют **силой давления** и обозначают буквой  $P$ . Если силу давления отнести к единице поверхности, на которую она действует, то получится значение **удельного давления**, т.е. силы давления, действующей на единицу поверхности ( $p$ ). Оно и является одним из основных параметров жидкости. Обычно прилагательное «удельное» опускают и называют эту характеристику одним словом «давление». В системе единиц измерения СИ давление измеряется в  $\text{Н/м}^2$ . Давление, рав-

ное  $1 \text{ Н/м}^2$ , называют Паскалем (Па) в честь французского математика, физика и философа Блеза Паскаля (1623–1662 гг.). Давление в 1 Па довольно мало, поэтому в технике часто оперируют кратными единицами:  $1 \text{ кПа} = 1000 \text{ Па}$ ,  $1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$ . Используется и единица  $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$ . Кроме этих единиц в технике часто используют также и такие внесистемные единицы давления, как:

– техническая атмосфера:

$$1 \text{ ат} = 0,98 \cdot 10^5 \text{ Па} = 10^4 \text{ кгс/м}^2 = 1 \text{ кгс/см}^2;$$

– физическая атмосфера:

$$1 \text{ атм} = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Па} = 1,0338 \cdot 10^4 \text{ кгс/м}^2 = 1,033 \text{ кгс/см}^2.$$

**Техническая атмосфера** – это сила, с которой действует столб ртути (имеющей температуру  $0^\circ\text{C}$ , находящейся на уровне моря, на широте 45 градусов) высотой 735,6 мм на основание площадью в  $1 \text{ см}^2$ .

**Физическая атмосфера** отличается от технической тем, что при тех же условиях высота столба ртути составляет 760 мм.

Если вместо ртути использовать воду, то высота столба при указанных выше условиях, соответствующая одной технической атмосфере, будет равняться 10 м, а одна физическая атмосфера – 10,333 м.

Давление, оказываемое жидкостью на стенки сосуда, в котором она находится, называют **абсолютным** ( $p_{\text{абс}}$ ). Именно абсолютное давление является параметром жидкости. Если абсолютное давление больше давления атмосферы (барометрического давления  $p_{\text{бар}}$ ), то разность

$$p_{\text{абс}} - p_{\text{бар}} = p_{\text{изб}}$$

называют **избыточным** давлением. Именно эта разница измеряется приборами (манометрами или пьезометрами), при помощи которых определяется давление. Поэтому

иногда избыточное давление называют **манометрическим** или **пьезометрическим**. Если  $p_{\text{бар}} > p_{\text{абс}}$ , то разность

$$p_{\text{бар}} - p_{\text{абс}} = p_{\text{вак}}$$

называют **вакуумом** или **разрежением**. Вакуум (разрежение) в газах измеряют **вакуумметрами**, в капельных жидкостях – **пьезометрами**.

**Удельный объем** – это объем  $v$ , занимаемый единицей массы вещества, в частности, жидкости:

$$v = V/m, \quad (2.1)$$

где  $V$  – объем жидкости,  $\text{м}^3$ ;  $m$  – масса жидкости, кг.

Величина, обратная удельному объему, называется **плотностью**:

$$\rho = m/V, \quad (2.2)$$

т.е. плотность – это масса  $1 \text{ м}^3$  вещества (жидкости) в кг.

Плотность жидкости в общем виде не является постоянной величиной; она зависит от температуры и давления. С повышением температуры плотность жидкости, как правило, уменьшается, а с увеличением давления – увеличивается. Однако эти изменения не столь существенны и при обычных гидравлических расчетах не учитываются. Так, например, при изменении температуры воды от  $4$  до  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  плотность ее уменьшается до  $0,96 \text{ г/см}^3$ , т. е. на  $4 \%$ .

Плотность жидкости определяется прямым или косвенным способами. Прямой способ состоит в определении массы и объема некоторого количества жидкости. Косвенный способ заключается в применении тех или других специальных приборов. Наиболее часто для этой цели используют **ареометры (денсиметры)**.

Ареометры применяются двух видов: без термометра (рис. 2.1, а) и с термометром (рис. 2.1, б).

Для определения плотности ареометр погружают в исследуемую жидкость, где благодаря грузу, помещенному в нижней его части (ртуть или дробь), он сохраняет вертикальное положение. Деление на шкале, до которого погружается ареометр, показывает значение плотности.

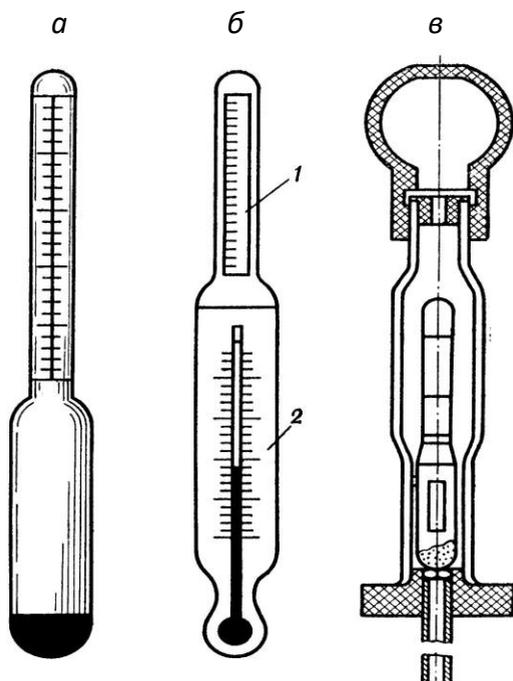


Рис. 2.1. Приборы для определения плотности жидкости:

*а* – ареометр без термометра; *б* – ареометр с термометром: *в* – ареометр для определения плотности электролита аккумулятора: 1 – шкала ареометра; 2 – термометр

Для определения плотности электролита аккумулятора применяются ареометры, размещенные в специальном сосуде (рис. 1.1, *в*), представляющем собой стеклянную трубку с резиновой грушей. Для измерения плотности

электролита его засасывают в стеклянную трубку в таком количестве, пока ареометр не всплывает.

В справочных таблицах плотность жидкостей обычно приводится при нормальном атмосферном давлении и температуре в пределах 0–20 °С.

Ниже даны значения плотностей (в кг/м<sup>3</sup>) некоторых капельных жидкостей при температуре 20 °С и давлении 1 атм.

<i>вода</i>	1000
<i>ртуть</i>	13600
<i>бензины</i>	716–761
<i>дизельные топлива</i>	831–932
<i>автотракторные масла</i>	916–930
<i>низкозамерзающие жидкости</i>	1087–1090

Иногда при расчетах используют величину, представляющую собой вес 1 м<sup>3</sup> вещества. Она называется **удельным весом**:

$$\gamma = G/V = m \cdot g/V, \text{ Н/м}^3, \quad (2.3)$$

где  $G$  – вес жидкости,  $H$ ;

$g$  – ускорение свободного падения, м<sup>2</sup>/с.

Очевидно, что

$$\gamma = \rho \cdot g. \quad (2.4)$$

Объемные свойства жидкостей и газов выражаются изменением объема под действием давления и температуры и проявляются в виде сжимаемости и температурного расширения.

**Сжимаемостью** называют свойство жидкости и газа изменять объем при изменении давления.

Характеризуется это свойство **коэффициентом объемного сжатия** (рис. 2.2):

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta p}, \quad \text{Па}^{-1} \quad (2.5)$$

где:  $V$  – начальный объем,  $\text{м}^3$ ;  $\Delta V$  – изменение объема,  $\text{м}^3$ ;  
 $\Delta p$  – изменение давления,  $\text{Па}$ .

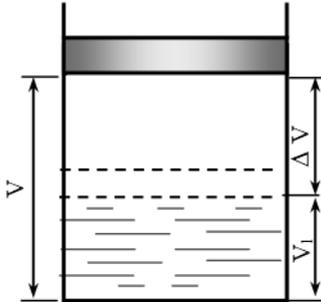


Рис. 2.2. Схема к определению понятия «коэффициент объемного сжатия»

Коэффициент объемного сжатия показывает относительное изменение объема при изменении давления на 1 Па (при постоянной температуре  $T = const.$ ).

Знак минус в правой части формулы (2.5) указывает на то, что увеличение давления сопровождается уменьшением объема. Коэффициент объемного сжатия определяется опытным путем.

В капельных жидкостях при изменении давления их объем почти не изменяется и их считают несжимаемыми. Однако в ряде случаев ее следует учитывать, так как сжимаемость капельных жидкостей определяет работу соответствующих гидравлических устройств. Это необходимо делать, например, при расчете гидравлических амортизаторов. Дело в том, что в них давление изменяется очень

сильно (до 500 МПа). В этих условиях минеральные масла, например, сжимаются почти на 20%.

Средние значения  $\beta_r$  (в  $\text{Па}^{-1}$  для некоторых капельных жидкостей при давлениях до 50 МПа приведены ниже:

вода  $5 \cdot 10^{-10}$ ; нефть  $7,4 \cdot 10^{-10}$ ; бензин  $9,2 \cdot 10^{-10}$ ;  
глицерин  $2,5 \cdot 10^{-10}$ ; ртуть  $0,3 \cdot 10^{-10}$ .

В отличие от капельных жидкостей объем газов под действием даже незначительных давлений изменяется заметно.

Отметим, что упругие свойства жидкости характеризуются величиной, обратной коэффициенту сжимаемости  $1/\beta_r = E$ , известной в физике и сопротивлении материалов как модуль упругости.

Объем капельных жидкостей и газов изменяется не только под действием давления, но и под влиянием температуры. Свойство жидкости изменять свой объем при изменении температуры называют температурным расширением. Количественно изменение объема за счет нагрева и охлаждения при неизменном давлении выражается температурным коэффициентом объемного расширения (рис. 2.3).

$$\beta_T = \frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T}, \text{K}^{-1}, \quad (2.6)$$

где  $\Delta V = V - V_1$  разность между конечным ( $V_1$ ) и начальным ( $V$ ) объемами,  $\text{м}^3$ .

Температурный коэффициент объемного расширения  $\beta_T$  показывает относительное изменение объема при изменении температуры на  $1^\circ\text{K}$ . Этот коэффициент определяется опытным путем. Он не является неизменной величиной для данной жидкости, а зависит от условий, при

которых происходит процесс. Так, например, для воды в диапазоне изменения давления от 0,1 МПа ( $\approx 1$  ат) до 50 МПа ( $\approx 500$  ат) и температуры от 4 до 100 °С  $\beta_T$  изменяется в 50 раз. Однако при одинаковом давлении  $\beta_T$  можно считать неизменным для данной жидкости. Так при атмосферном давлении  $\beta_T$  (в  $K^{-1}$ ) составляет:

для воды	$2 \cdot 10^{-4}$ ;
ртути	$1,8 \cdot 10^{-4}$ ;
нефти	$8 \cdot 10^{-4}$ ;
низкозамерзающей жидкости	$5 \cdot 10^{-4}$ .

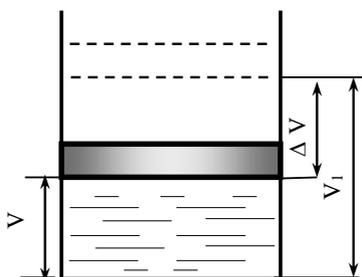


Рис. 2.3. Схема к определению понятия «температурный коэффициент объемного расширения»:

$\Delta T = T - T_1$  – разница между начальной ( $T$ ) и конечной ( $T_1$ ) температурами жидкости, °К

Практически все реальные капельные жидкости и газы с ростом температуры расширяются, а плотность их при этом уменьшается. Исключение составляет вода, плотность которой, в силу особенностей молекулярного строения, максимальна при 4 °С. Поэтому при нагревании от 0 до 4 °С вода уменьшается в объеме, а затем ведет себя как все другие жидкости.

Движение капельных жидкостей и газов сопровождается проявлением еще одного свойства, характерного

особенно для капельных жидкостей, – способностью сопротивляться взаимному перемещению их частиц друг относительно друга. Это свойство **называют вязкостью (внутренним трением)**.

Основной количественной характеристикой вязкости является **динамический коэффициент вязкости**  $\mu$ , Н·с/м<sup>2</sup> (Па·с), характеризующий касательные напряжения, создаваемые силой внутреннего трения.

В расчетах часто используется величина  $\mu/\rho = \nu$  – кинематический коэффициент вязкости, измеряемый в м<sup>2</sup>/с. Величину 10<sup>4</sup> м<sup>2</sup>/с называют Стоксом (по имени английского математика и физика Джона Стокса) и записывают как «Ст». Кинематический коэффициент вязкости характеризует ускорение частиц, вызванное силами вязкости. Численные значения кинематической вязкости некоторых капельных жидкостей (в м<sup>2</sup>/с) приведены ниже:

<i>Бензин</i> .....	0,6–0,8
<i>Керосин</i> .....	2,5
<i>Нефть</i> .....	2–1000
<i>Дизельное топливо</i> .....	58
<i>Веретенное масло</i> .....	2500
<i>Глицерин</i> .....	870

Вязкость зависит от многих фактов и, прежде всего, от температуры жидкости. При ее повышении вязкость уменьшается, при понижении – увеличивается. Объясняется это тем, что силы межмолекулярного взаимодействия с понижением температуры увеличиваются. Так, например, при понижении температуры воды от 100 °С до 0 °С ее вязкость увеличивается примерно в шесть раз, а вязкость моторных масел – в 25–30 раз. Сказанным объясняется трудность пуска поршневых ДВС при низких температурах ок-

ружающей среды. Вязкость моторного масла весьма существенно влияет на работу этих двигателей. Кроме пусковых качеств от нее зависят: эффективная мощность двигателя, расход топлива, износ трудящихся деталей, расход масла.

Вязкость моторных топлив отражена в их марке. Так «М-8-В1» расшифровывается как: М – моторное, 8 класс вязкости, В1 – для среднефорсированных карбюраторных двигателей; М-6з/10-В, соответственно: М – моторное, 6з/10 – класс вязкости, В – универсальное масло для среднефорсированных карбюраторных двигателей и дизелей.

Классы кинематической вязкости некоторых моторных масел приведены в таблице 2.1.

**Таблица 2.1**  
**Кинематическая вязкость некоторых моторных масел**

Класс вязкости	Кинематическая вязкость в мм <sup>2</sup> /с (сСт) при температуре	
	373 °К	255 °К
4з/6	5,6–7,0	2600
4з/8	7,0–9,5	2600
6з/10	9,5–11,5	10400
6	5,6–7,0	–
8	7,0–9,5	–
10	9,5–11,5	–
12	11,5–13,0	–
16	15,0–18,0	–

От вязкости моторных топлив во многом зависят особенности процесса сгорания, надежность и долговечность топливной аппаратуры, а также возможность работы двигателя при низкой температуре окружающей среды.

Рассмотренные выше характеристики жидкости не всегда проявляются столь значительно, что должны быть

учтены при решении задач. Так в ряде случаев оправдано пренебрежение сжимаемостью капельных жидкостей, для газов – действием силы тяжести; в ряде случаев для капельных жидкостей и газов отказываются от учета вязкости. В силу этого появились модели сред.

Если учитываются все рассмотренные выше характеристики жидкости, то ее называют **реальной**. Если же не учитывать изменение объема при изменении давления и температуры, а также наличие вязкости, то говорят об **идеальной капельной жидкости**. Таким образом, модель идеальной капельной жидкости предполагает ее несжимаемость и отсутствие вязкости.

Пренебрежение взаимодействием между молекулами и их размерами приводит к модели идеального газа.

### Контрольные вопросы

1. Дайте определение жидкости. В чем отличие жидкостей от твердых тел и газов?
2. Укажите свойства идеальной жидкости.
3. Назовите основные физические свойства жидкости, их единицы измерения.
4. Какая взаимосвязь существует между плотностью и удельным весом жидкости?
5. Что характеризует коэффициент температурного расширения жидкости?
6. Что называется коэффициентом объемного сжатия жидкости?
7. Понятие динамического и кинематического коэффициентов вязкости, их взаимосвязь, единицы измерения.

## Глава 3. ГИДРОСТАТИКА

### 3.1. Основные законы покоящихся жидкостей

Раздел гидравлики, в котором рассматриваются капельные жидкости и газы, находящиеся в состоянии абсолютного или относительного покоя, называют **гидростатикой**.

Под **относительным** покоем подразумевают состояние, при котором в движущейся как целое тело жидкости отсутствуют перемещения ее частиц друг относительно друга. Примером относительного покоя жидкости может служить транспортировка нефтепродуктов в цистерне по абсолютно ровной дороге с равномерной скоростью.

Частным случаем относительного покоя является **абсолютный** покой, под которым понимают неподвижность жидкости относительно земли. При этом частицы жидкости также не перемещаются друг относительно друга. Примером жидкости, находящейся в состоянии абсолютного покоя, может служить топливо в топливном баке или воздух в баллоне системы воздухопуска неподвижного транспортного средства [1–3].

Жидкость, находящаяся в состоянии покоя, или твердые тела, находящиеся в жидкости в состоянии покоя, подвергаются действию различных сил.

### 3.1.1. Силы, действующие на жидкость, находящуюся в покое

На жидкость, находящуюся в состоянии покоя, действуют две группы сил: **внешние и внутренние**. **Внешними** являются **поверхностные и массовые** силы. **Поверхностными** называют силы, действующие на поверхность жидкости (обычно называемую **свободной поверхностью**). Примерами поверхностных сил могут служить сила атмосферного давления  $F_o$  (рис. 3.1, а) или сила действия поршня на свежий заряд в цилиндре поршневого ДВС  $F_n$  во время сжатия (рис. 3.1, б).

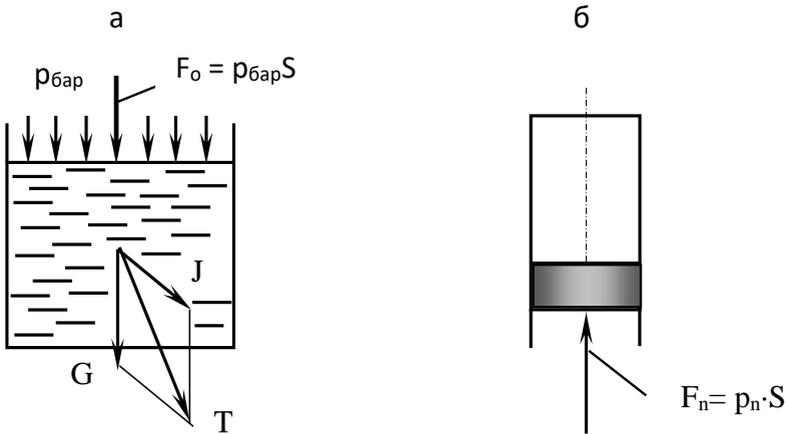


Рис. 3.1. Внешние силы, действующие на жидкость в состоянии покоя

**Массовые** силы – это силы, воздействующие на все частицы жидкости. Если жидкость находится в состоянии абсолютного покоя, то массовые силы – это силы тяжести ( $G = m \cdot g$ ). В случае относительного покоя к силе тяжести добавляются силы инерции ( $J = m \cdot a$ ). Массовые силы про-

порциональны массе (объему), приложены в центре тяжести рассматриваемого объема жидкости и определяются суммированием  $G$  и  $J$  по правилу параллелограмма (см. рис. 3.1, а).

В результате действия на жидкость внешних сил внутри жидкости возникают внутренние силы, являющиеся силами сжатия.

При рассмотрении покоящейся жидкости эти силы называют силами гидростатического сжатия, а давление внутри жидкости – **гидростатическим давлением**.

### 3.1.2. Основное уравнение гидростатики

Основным уравнением гидростатики называют выражение, позволяющее рассчитать величину гидростатического давления. Для вывода этого уравнения рассмотрим жидкость, находящуюся в состоянии покоя (рис. 3.2).

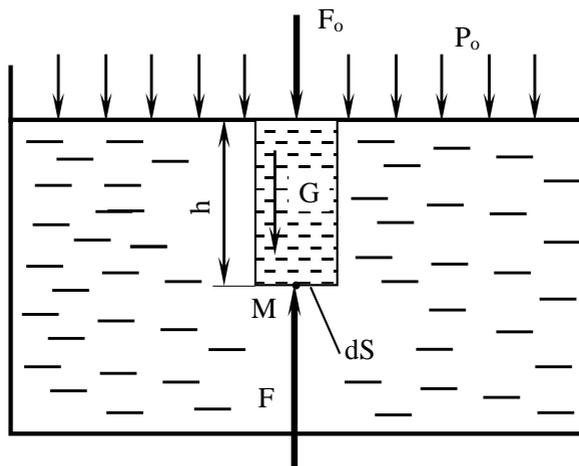


Рис. 3.2. Схема к определению гидростатического давления

Выберем в объеме жидкости, находящейся в состоянии покоя, точку М на глубине  $h$ . Выделим вокруг точки М элементарную горизонтальную площадку  $dS$  и столб жидкости, расположенный над этой площадкой. На выделенный объем жидкости действуют:

- сила поверхностного давления  $F_0 = p_0 \cdot dS$ ;
- сила тяжести  $G = m \cdot g = \rho \cdot h \cdot dS \cdot g = \rho \cdot g \cdot h \cdot dS$ ;
- силы гидростатического давления, действующие на боковые поверхности выделенного объема;
- сила гидростатического давления, действующая на площадку  $dS$  снизу вверх ( $F$ ).

Запишем условие равновесия выделенного объема с учетом того, что силы гидростатического давления, действующие на боковые поверхности, уравновешиваются. Тогда  $F = F_0 + G$  или  $p \cdot dS = p_0 \cdot dS + \rho \cdot g \cdot h \cdot dS$ .

После деления обеих частей уравнения на  $dS$  получим

$$p = p_0 + \rho \cdot g \cdot h, \quad (3.1)$$

где  $p$  – абсолютное давление жидкости в точке М (гидростатическое давление в точке М);  $p_0$  – абсолютное давление на свободной поверхности жидкости.

Таким образом, *гидростатическое давление в точке, расположенной внутри покоящейся жидкости, равно сумме давления, действующего на его свободную поверхность, и давления столба жидкости, имеющего высоту  $h$ , равную глубине, на которой расположена рассматриваемая точка М.*

Из уравнения (3.1) следует, что все частицы, расположенные в одной и той же горизонтальной плоскости (т.е.

на одной и той же глубине) рассматриваемого объема жидкости, испытывают одно и то же гидростатическое давление. Такие поверхности называют поверхностями **равного давления**.

Сказанное свидетельствует о том, что для измерения гидростатического давления в любой точке внутри жидкости достаточно измерить его в любой точке, расположенной на той же глубине (т.е. на той же поверхности равного давления). Этот факт широко используется, так как облегчает измерение давления в труднодоступных местах.

Из уравнения (3.1) видно, что гидростатическое давление в любой точке покоящейся жидкости всегда включает в себя поверхностное давление и давление столба жидкости над рассматриваемой точкой. При этом второе слагаемое меняется в зависимости от положения точки, а первое остается неизменным для любой точки. Это свойство жидкости отражает **закон Паскаля** и формулируется так: *внешнее давление, действующее на свободную поверхность жидкости, передается во все точки жидкости без изменения*.

Закон Паскаля используется при создании работающих на принципе передачи давления внутри жидкости различных гидравлических устройств: гидравлических подъемников, гидравлических домкратов, гидравлических усилителей тормозов мобильной наземной техники и др. Они имеют различное устройство и назначение, но в их работе используется один и тот же гидравлический принцип: давление и энергия передаются с помощью жидкости.

На рис. 3.3 в качестве иллюстрации принципа работы таких устройств показан гидравлический подъёмник, идея которого состоит в следующем.

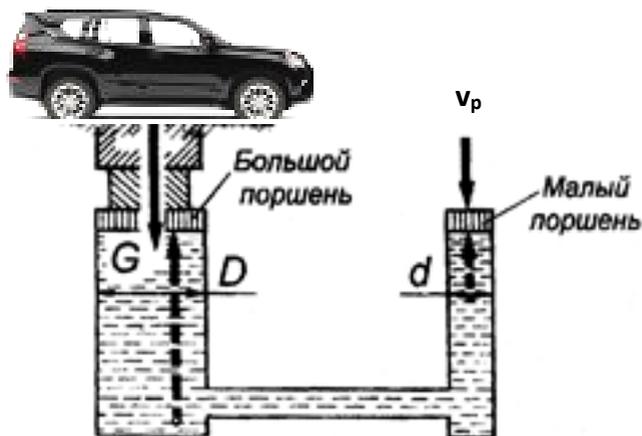


Рис. 3.3. Схема гидравлического подъёмника

Используя незначительное давление  $v_p$  на поршень малого диаметра  $d$ , в малом цилиндре можно создать большое давление жидкости. Так как это давление передаётся жидкостью во все стороны одинаково, то такое же давление будет и под поршнем большого диаметра в большом цилиндре. Чем больше диаметр поршня  $D$ , тем большая сила давления жидкости действует на него. Следовательно, прикладывая малые усилия к поршню малого диаметра, можно получить большие усилия для поднятия автотранспортной техники.

### 3.2. Энергия покоящейся жидкости

Энергию тел, находящихся в покое, составляет энергия в поле различных сил: тяжести, давления, электрических,

магнитных и др. При рассмотрении капельных жидкостей и газов обычно считается, что на них действуют только поля сил тяжести и давления, а электрические, магнитные и другие поля действия остаются неизменными и, следовательно, не приводят к каким-либо изменениям. С учетом этого рассмотрим некоторый элементарный объем, центр тяжести которого сосредоточен в точке  $M$  на глубине  $h'$  и вес которого  $G = m \cdot g$  (рис. 3.4).

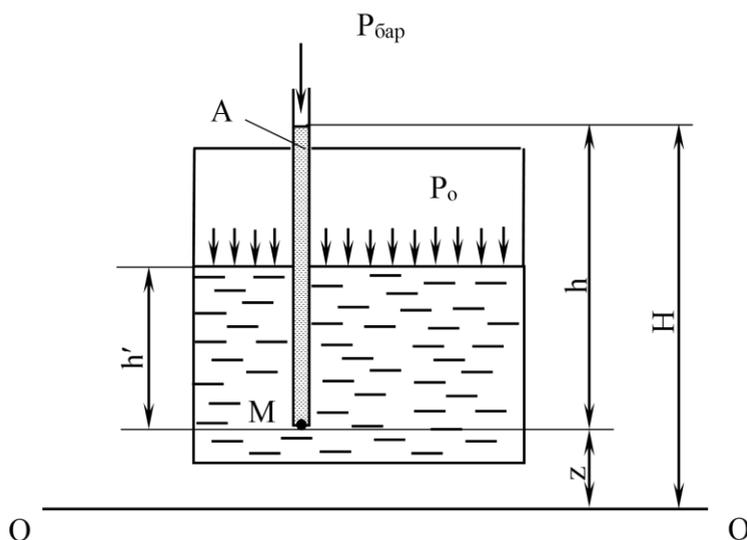


Рис. 3.4. Схема к определению энергии покоящейся жидкости

Опустим в жидкость на глубину  $h'$  (до точки  $M$ ) трубку  $A$ . Под действием гидростатического давления в точке  $M$  жидкость поднимется в трубке на высоту  $h$ . Подобную трубку называют пьезометром, с его помощью можно измерить давление внутри жидкости (гидростатическое давление). Высоту ( $h$ ), на которую поднялась жидкость в пьезометре под действием гидростатического давления, на-

зывают **пьезометрической высотой** или **пьезометрическим напором**.

Если пьезометр (трубка А) сверху открыт и на поверхность жидкости в нем действует атмосферное давление, то пьезометрическая высота измеряет избыточное гидростатическое давление в точке М.

Если бы трубка сверху была закрыта и над поверхностью жидкости в ней воздух отсутствовал, то пьезометрическая высота измеряла бы абсолютное гидростатическое давление в точке М.

Зная пьезометрическую высоту  $h$ , легко определить потенциальную энергию жидкости в точке М в поле сил давления  $E_p$ , т.е. энергию, необходимую для удержания столба жидкости, массой  $m$  на высоте  $h$ :

$$E_p = m \cdot g \cdot h. \quad (3.2)$$

Потенциальная энергия в поле сил тяжести определяется произведением  $m \cdot g$  и расстоянием до центра поля сил тяжести (в земных условиях – до центра тяжести земного шара). Это произведение позволяет вычислить полный запас потенциальной энергии в поле сил тяжести.

При решении инженерных задач практически не требуется знать полный запас энергии тела. Энергия, подобно деньгам, полезна только в процессах обмена. Какие-то изменения в нашей жизни происходят, когда деньги расходуются, а не лежат в банке или в кармане. То же самое и с энергией. Поэтому при решении различных задач важно уметь определять именно изменение энергии в результате совершения каких-либо процессов. Отсюда следует, что для определения изменения потенциальной энергии жид-

кости в поле сил тяжести совершенно не обязательно отсчитывать ее от абсолютного начала отсчета (от центра земного шара). Достаточно условиться о любом произвольном, но одинаковом для всех случаев, рассматриваемых в задаче, уровне, от которого начинать отсчет. Важно только, чтобы все измерения в рамках рассматриваемой задачи при определении потенциальной энергии в поле сил тяжести производились от именно этого условного начала отсчета. В курсе дисциплины по гидравлике это условное начало отсчета называют плоскостью сравнения. На рис. 3.4 след сечения этой плоскости листом бумаги показан как линия 0-0. В итоге запас потенциальной энергии некоторого объема жидкости массой  $m$  в поле сил тяжести будет составлять

$$E_g = m \cdot g \cdot z. \quad (3.3)$$

Полный запас потенциальной энергии объема жидкости массой  $m$  определится как сумма:

$$E_p = E_g + E_p = m \cdot g \cdot z + m \cdot g \cdot h = m \cdot g \cdot (z+h). \quad (3.4)$$

Если все члены этого уравнения разделить на  $m \cdot g$  (т. е. на вес рассматриваемого объема жидкости), то оно примет удельную форму

$$e_p = e_g + e_p = z + h. \quad (3.5)$$

По физическому смыслу  $e_g$  ( $z$ ) представляет собой удельную потенциальную энергию жидкости в поле сил тяжести,  $e_p$  ( $h$ ) – удельную потенциальную энергию в поле сил давления. В уравнении (3.4) каждый член измеряется в Джоулях, в формуле 3.5) – в метрах. Поэтому  $z$  называют **геометрической высотой (геометрическим напором)**, а  $h$  – **пьезометрической высотой (пьезометрическим на-**

**пором**). Удельную, полную потенциальную энергию жидкости называют **потенциальным напором** и обозначают буквой  $H$ .

Таким образом,

$$H = z + h. \quad (3.6)$$

Зависимость (3.6) – это уравнение удельной энергии покоящейся жидкости в геометрической форме.

Рассмотрим теперь потенциальный напор в различных точках покоящейся жидкости (рис. 3.5).

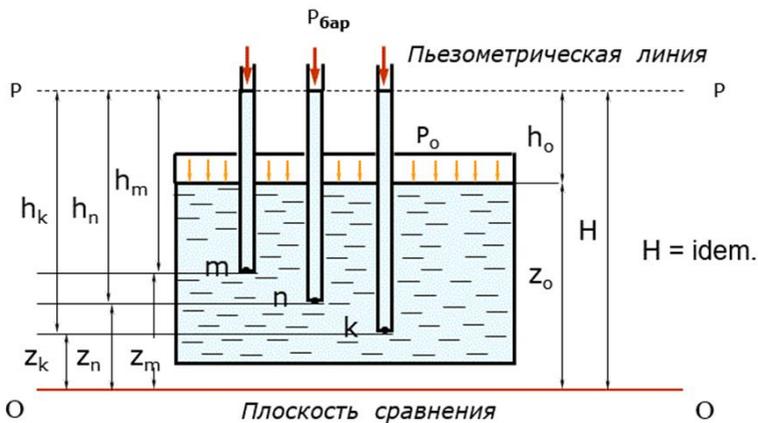


Рис. 3.5. Схема к определению потенциального напора в различных точках покоящейся жидкости

Величина  $h_0$  – это пьезометрическая высота, соответствующая избыточному давлению на свободной поверхности жидкости:

$$p_0 = p_{\text{бар}} + \rho \cdot g \cdot h_0,$$

откуда

$$\rho \cdot g \cdot h_0 = p_0 - p_{\text{бар}} = p_{\text{изб}} \quad \text{и} \quad h_0 = \frac{p_{\text{изб}}}{\rho \cdot g}. \quad (3.7)$$

Поскольку для всех пьезометров  $p_0$  одинаково, то и  $h_0$  будет одинаковым. Плоскость, проходящая через эти уровни – **пьезометрическая плоскость**, а ее сечение листом бумаги – **пьезометрическая линия** (p-p). Тогда очевидно, что потенциальный напор будет одинаковым для всех трех рассматриваемых точек m, n и k. Различными будут только его составляющие:

$$H = z_m + h_m = z_n + h_n = z_k + h_k. \quad (3.8)$$

Поскольку для любых точек покоящейся жидкости потенциальный напор одинаков, то и запас удельной потенциальной энергии во всех точках покоящейся жидкости будет тоже одинаков, т.е.:

$$H = idem.$$

### Контрольные вопросы

1. Что изучает гидростатика?
2. Что называется гидростатическим давлением?
3. В каких случаях равновесия жидкости и газа давление во всех точках объёма одинаково?
4. Сформулируйте гидростатический закон Паскаля и приведите примеры применения этого закона на практике.
5. Дайте определения геометрического и пьезометрического напоров, укажите единицы его измерения.
6. Поясните понятия абсолютное и избыточное гидростатическое давление.
7. Чему равен запас удельной потенциальной энергии во всех точках покоящейся жидкости?

## **Глава 4. ГИДРОГАЗОДИНАМИКА**

*Гидрогазодинамикой* называют раздел гидравлики, в котором изучают законы движения жидкости в трубах и каналах, а также закономерности обтекания жидкостями твердых тел.

Законы гидрогазодинамики лежат в основе практически всех процессов, протекающих в машинах и аппаратах, где рабочими телами являются капельные жидкости или газы. Применительно к автомобильной технике в этом плане можно говорить о процессах истечения топлива и воздуха в карбюраторе, впрыскивания топлива через форсунки в цилиндре дизелей, в системах охлаждения, смазочных системах двигателей, тормозных системах, системах привода управления мобильных средств и др.

Начнем рассмотрение вопросов гидрогазодинамики с изучения закономерностей, характерных для движения сплошной несжимаемой среды. Сказанное практически в полной мере относится к капельным жидкостям (практически несжимаемых) и к газам, движущимся с дозвуковыми скоростями при незначительном изменении плотности.

### **4.1. Основные понятие и определения**

Движение жидкости представляет сложный физический процесс, важнейшими характеристиками которого являются давление ( $p$ , Па) и скорость ( $u$ , м/с) перемещающейся среды.

В зависимости от условий, при которых происходит движение жидкости, различают: **равномерное и неравномерное; напорное и безнапорное; неразрывное и кавитационное движение; установившееся и неустойчивое**, как в механике сплошных сред [4–18].

**Установившимся** называют движение, при котором давление и скорость жидкости в любой точке занятого ею пространства с течением времени не изменяется. Это условие математически формулируется следующим образом:

$$p = f_1(x, y, z); \quad u = f_2(x, y, z).$$

Примерами установившегося движения могут служить вытекание жидкости из емкости, в которой поддерживается неизменный уровень (рис. 4.1, а).

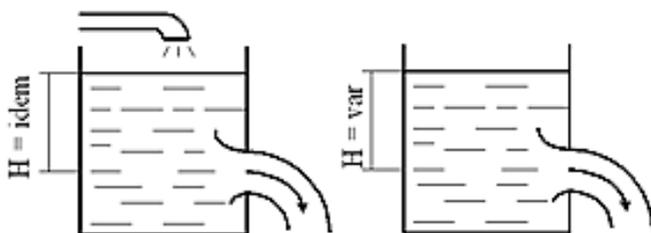


Рис. 4.1. Схемы к определению понятий «установившееся» (а) и «неустановившееся» (б) движение

При **неустановившемся** движении в каждой точке пространства, занятого жидкостью, давление и скорость изменяются с течением времени. В общем случае неустановившегося движения давление и скорость зависят и от места расположения точки в пространстве, и от времени:

$$p = f_1(x, y, z, \tau); \quad u = f_2(x, y, z, \tau).$$

Примерами неустановившегося движения жидкости могут служить: постепенное опорожнение емкости через

отверстие (рис. 4.1, б); движение газов во впускном и выпускном трубопроводах поршневых ДВС.

**Равномерным** называют движение, при котором давление и скорость жидкости не изменяются по длине потока (рис. 4.2, а). Если эти параметры по длине потока изменяются (рис. 4.2, б) – движение называют **неравномерным**.

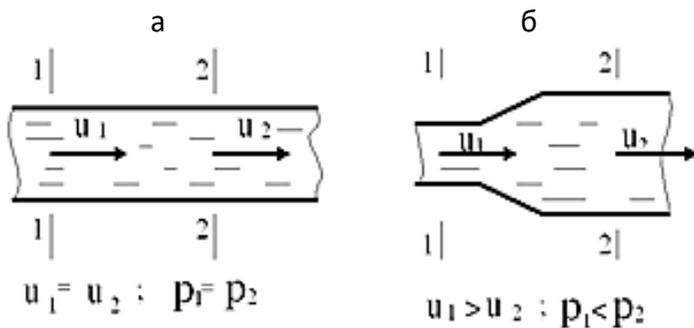


Рис. 4.2. Схемы к определению понятий «равномерное» (а) и «неравномерное» (б) движение

В зависимости от общих условий, при которых происходит движение, различают **напорное и безнапорное движение**.

**Напорное движение** имеет место в закрытых трубопроводах при полном заполнении поперечного сечения тракта. Давление в любой точке трубопровода больше атмосферного. Напорное движение обусловлено наличием разности давлений по длине трубы. Движение в трубопроводах, создаваемое насосом – пример напорного движения.

**Безнапорное движение** – это движение жидкости при наличии свободной поверхности (**свободная поверх-**

**ность** – поверхность раздела между капельной жидкостью и газовой средой). Безнапорное движение характерно только для капельных жидкостей. Давление на свободной поверхности при безнапорном движении равно атмосферному. Пример безнапорного движения – движение капельной жидкости по не заполненному полностью трубопроводу или по руслу реки.

**Неразрывным** называют движение, при котором жидкость перемещается сплошным потоком, образуя сплошную среду, заполняющую пространство. Такое движение всегда характерно для газов и не всегда – для капельных жидкостей. Связано это с тем, что при движении капельных жидкостей неразрывность потока может быть нарушена. Причиной этого могут быть или повышение температуры или понижение давления. В том и другом случаях возможно образование паров жидкости или выделение растворенных в ней газов. Когда давление жидкости в потоке становится равным давлению парообразования, в ней образуются пузырьки и даже целые полости, заполненные парами и газами, которые расчлениают поток.

Давление парообразования  $p_n$  зависит от температуры капельной жидкости и характеризуется, например для воды, следующими данными:

при $t = 100$ °C	$p_n = 760$ мм рт. ст.
при $t = 50$ °C	$p_n = 91,2$ мм рт. ст.
при $t = 10$ °C	$p_n = 7,6$ мм рт. ст.

Пузырьки, перемещаясь в капельной жидкости или вместе с ней, могут попадать в узлы гидравлической системы с более низкой температурой и более высоким дав-

лением. В этих условиях пары жидкости мгновенно конденсируются, а газы снова растворяются в жидкости, и в образовавшиеся пустоты с большой скоростью устремляются частицы капельной жидкости. Последнее приводит к резкому повышению давления в этих местах (до 10–100 МПа). Рассмотренное явление носит название кавитации (от латинского слова «cavitas» – полость), а движение капельной жидкости, сопровождающееся **кавитацией**, называют **кавитационным**. Кавитационное движение недопустимо в гидравлических системах, так как при нем возникает неравномерность в работе, а также возможно разрушение элементов гидравлических устройств.

При движении упругих жидкостей (газов) понятия кавитационного движения не существует, так как движение газов всегда является неразрывным.

Если частицу движущейся жидкости рассматривать как материальную точку, то для нее можно построить траекторию, т.е. графическое изображение кривой, которую частица описывает при движении. Для рассмотрения картины движения, имеющей место в данный момент времени, в гидрогазодинамике используют понятие «линия тока». **Линией тока** (рис. 4.3) называют воображаемую кривую, проходящую в жидкости таким образом, что каждая частица жидкости, находящаяся на этой кривой в данный момент времени, имеет вектор скорости, совпадающей по направлению с касательной к этой кривой.

При установившемся движении линии тока совпадают с траекториями жидкости частиц, при неустановившемся могут не совпадать.

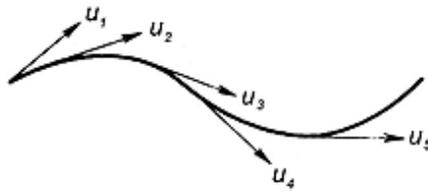


Рис. 4.3. Линия тока

Если в движущейся жидкости выделить элементарный замкнутый круг и через все его точки перевести линии тока, то образуется трубчатая поверхность, называемая **трубкой тока**. Часть потока жидкости, заключенную внутри трубки тока, называют **элементарной струйкой** (рис. 4.4).

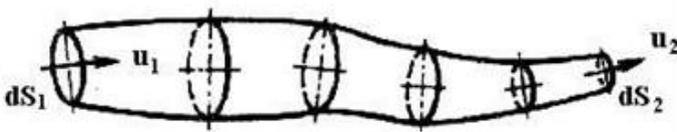


Рис. 4.4. Элементарная струйка

Допускают, что элементарная струйка обладает следующими свойствами:

1. Поверхность элементарной струйки, образованная линиями тока, является непроницаемой. Частицы жидкости из рассматриваемой элементарной струйки не могут перемещаться в соседние струйки, так же, как и частицы жидкости из соседних струек не могут проникнуть внутрь нее.

2. Вследствие малости поперечного сечения элементарной струйки скорости во всех точках ее поперечного сечения являются одинаковыми. Для газов в каждом сечении неизменны все параметры состояния.

При установившемся движении потока жидкости элементарные струйки (так же как и линии тока) сохраняют неизменную форму. При неустановившемся движении форма элементарных струек непрерывно изменяется.

Потоки капельных жидкостей и газов можно рассматривать как совокупность элементарных струек. Границами потоков при этом являются твердые стенки труб, каналов, а в случае движения капельной жидкости и ее открытая поверхность.

Кроме давления и скорости важнейшими характеристиками (параметрами) потока жидкости являются площадь живого сечения и расход жидкости.

**Живым сечением** потока жидкости называется сечение, которое в каждой своей точке перпендикулярно векторам скорости частиц потока жидкости. В общем случае живое сечение потока является криволинейной поверхностью (рис. 4.5).

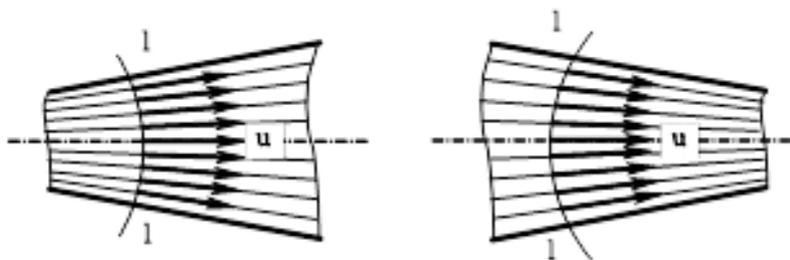


Рис. 4.5. Схемы к определению понятия живого сечения потока жидкости

Часто векторы скоростей частиц жидкости имеют значительное расхождение. В таких случаях за живое сечение принимают плоскость, перпендикулярную к вектору скорости движения частицы жидкости в середине потока.

**Расход жидкости** – это ее количество, протекающее через живое сечение потока в единицу времени.

В зависимости от того, в каких единицах измеряется количество жидкости, различают **объемный** ( $Q_v$ ) и **массовый** ( $Q_m$ ) расходы.

Для элементарной струйки жидкости:

$$dQ_v = u \cdot dS, \text{ м}^3/\text{с}; \quad (4.1)$$

$$dQ_m = \rho \cdot u \cdot dS, \text{ м}^3/\text{с}, \quad (4.2)$$

где  $u$  – скорость движения элементарной струйки жидкости, м/с;  $dS$  – площадь живого сечения элементарной струйки,  $\text{м}^2$ ;  $\rho$  – плотность движущейся жидкости,  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Расход потока жидкости складывается из расходов элементарных струек:

$$Q_v = \int u \cdot dS = u_{\text{ср}} \cdot S, \text{ м}^3/\text{с}; \quad (4.3)$$

$$Q_m = \int \rho \cdot u \cdot dS = \rho \cdot u_{\text{ср}} \cdot S, \text{ кг/с}, \quad (4.4)$$

где  $u_{\text{ср}}$  – средняя скорость потока жидкости в рассматриваемом живом сечении, м/с;  $S$  – площадь живого сечения потока жидкости,  $\text{м}^2$ .

**Средней скоростью потока** называют такую условную скорость, с которой все частички жидкости должны проходить через живое сечение потока, чтобы обеспечить тот же расход, который имеет место при реальном распределении скоростей. Она может быть найдена по формуле

$$u_{\text{ср}} = \frac{S_u}{d}, \quad (4.5)$$

где  $S_u$  – площадь эпюры распределения местных скоростей по живому сечению (рис. 4.6);  $d$  – диаметр трубы, по которой движется поток жидкости.

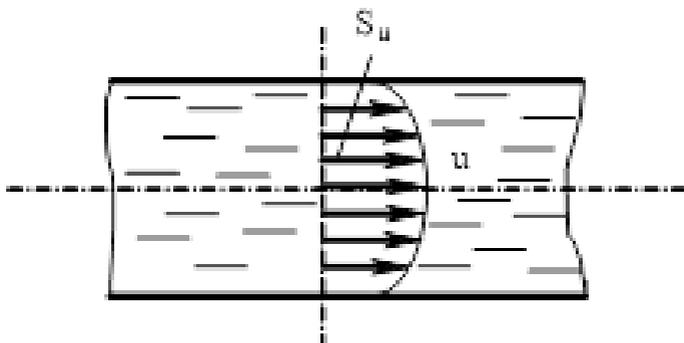


Рис. 4.6. Эюра распределения местных скоростей в потоке жидкости

Если поперечное сечение не имеет форму круга, то вместо диаметра используется так называемый приведенный диаметр, который определяется как отношение четырех площадей поперечного сечения к длине периметра сечения.

#### 4.2. Закон неразрывности потока

Закон неразрывности потока жидкости является частным случаем закона сохранения массы. Смысл рассматриваемого закона заключается в следующем: **в потоке, движущейся капельной жидкости отсутствуют разрывы струи.** (Нарушение неразрывности потока капельной жидкости возможно при кавитационном движении). Следствием сказанного является одинаковая величина расхода жидкости через любое живое сечение, т. е.:

$$Q_v = idem \quad (4.6)$$

$$Q_m = idem \quad (4.7)$$

Рассмотрим поток жидкости между двумя произвольно выбранными живыми сечениями 1–1 и 2–2 (рис. 4.7).

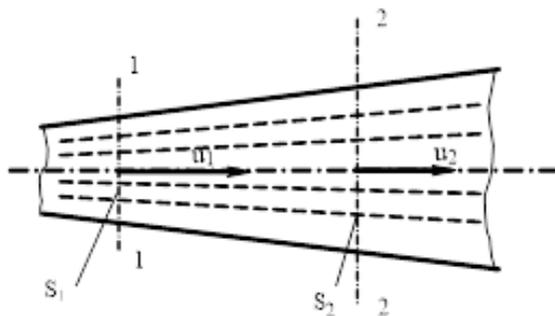


Рис. 4.7. Схема потока жидкости

В соответствии с уравнением (4.6) количество жидкости, протекающее в единицу времени через сечение 1–1, равно ее количеству, протекающему в единицу времени через сечение 2–2:

$$Q_v = u_{1cp} \cdot S_1 = u_{2cp} \cdot S_2. \quad (4.8)$$

Так как живые сечения 1–1 и 2–2 были взяты произвольно, то полученное равенство справедливо и для любых других сечений, т.е.

$$Q_v = u_{1cp} \cdot S_1 = u_{2cp} \cdot S_2 = \dots = u_{icp} \cdot S_i = idem. \quad (4.9)$$

Аналогичный результат может быть получен и в отношении массового расхода жидкости.

Заметим, что, т.к. в дальнейшем мы будем практически всегда иметь дело только со средними скоростями, индекс «ср» при написании формул будем опускать.

Уравнения (4.8) и (4.9) – математические выражения закона неразрывности потока (**уравнениями неразрывности** или **площности** потока). Из этих уравнений следует, что площади живых сечений потока и соответствующие средние скорости в них обратно пропорциональны:

$$u_{1cp} / u_{2cp} = S_2 / S_1. \quad (4.10)$$

Используя уравнение неразрывности потока, при известном расходе можно определить скорость движения жидкости в любом сечении потока, или расход жидкости при известной скорости ее движения.

### 4.3. Закон Бернулли

#### 4.3.1 Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости

Рассмотрим установившееся неразрывное движение элементарной струйки идеальной жидкости на участке между плоскими нормальными к оси струйки сечениями 1–1 и 2–2 (рис. 4.8).

Будем считать, что за некоторый малый промежуток времени  $dt$  объем элементарной струйки, заключенный между сечениями 1–1 и 2–2, переместился в положение 1'–1' и 2'–2'. Найдем изменение энергии рассматриваемого объема струйки при его перемещении.

Из курса физики известно, что изменение полной энергии тела равно сумме работ всех действующих на него сил:

$$\Delta E = \sum_{i=n}^{i=1} p_i \cdot d\ell_i, \quad (4.11)$$

где  $p_i$  – действующие силы;  $d\ell_i$  – перемещение тела под действием сил  $p_i$ .

В рассматриваемом случае за время  $dt$  жидкость переместится из положения 1–2 в положение 1'–2'. При этом жидкость из сечения 1–1 переместится в сечение 1'–1' на расстояние

$$d\ell_1 = u_1 \cdot dt, \quad (4.12)$$

а из сечения 2–2 – в сечение 2'–2' на расстояние

$$\ell_2 = u_2 \cdot dt. \quad (4.13)$$

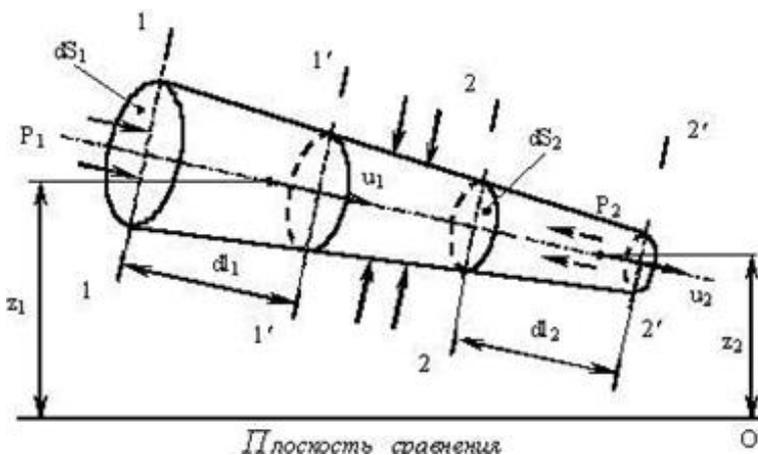


Рис. 4.8. Схема к выводу уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости

При таком перемещении энергия жидкости изменится. Однако при установившемся движении энергия той части жидкости, которая заполняет объем между сечениями 1'-1' и 2-2, остается неизменной. Общее изменение энергии будет таким же, как если бы левая часть струйки жидкости, заключенная между сечениями 1-1 и 1'-1', заняла бы место между сечениями 2-2 и 2'-2'.

Поскольку перемещения  $\delta l_1$  и  $\delta l_2$  невелики, можно считать соответствующие им объемы  $dV_1$  и  $dV_2$  цилиндрическими:

$$dV_1 = dS_1 \cdot \delta l_1; \quad (4.14)$$

$$dV_2 = dS_2 \cdot \delta l_2. \quad (4.15)$$

Учитывая, что жидкость несжимаема, условие неразрывности можно записать в виде

$$dS_1 \cdot u_1 = dS_2 \cdot u_2. \quad (4.16)$$

Масса жидкости  $dm_1$  в объеме  $dV_1$ , равна

$$dm_1 = \rho \cdot dV_1,$$

а ее потенциальная энергия относительно плоскости 0-0 составляет:

$$E_{п1} = dm_1 \cdot g \cdot z_1 = \rho \cdot dS_1 \cdot u_1 \cdot dt \cdot g \cdot z_1. \quad (4.17)$$

Кинетическая энергия массы  $dm_1$  будет равна:

$$E_{k1} = \frac{1}{2} \cdot dm_1 \cdot u_1^2 = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot dS_1 \cdot u_1^2 \cdot dt. \quad (4.18)$$

Аналогично для массы жидкости  $dm_2$ :

$$E_{п2} = \rho \cdot dS_2 \cdot u_2 \cdot dt \cdot g \cdot z_2, \quad (4.19)$$

$$E_{k2} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot dS_2 \cdot u_2^2 \cdot dt. \quad (4.20)$$

Очевидно, что изменение полной энергии элементарной струйки можно записать в виде

$$\Delta E = (E_{п2} - E_{п1}) + (E_{k2} - E_{k1}).$$

С учетом уравнений (4.17) и (4.20)

$$\Delta E = \rho \cdot g (dS_2 \cdot u_2 \cdot z_2 - dS_1 \cdot u_1 \cdot z_1) + \frac{\rho}{2} (dS_2 \cdot u_2^3 \cdot z_2 - dS_1 \cdot u_1^3 \cdot z_1) dt. \quad (4.21)$$

При перемещении сечения 1–1 в положение 1'–1' и сечения 2–2 в положение 2'–2' работа сил давления

$$P_1 = p_1 \cdot dS_1 \text{ и } P_2 = p_2 \cdot dS_2,$$

действующих на струйку, с учетом зависимостей (4.12) и (4.13) составит:

$$\sum_{i=n}^{i=n+1} m_i \cdot d\ell_i = p_1 \cdot dS_1 \cdot u_1 \cdot dt - p_2 \cdot dS_2 \cdot u_2 \cdot dt. \quad (4.22)$$

Принимая во внимание уравнения (4.21) и (4.22), формулу (4.11) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \rho \cdot g (dS_2 \cdot u_2 \cdot z_2 - dS_1 \cdot u_1 \cdot z_1) dt + \\ &+ \frac{\rho}{2} (dS_2 \cdot u_2^3 \cdot z_2 - dS_1 \cdot u_1^3 \cdot z_1) dt = \\ &= p_1 \cdot dS_1 \cdot u_1 \cdot dt - p_2 \cdot dS_2 \cdot u_2 \cdot dt. \end{aligned}$$

Поделив обе части последнего выражения на  $dt$ , учтя, что  $dm = \rho \cdot dS \cdot u$  и разделив переменные, получим:

$$\Delta E = dm_1 \cdot g \cdot z_1 + dm_1 \cdot \frac{p_1}{\rho} + dm_1 \frac{u_1^2}{2} =$$

$$= dm_{12} \cdot g \cdot z_2 + dm_2 \cdot \frac{p_2}{\rho} + dm_2 \frac{u_2^2}{2}. \quad (4.23)$$

Все члены уравнения (4.23) имеют размерность «джоуль» и представляют собой ту или иную составляющую энергии движущейся жидкости:

$dm_1 \cdot g \cdot z_1$  и  $dm_2 \cdot g \cdot z_2$  – это потенциальные энергии жидкости в сечениях 1–1 и 2–2 в поле сил тяжести при ее отсчете от условного начала - плоскости сравнения 0–0 (см рис. 4.8);

$dm_1 \cdot \frac{p_1}{\rho}$  и  $dm_1 \frac{p_2}{\rho}$  – это потенциальные энергии жидкости в сечениях 1–1 и 2–2 в поле сил давления;

$dm_1 \cdot \frac{u_1^2}{2}$  и  $dm_1 \frac{u_2^2}{2}$  – это кинетические энергии жидкости в сечениях 1–1 и 2–2.

Учитывая, что в соответствии с уравнением (4.16)  $dm_1 = dm_2$ , после деления левой и правой частей формулы (4.23) на  $g$  и  $dm$ , получим:

$$\Delta E = z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{u_1^2}{2 \cdot g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{u_2^2}{2 \cdot g}. \quad (4.24)$$

Зависимости (4.23) и (4.24) получены для произвольно выбранных сечений 1–1 и 2–2. Поэтому эти уравнения справедливы и для любых других сечений струйки жидкости, а это означает, что их можно записать в виде:

$$\Delta E = dm \cdot g \cdot z + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = idem. \quad (4.25)$$

$$\Delta E = z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{u^2}{2 \cdot g} = idem. \quad (4.26)$$

Обратим внимание на то, что в уравнениях (4.24) и (4.26) все члены представляют собой удельную энергию. Важно отметить, что эти уравнения были получены делением формул (4.23) и (4.25) на произведение  $dm \cdot g$ , т.е. на вес жидкости. Поэтому зависимости (4.24) и (4.26) содержат в себе составляющие энергии, отнесенные к 1 Н веса жидкости. В процессе де-

ления на  $dm \cdot g$  при формальном сокращении Ньютонов (Н·м/Н) все члены уравнений (4.24) и (4.26) получают единицы измерения длины – метры. Поэтому (как и в гидростатике)  $z$  называют **геометрической высотой (геометрическим напором)**;  $p/\rho \cdot g$  – **пьезометрической высотой (пьезометрическим напором)**;  $u^2/2 \cdot g$  – **скоростной высотой (скоростным напором)**.

Геометрический, пьезометрический и скоростной напоры (высоты) весьма просто определяются экспериментально (рис. 4.9). Геометрический напор, как уже отмечалось при рассмотрении энергии покоящейся жидкости, представляет собой расстояние от плоскости сравнения 0–0 до центра тяжести некоторого элементарного объема жидкости (высота  $z$  на рис. 4.9). Пьезометрический напор равен высоте столба жидкости в пьезометре, отсчитываемой от центра тяжести рассматриваемого элементарного объема жидкости.

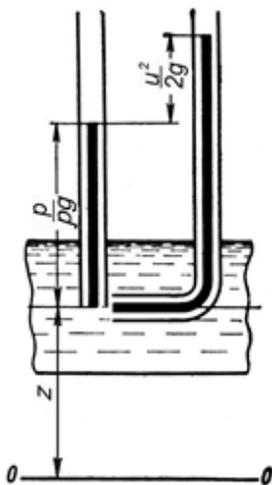


Рис. 4.9. Виды напора жидкости

Скоростной напор может быть определен с помощью пьезометра и изогнутой трубки (такую трубку называют **трубкой**

**Пито**), нижний срез которой должен располагаться по нормали к вектору скорости движущихся частиц жидкости. Как видно из рисунка, скоростной напор равен разнице уровней жидкости в трубке Пито и в пьезометре. Уравнение (4.26) носит имя Даниила Бернулли, который получил его в 1738 г., и отражает закон сохранения энергии для 1 Н веса идеальной жидкости, движущейся в виде элементарной струйки.

Таким образом, физический смысл уравнения Бернулли заключается в том, что при установившемся неразрывном движении идеальной жидкости сумма удельных энергий не изменяется вдоль рассматриваемой элементарной струйки.

Геометрически этот факт отражается в том, что при установившемся неразрывном движении идеальной жидкости сумма трех напоров (высот: геометрической, пьезометрической и скоростной) не изменяется вдоль данной элементарной струйки.

Полную энергию, определяемую суммой:

$$z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{u^2}{2 \cdot g}$$

называют **полным гидродинамическим напором**  $H$ . Очевидно, что:

$$H = z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{u^2}{2 \cdot g} = idem. \quad (4.27)$$

#### **4.3.2 Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости**

Движение реальной (вязкой) жидкости сопровождается затратой некоторого количества энергии на преодоление сил трения. Поэтому при перемещении жидкости из сечения 1–1 в сечение 2–2 (см. рис. 4.8) запас ее полной энергии уменьшится.

Обозначим разницу удельных энергий жидкости в указанных сечениях буквой  $h_n$ . Тогда уравнение (4.24) примет вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{u_1^2}{2 \cdot g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{u_2^2}{2 \cdot g} + h_n. \quad (4.28)$$

Эта зависимость представляет собой уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости. Очевидно, что  $h_n$  измеряется в единицах длины. Эту величину называют **потерей напора**.

### **4.3.3. Закон Бернулли для потока реальной жидкости**

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости отличается от уравнения Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости по двум причинам.

Прежде всего, для элементарной струйки скорость движения частиц жидкости во всех точках рассматриваемого поперечного сечения принималась одинаковой. В потоке же реальной жидкости скорость ее частиц в различных точках поперечного сечения различна (рис. 4.10) и в расчет вводят среднюю скорость. Однако оказывается, что рассчитанное по средней скорости значение удельной кинетической энергии потока несколько меньше ее действительной величины. Поэтому вводят поправочный коэффициент  $\alpha > 1$ , который **называют коэффициентом неравномерности распределения скоростей по сечению**. Величина  $\alpha$  зависит от вида режима движения жидкости (которые будут рассмотрены в разделе 4.4).

Второе отличие уравнений для потока и элементарной струйки реальной жидкости связано с тем, что при движении приходится затрачивать энергию на преодоление не только вязкостных сил трения, но и на преодоление различных местных сопротивлений: поворотов, сужений, расширений и т.п.

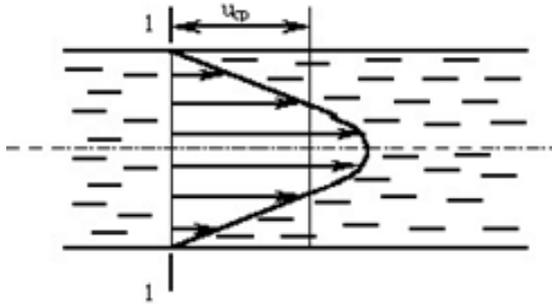


Рис. 4.10. Распределение скорости потока жидкости по сечению трубы

В итоге уравнение Бернулли для потока реальной жидкости примет вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{\alpha_1 \cdot u_{1cp}^2}{2 \cdot g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{\alpha_2 \cdot u_{2cp}^2}{2 \cdot g} + \sum h_{\Pi}, \quad (4.29)$$

$$\sum h_{\Pi} = h_{\text{тр}} + \sum_{i=1}^{i=n} h_{m_i}, \quad (4.30)$$

где  $h_{mp}$  – потери напора на трение;  $h_{mi}$  – потери напора при преодолении  $i$ -го местного сопротивления;  $n$  – количество местных сопротивлений на пути потока жидкости.

#### 4.3.4. Графическая интерпретация уравнения Бернулли

Все члены уравнения Бернулли имеют одинаковую единицу измерения – единицу измерения длины (м). Поэтому возможно графическое представление обсуждаемого уравнения в виде соответствующих отрезков. В частности, удельная потенциальная энергия в поле сил тяжести (геометрический напор)  $z$  определяется положением рассматриваемой частицы в этом поле и геометрически характеризуется расстоянием, отсчитываемым по вертикали от плоскости сравнения (отсчета) 0–0 до рассматриваемой частицы. При этом обязательно, что-

бы плоскость сравнения была горизонтальна, т.к она должна быть нормальна к вертикальным линиям действия сил тяжести.

Линию, отражающую изменение геометрического напора вдоль течения жидкости, называют **линией геометрического напора** (рис. 4.11, 4.12 и 4.13).

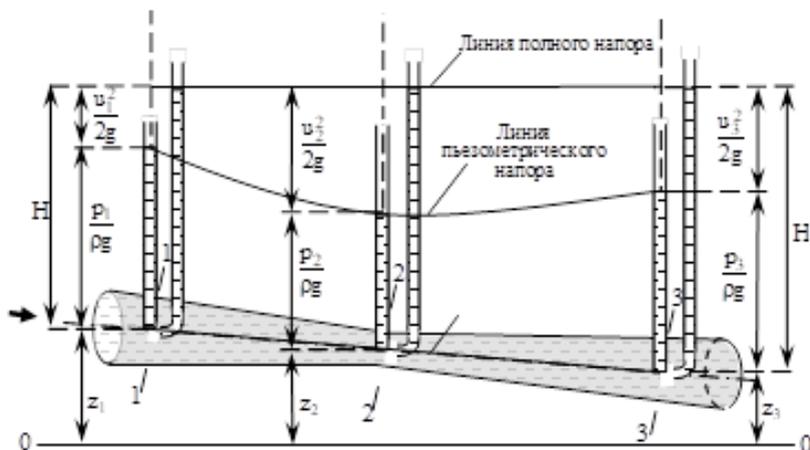


Рис. 4.11. Графическая интерпретация уравнения Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости

Добавление к геометрическим напорам пьезометрических дает возможность получить линию пьезометрических напоров (см. рис. 4.11, 4.12 и 4.13).

Прибавление к линии пьезометрического напора скоростного напора дает величину полного гидродинамического напора. Изменение этого напора вдоль течения жидкости геометрически представляет собой линию, которую называют линией полного напора (напорной линией) (см. рис. 4.11, 4.12 и 4.13).

При движении идеальной жидкости напорная линия параллельна плоскости сравнения (см. рис. 4.11), т.к:

$$H = z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{u^2}{2 \cdot g} = idem.$$

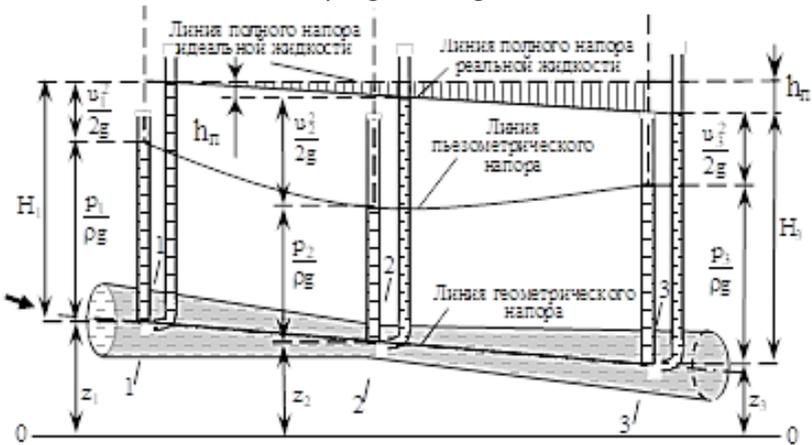


Рис. 4.12. Графическая интерпретация уравнения Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости

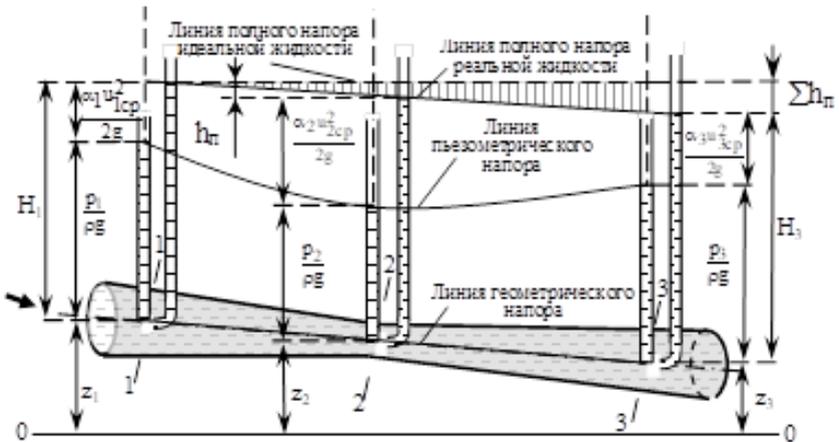


Рис. 4.13. Графическая интерпретация уравнения Бернулли для потока реальной жидкости

При движении реальной жидкости линия полного напора вдоль пути перемещения жидкости снижается, так как часть

энергии затрачивается на преодоление различных сил, препятствующих движению (рис. 4.12 и рис. 4.13).

Отмеченное снижение называют **гидравлическим уклоном**, который имеет место только в реальной (вязкой) жидкости. Он всегда направлен в сторону движения, так как потеря энергии по длине неуклонно возрастает.

Очевидно, что при движении реальной жидкости, уравнение Бернулли для некоторого живого сечения записывается следующим образом:

– для элементарной струйки:

$$z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{u_2^2}{2 \cdot g} + h_n ;$$

– для потока:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{\alpha_1 \cdot u_{2cp}^2}{2 \cdot g} .$$

#### 4.4. Режимы движения жидкости

В 1839 г. и 1854 г. было открыто немецким гидротехником Г. Хагэном существование двух принципиально разных режимов движения жидкости. В 1880 г. этот вопрос рассматривал Д.И. Менделеев, в 1883 г. их исследовал английский физик О. Рейнольдс.

О. Рейнольдс выполнил свои исследования на специальном приборе, принципиальная схема которого до настоящего времени используется для демонстрации режимов движения. Такой прибор показан на рис. 4.14.

Сосуд 1 наполнен какой-либо капельной жидкостью, водой, например. Уровень воды в сосуде 1 поддерживается неизменным за счет ее непрерывного поступления через трубопровод 2 и кран 3. От сосуда 1 отходит труба 7 с прозрачными стенками, имеющая на конце кран 8. Над сосудом 1 располага-

ется бак с краской 4, которая через кран 5 при помощи тонкой трубки 6 подводится к входному сечению трубы 7. Закрывая и открывая кран 8, можно изменять расход воды, а, следовательно, и среднюю скорость ее движения.

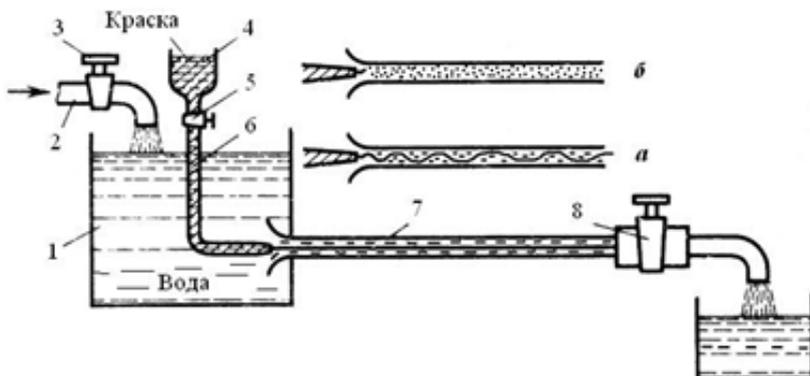


Рис. 4.14. Схема прибора для демонстрации режимов движения капельных жидкостей

При малых скоростях движения воды струйка краски, падающая в стеклянную трубу 7 из тонкой трубки 6, будет отчетливо видна вдоль всей стеклянной трубы, что указывает на слоистый характер течения воды и на отсутствие перемешивания ее частиц. Если к трубе 1 подсоединить пьезометр и трубку Пито, то уровень жидкости в них не будет колебаться, что свидетельствует о неизменности давления и скорости движения воды во времени. Это, так называемое, **ламинарное** (от латинского слова «lamina» – лента, пластина) течение.

По мере увеличения скорости течения струйка краски при выходе из трубки начинает колебаться (см. рис. 4.14, а), затем размываться и перемешиваться с потоком воды. Пьезометр и трубка Пито покажут непрерывные пульсации давления и скоростей в потоке. Течение становится **турбулентным** (от латинского слова «turbulentus» беспорядочный) (см. рис. 4.14, б).

Таким образом, **ламинарным** называют слоистое течение без перемешивания частиц жидкости и без пульсации скоростей и давления. Ламинарное движение встречается преимущественно при движении вязких жидкостей (нефти, смазочных масел, мазута), а также при движении воды по капиллярным трубкам.

**Турбулентным** называют течение, сопровождающееся интенсивным перемешиванием жидкости и пульсациями скоростей и давлений.

На практике чаще наблюдается турбулентный режим течения, например, при движении воды в трубах из-за ее сравнительно малой вязкости и относительно большой скорости движения. О. Рейнольдс в опыте изменял не только скорость, но и диаметр трубопровода и вязкость жидкости. При этом удалось установить, что характер режима течения для данной жидкости принципиально изменяется при определенной средней по сечению скорости течения  $u_{кр}$ , которую называют критической. Как показывают опыты, значение этой скорости прямо пропорционально кинематической вязкости жидкости ( $\nu$ ) и обратно пропорционально диаметру трубопровода ( $d$ ), т. е.:

$$u_{кр} = Re_{кр} \cdot \nu / d, \quad (4.31)$$

где  $Re_{кр}$  – безразмерный коэффициент, одинаковый для всех капельных жидкостей и газов, который называют критическим числом Рейнольдса.

Если сечение канала не круглое, то вместо диаметра используется, так называемый, приведенный (**эквивалентный**) **диаметр**  $dэ = 4S/\Pi$ , где  $\Pi$  – периметр сечения канала.

Как показывают опыты  $Re_{кр} = 2320$ .

Число Рейнольдса является критерием, позволяющим судить о режиме течения жидкости.

При значении числа Рейнольдса  $Re < Re_{кр}$  течение является ламинарным, при  $Re > Re_{кр}$  – турбулентным. Развитое турбулентное течение в трубопроводах устанавливается только при  $Re \approx 4000$ , а при  $2320 < Re < 4000$  имеет место **переходная область**.

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

Ламинарному и турбулентному режимам движения жидкости соответствуют различные характеры эпюр распределения скоростей по живому сечению потока. При ламинарном режиме течения жидкости в трубе (рис. 4.15, а) максимальную скорость имеют частицы жидкости, движущиеся по оси трубы. У стенок скорость стремится к нулю, так как частицы как бы прилипают к внутренней поверхности, образуя тонкий неподвижный слой. Исследования показывают, что при ламинарном режиме движения изменение скорости в поперечном сечении потока происходит по параболическому закону.

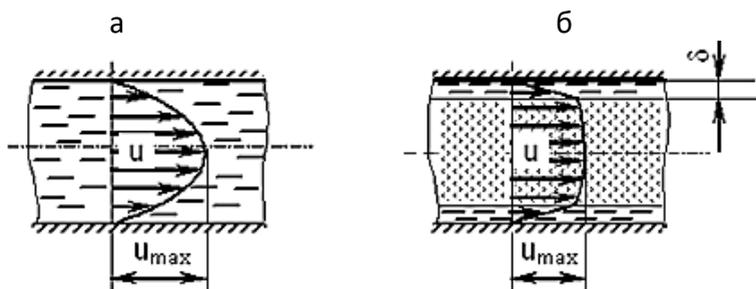


Рис. 4.15. Распределение скоростей по живому сечению при ламинарном (а) и турбулентном (б) движении потока жидкости

При турбулентном режиме течения жидкости распределение скоростей по сечению потока более равномерное (рис. 4.15, б), чем при ламинарном. Это происходит вследствие перемешивания частиц, движущихся с различными скоростями.

ми. При турбулентном режиме слои, прилегающие к стенкам трубы, движутся с малой скоростью, и режим движения здесь ламинарный. Поэтому, строго говоря, чисто турбулентного движения жидкости не существует. Однако толщина ламинарного слоя ( $\delta$  на рис. 4.15, б) пренебрежимо мала в сравнении с толщиной основного потока жидкости, и такой режим течения жидкости принято считать турбулентным.

## 4.5. Гидравлические сопротивления

### 4.5.1. Потери удельной энергии

Потери удельной энергии (напора) или, как их часто называют, гидравлические потери, зависят от конструктивных параметров гидравлических устройств, скорости течения и вязкости жидкости, а иногда и от давления в ней.

Как показывают опыты, во многих случаях гидравлические потери приблизительно пропорциональны скорости течения жидкости во второй степени.

Гидравлические потери полного напора определяются следующим образом:

– в линейных единицах

$$h_{\text{п}} = \xi \cdot u_{\text{ср}}^2 / 2g, \text{ м}, \quad (4.32)$$

– в единицах давления

$$h_{\text{п}} = \rho \cdot g \cdot h = \xi \cdot \rho \cdot u_{\text{ср}}^2 / 2, \text{ Па}, \quad (4.33)$$

где  $\xi$  – безразмерный коэффициент пропорциональности, называемый **коэффициентом потерь**, или **коэффициентом сопротивления**.

Как видно, коэффициент потерь  $\xi$  представляет собой отношение потерянного напора к скоростному напору.

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

#### 4.5.2. Потери напора по длине

Потери напора по длине потока (потери на трение по длине потока) – это потери энергии, которые в чистом виде возникают в прямых трубах неизменного сечения при равномерном течении и возрастают пропорционально длине трубопровода (рис. 4.16).

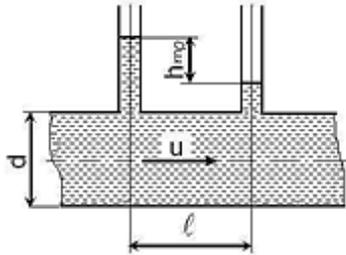


Рис. 4.16. Потери напора на трение по длине трубопровода

Рассматриваемые потери обусловлены внутренним трением в жидкости, а поэтому имеют место не только в шероховатых, но и гладких трубах.

Потерю напора на трение можно выразить по общей формуле гидравлических потерь (1.47):

$$h_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}} \cdot u^2 / 2g. \quad (4.34)$$

Коэффициент  $\xi_{\text{тр}}$  удобнее связать с относительной длиной трубопровода  $l/d$ .

Возьмем участок трубопровода длиной, равной ее диаметру, и обозначим соответствующий коэффициент потерь, входящий в формулу (4.34), через  $\lambda$ . Тогда для всего трубопровода длиной  $l$  и диаметром  $d$  коэффициент потерь будет в  $l/d$  раз больше:

$$\xi_{\text{тр}} = \lambda \cdot l/d \quad (4.35)$$

В результате формула (4.34) примет вид:

$$h_{\text{тр}} = \lambda \cdot (l/d) \cdot (u^2 / 2g). \quad (4.36)$$

Формулу (4.36) называют формулой Вейсбаха-Дарси.

Безразмерный коэффициент  $\lambda$  называют **коэффициентом потерь на трение по длине** или **коэффициентом Дарси**. Его можно рассматривать как коэффициент пропорциональности между потерей напора на трение и произведением относительной длины трубопровода на скоростной напор.

Ввиду неизменности объемного расхода несжимаемой жидкости вдоль трубопровода одного и того же сечения скорости, а значит и удельная кинетическая энергия, также остаются неизменными, несмотря на наличие гидравлических сопротивлений и потерь напора. Потери напора в этом случае определяются разностью показаний двух пьезометров (см. рис. 4.16). Для определения  $h_{тр}$  используют уравнение Бернулли.

Коэффициент гидравлического трения рассчитывают по формулам.

При ламинарном режиме движения жидкости (т.е. при  $Re < 2320$ ) коэффициент потерь на трение зависит только от числа Рейнольдса и определяется формулой:

$$\lambda = 64/Re. \quad (4.37)$$

Эта формула выводится теоретически и хорошо согласуется с данными опыта, которые показывают, что  $\lambda$  не зависит от шероховатости труб, так как жидкость имеет небольшую скорость и плавно обтекает неровности трубы. Дополнительных потерь не возникает.

Коэффициент потерь на трение при турбулентном течении жидкости  $\lambda$  зависит от числа Рейнольдса и от шероховатости внутренней поверхности трубы. Различают **абсолютную** и **относительную шероховатости**.

**Абсолютной шероховатостью** называют среднее значение размеров выступов на внутренней поверхности трубы и обозначают  $\Delta$  (рис. 4.17). Если  $\Delta < 0,1$  мм, то трубы называют

*гладкими*; при  $\Delta = 0,1-1,0$  мм – *шероховатыми*; если  $\Delta > 1,0$  мм – трубы считают *очень шероховатыми*.

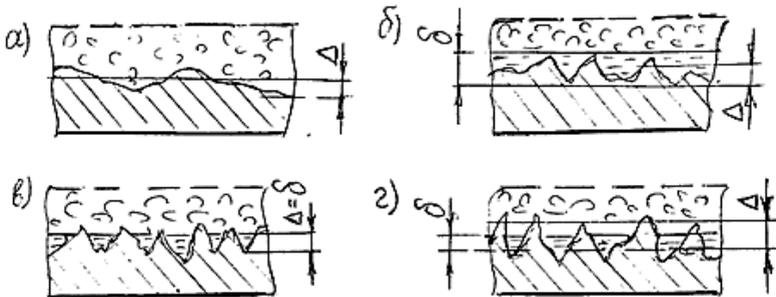


Рис. 4.17. Шероховатость труб:

*а* – абсолютная шероховатость; *б* – гидравлически гладкие трубы;  
*в* – переходная зона; *з* – гидравлически шероховатые трубы

Абсолютная шероховатость сама по себе не оказывает влияния на величину потерь напора, так как они зависят еще и от поперечных размеров потока. При одной и той же шероховатости для небольших поперечных размеров потока будут большие возмущения жидкости и большие потери, чем в потоке большого сечения. Поэтому вводится понятие **относительной шероховатости**.

**Относительной шероховатостью** называют отношение абсолютной шероховатости к диаметру трубы ( $\Delta/d$ ).

Таким образом, при турбулентном течении коэффициент  $\lambda$  зависит от числа Рейнольдса и безразмерного геометрического фактора – относительной шероховатости внутренней поверхности трубы, т.е.  $\lambda = f(\text{Re}, \Delta/d)$ . Однако, число Рейнольдса  $\text{Re}$  и относительная шероховатость  $\Delta/d$  не всегда в одинаковой степени оказывает влияние на значение коэффициента потерь на трение по длине, так как при турбулентном движении у стенки трубы всегда образуется пограничный ламинарный слой жидкости. Этот слой как бы прикрывает шероховатость трубы, вно-

ся коррективы в значение  $\lambda$ . Толщина ламинарного слоя не является неизменной величиной, а зависит от числа Рейнольдса.

Для практических расчетов рекомендуется универсальная формула:

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{\Delta}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25} \quad (4.38)$$

Характерные значения абсолютной шероховатости (в мм) для труб из различных материалов приведены ниже:

<i>Стекло</i> .....	0
<i>Трубы, тянутые из латуни, свинца, меди</i> .....	0,0–0,002
<i>Высококачественные бесшовные стальные трубы</i> ...	0,06–0,20
<i>Стальные трубы</i> .....	0,10–0,50
<i>Чугунные асфальтированные трубы</i> .....	0,10–0,20
<i>Чугунные трубы</i> .....	0,20–1,00

В зависимости от соотношения толщины ламинарного слоя  $\delta$  и абсолютной шероховатости  $\Delta$  формула (4.38) имеет три решения.

Если толщина ламинарного слоя больше абсолютной шероховатости ( $\delta > \Delta$ ), то шероховатость не оказывает влияния на значение коэффициента  $\lambda$ . Труба при этом называется гидравлически гладкой (см. рис. 4.17, б), хотя с точки зрения абсолютной шероховатости она может быть шероховатой или очень шероховатой. При этом  $10^5 > \text{Re} \geq 2320$  формула (4.38) превращается в формулу для гладких труб:

$$\lambda = 0,316/\text{Re}^{0,25} \quad (4.39)$$

По формуле (4.39) ведут расчет труб, употребляемых в качестве топливопроводов и гидросистем, которые можно считать гидравлически гладкими.

Если  $\delta = \Delta$  (см. рис. 4.17, в), то на значение коэффициента  $\lambda$  оказывает влияние как число Рейнольдса  $\text{Re}$ , так и относитель-

ная шероховатость  $\Delta/d$ . Тогда  $\lambda$  определяется по формуле (4.38). При этом  $10^5 \leq Re < 9,2 \cdot 10^5$ .

Если  $\delta < 0$ , то значение коэффициента  $\lambda$  зависит только от шероховатости. Трубу при этом называют гидравлически шероховатой, (см. рис. 4.17, з). При этом  $Re \geq 9,2 \cdot 10^5$ , а формула (4.38) принимает вид:

$$\lambda = 0,11 \cdot (\Delta/d)^{0,25}. \quad (4.40)$$

Таким образом, путем сравнения численного значения отношения  $d/\Delta$ , называемого относительной гладкостью поверхности, с числом Рейнольдса можно установить границы указанных выше областей турбулентного течения в шероховатых трубах.

#### **4.5.3. Местные потери напора**

Большинство потоков жидкости в напорных и безнапорных системах меняют свою конфигурацию на отдельных участках. Это может происходить при изгибах труб (рис. 4.18, а) и поворотах русл.

Возможны случаи сужения и расширения потоков (рис. 4.18, б и в).

Во всех отмеченных случаях происходит деформация потока, что вызывает изменение скорости, появление дополнительных касательных напряжений и потери энергии.

Физическая природа этих потерь заключается в преобразовании части потенциальной энергии в поле сил давления (пьезометрического напора) в теплоту в процессе преодоления сил трения. Для уяснения природы этого явления рассмотрим внезапное расширение потока жидкости (см. рис. 4.18, в).

Частицы жидкости, пройдя живое сечение 1–1 с некоторой скоростью, стремятся двигаться дальше в том же направлении и с той же скоростью. Однако они задерживаются части-

цами, находящимися впереди, обладающими меньшими скоростями ввиду увеличившегося живого сечения 2–2. Вследствие этого перед живым сечением 2–2 в углах образуется кольцевое пространство А, заполненное жидкостью, не участвующей в основном потоке. Так как на граничной поверхности действуют силы внутреннего трения, то эта жидкость находится во вращательном, вихревом движении.

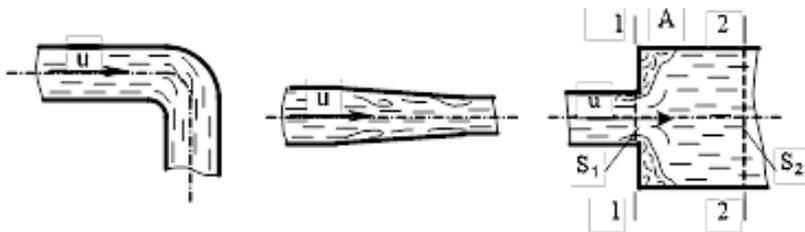


Рис. 4.18. Изменение конфигурации потока жидкости

Естественно, на образование вихрей при движении жидкости тратится некоторая часть энергии, что и вызывает местные потери напора. Эти потери обусловлены местными гидравлическими сопротивлениями, т. е. местами, вызывающими деформацию потока.

Местными гидравлическими сопротивлениями являются различные препятствия на пути движения жидкости в каналах – вентили, колена, краны, резкие сужения и резкие расширения (рис. 4.19). Здесь же показаны отрывы потока от стенок и вихреобразование.

Местные потери напора определяют по формуле:

$$h_m = \xi_m \cdot u^2 / 2g, \tag{4.41}$$

где  $\xi_m$  – коэффициент местного сопротивления;  $u$  – средняя скорость по сечению трубы, в которой имеется местное сопротивление, м/с.

Формулу (4.41) часто называют формулой Вейсбаха. Численные значения коэффициентов местных сопротивлений, как

правило, приводятся в справочниках. Исключение составляют случаи внезапного сужения и внезапного расширения потока (см. рис. 4.19, д и 4.19, е).

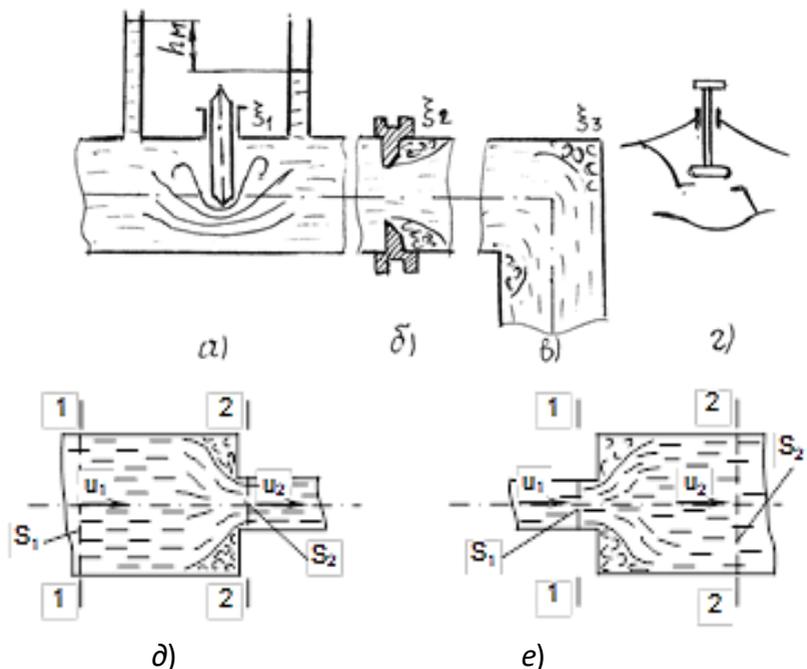


Рис. 4.19. Примеры местных гидравлических сопротивлений:  
 а – задвижка; б – диафрагма; в – колено; г – вентиль; д – резкое сужение;  
 е – резкое расширение

Обычно табличные значения коэффициентов местного сопротивления предполагают использование скорости сразу за сопротивлением.

При внезапном сужении (см. рис. 4.19, д) местные потери напора определяют по формуле:

$$h_M = \xi_c \cdot u^2 / 2g, \quad (4.42)$$

где  $\xi_c$  – коэффициент местного сопротивления при внезапном сужении, который находят из выражения:

$$\xi_c = 0,5 \cdot (1 - S_2/S_1). \quad (4.43)$$

При внезапном расширении (рис. 4.19, е) местные потери напора можно найти по формуле:

$$h_m = \xi_p \cdot u^2/2g, \quad (4.44)$$

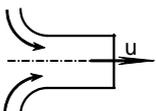
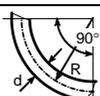
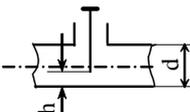
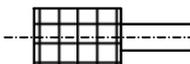
где  $\xi_p$  – коэффициент местного сопротивления при внезапном расширении, определяемый как:

$$\xi_p = \left(\frac{S_2}{S_1} - 1\right)^2 \quad (4.45)$$

Величины коэффициентов некоторых местных сопротивлений даны в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Величины коэффициентов некоторых местных сопротивлений

Местное сопротивление	Эскиз фасонных частей трубопровода	Коэффициент местного сопротивления
Вход в трубу: при острых кромках при закругленных кромках		0,5 0,05- 0,2
Колено: при $R > 2d$ при $R \approx (3-7)d$		0,5 0,3
Поворот под прямым углом		1,1
Задвижка на круглой трубе: полностью открытая открыта на 3/4 открыта на 1/2		0,7 0,26 2,06
Вентиль (при среднем открытии)		1,3
Всасывающий клапан с сеткой на входе водопроводную трубу		5,10

Если при расчете используется скорость потока до внезапного расширения, то:

$$h_m = \xi_{\text{ср}} \cdot u_1^2 / 2g \quad (4.46)$$

и

$$\xi_{\text{ср}} = (1 - S_1/S_2)^2. \quad (4.47)$$

#### **4.5.4. Суммарные гидравлические потери**

Если на трубопроводе имеется несколько местных сопротивлений (задвижек, колен, закруглений, диафрагм и пр.), характеризующихся коэффициентами сопротивлений  $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \dots, \xi_n$ , то для участка трубопровода с неизменной скоростью движения жидкости ( $u = \text{idem}$ ) общие потери энергии на преодоление местных сопротивлений могут быть найдены с помощью суммарного коэффициента местных потерь:

$$\xi_{\text{сист}} = \xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \dots + \xi_n = \sum_{i=1}^n \xi_i, \quad (4.48)$$

а суммарные потери напора будут определены по формуле:

$$\sum_{i=1}^n h_{mi} = \sum_{i=1}^n \xi_i \cdot \frac{u^2}{2g}. \quad (4.49)$$

Если на отдельных участках, имеющих местные сопротивления, поток жидкости движется с различными скоростями, то общие потери энергии следует определять суммированием потерь напора на каждом встречающемся сопротивлении:

$$\sum_{i=1}^n h_{mi} = \xi_1 \cdot \frac{u_1^2}{2g} + \xi_2 \cdot \frac{u_2^2}{2g} + \xi_3 \cdot \frac{u_3^2}{2g} + \dots + \xi_n \cdot \frac{u_n^2}{2g}. \quad (4.50)$$

#### **4.6. Истечение капельных жидкостей через отверстия и насадки**

Существующие технические устройства, машины, военная техника и вооружения постоянно совершенствуются в направлении их тактико-технических характеристик, которые во мно-

гом определяются свойствами их силовых установок, агрегатов и систем. Эти свойства часто зависят от характера процессов, связанных с истечением жидкостей из каналов различной формы и размеров. Так качество приготовления горючей смеси в карбюраторных двигателях обусловлено особенностями истечения бензина из распылителя главной дозирующей системы в диффузор и воздуха в диффузоре. Эффективность работы дизелей во многом определяется особенностями истечения жидкого топлива из отверстий распылителя форсунки в цилиндр. С истечением капельных жидкостей связана работа и многих других систем, агрегатов и установок в самых различных областях техники.

#### **4.6.1. Основные понятия и определения**

**Истечением** называют движение жидкости с ускорением или замедлением через относительно короткие каналы, сопровождающееся изменением давления.

В зависимости от соотношения между длиной канала и размером его поперечного сечения различают **отверстия и насадки**.

Если максимальный размер сечения (диаметр, высота, ширина) больше, чем три его длины, то канал называют **отверстием**.

**Насадками** считают каналы, имеющие различные формы неизменного или изменяющегося сечения, длина которых составляет три-четыре максимальных размера сечения (диаметра, высоты или ширины).

Если капельная жидкость вытекает из отверстия или насадка в атмосферу или газовую среду, то их называют **незатопленными** (рис. 4.20, а). Если истечение происходит под

уровень другой (или той же) жидкости, то отверстие или насадок называют **затопленным** (рис. 4.20, б).

Примерами незатопленного отверстия являются: распылитель ускорительного насоса экономайзера карбюратора, отверстия распылителя форсунки. Примером затопленной насадки может служить главный топливный жиклер главной дозирующей системы карбюратора.

Отверстия бывают *малыми* и *большими*. **Малыми** называют отверстия, вертикальный размер которых (высота, диаметр) не больше  $0,1 H$ . Если данное условие не выполняется, то отверстие называют **большим** (см. рис. 4.20, где  $H$  – напор над центром тяжести живого сечения жидкости в отверстии).

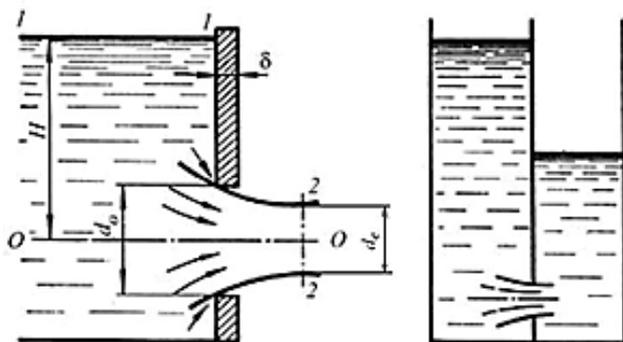


Рис. 4.20. Истечение жидкости из незатопленного (а) и затопленного (б) отверстий

#### 4.6.2. Истечение капельных жидкостей из отверстий

Обычно считают, что края отверстия имеют острые кромки, а форма и условия течения струи жидкости в нем не изменяются по длине канала (в связи с малой толщиной стенки). Поэтому при протекании капельной жидкости через отверстие возникают только местные потери энергии (напора).

При истечении капельной жидкости из отверстия струя сжимается и на некотором, достаточно близком от стенки расстоянии ( $l \approx 0,5d_0$ , см. рис. 4.20, а), ее поперечное сечение становится минимальным ( $d_c$ ). Далее струя падает под действием силы тяжести.

Отношение площади сечения максимально сжатой струи к площади отверстия называют коэффициентом сжатия струи:

$$\varepsilon = S_c/S_0. \quad (4.51)$$

Если отверстие круглое, то:

$$\varepsilon = \frac{4\pi d_c^2}{4\pi d_0^2} = \frac{d_c^2}{d_0^2}. \quad (4.52)$$

Струя, вытекающая из отверстия, не сохраняет его форму. Вследствие совместного действия сил тяжести и сил поверхностного натяжения она постепенно деформируется. Это явление называют инверсией струи. Так, например, струя, вытекающая из круглого отверстия, принимает форму эллипса, из прямоугольного – четырехугольной звезды, из треугольного – треугольной звезды (рис. 4.21).

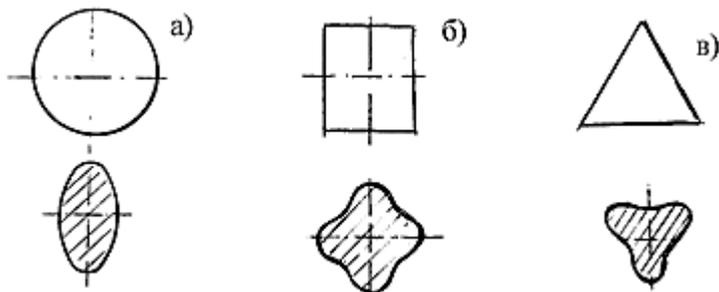


Рисунок 4.21. Инверсия струи при истечении капельной жидкости из отверстий:

а – круглого; б – прямоугольного; в – треугольного

#### 4.6.3. Истечение капельных жидкостей из насадков

В зависимости от характера изменения величины сечения канала по длине различают три основных типа насадков: **цилиндрические, конические и коноидальные**, по расположению – **внешние и внутренние** (рис. 4.22).

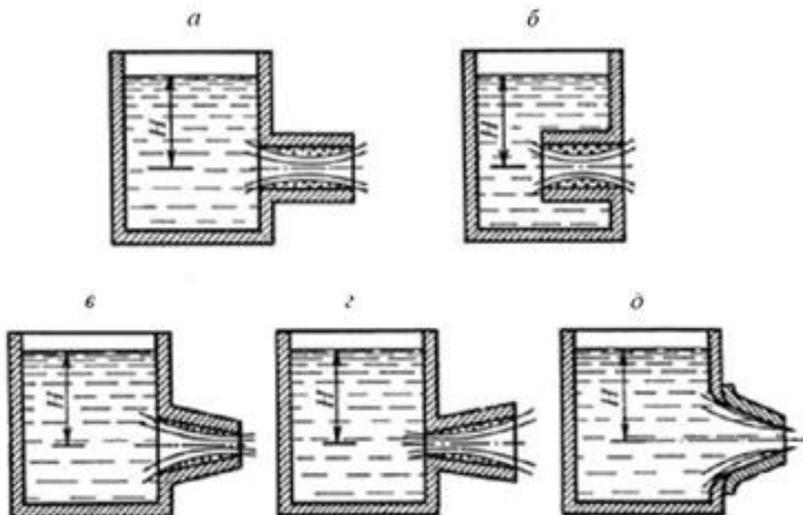


Рис. 4.22. Типы насадков:

*а* – цилиндрический внешний; *б* – цилиндрический внутренний; *в* – конический сходящийся внешний; *г* – конический расходящийся внешний; *д* – коноидальный внешний

В большинстве случаев поступающая в насадки жидкость отрывается у входа от стенок (вследствие сжатия струи) и вновь касается их у выхода (рис. 4.23). Область отрыва заполняется движущимися вихреобразно частичками жидкости.

В минимальном сечении струи (сечение 1–1 на рис. 4.23) скорость движения жидкости  $u_1$  больше, чем в потоке

после расширения её до размеров насадка ( $d_0$ )  $u_2$ . Поэтому кинетическая энергия жидкости в сечении 1–1 больше, чем в сечении 2–2 (на выходе из насадки). Соответственно потенциальная энергия жидкости в сечении 1–1 меньше, чем в сечении 2–2. Поскольку потенциальная энергия в поле сил тяжести потока, движущегося по насадку неизменна, то потенциальная энергия давления в сечении 1–1 меньше, чем в сечении 2–2, т. е.  $p_1 < p_2 = p_0$ .

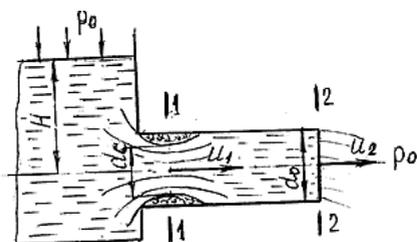


Рис. 4.23. Истечение капельной жидкости из цилиндрического внешнего насадка

Таким образом, внутри насадка в месте сужения струи образуется разрежение (область пониженного давления) и жидкость подсасывается в насадках, из-за чего пропускная способность канала увеличивается и расход жидкости получается большим, чем при истечении из отверстия.

Практически во всех типах насадков (кроме конического сходящегося насадка) диаметр струи на выходе равен выходному диаметру насадка, т.е. коэффициент сжатия струи равен единице. Поэтому скорость истечения из насадков меньше, чем из отверстий. Исключением из сказанного являются сходящиеся насадки, которые обеспечивают увеличение расхода и скорости. Струя, выходящая из

таких насадков, отличается компактностью и способностью на значительном расстоянии сохранять свою форму. Величины скорости и расхода зависят от угла конусности и достигают наибольших значений при  $13^{\circ} 24'$ .

Конические сходящиеся насадки, в которых по ходу потока скорость жидкости увеличивается, а давление в ней уменьшается, называют конфузорами или соплами.

При движении жидкости через конические расходящиеся насадки скорость по ходу потока снижается, а давление растёт. Такие насадки называют диффузорами. Особенностью истечения жидкости через диффузоры является образование значительного разрежения в области сжатия струи на входе в канал (почти в два раза большего, чем в цилиндрических насадках). Это приводит к существенному увеличению расхода. В это же время ввиду увеличения сопротивления на входе в насадки и площади выходного сечения скорость истечения жидкости уменьшается. Соответственно повышается давление. Эта особенность обсуждаемых каналов используется в струйных насосах.

Коноидальные насадки имеют форму естественно сжимающейся струи. Благодаря этому обеспечивается безотрывность течения потока внутри насадка, что обуславливает очень малые гидравлические потери.

В технике широко используются насадки-комбинации конфузора (сопла) и диффузора (рис. 4.24). Такие каналы позволяют достичь значительно больших скоростей истечения, чем с помощью конфузоров. Впервые канал та-

кой формы был предложен шведским механиком Карлом Лавалем для сепарации молока и носит его имя.

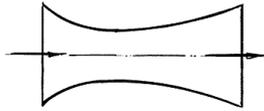


Рис. 4.24. Сопло Лаваля

#### **4.6.4. Определение скорости и расхода капельной жидкости при истечении через отверстия и насадки**

Рассмотрим истечение капельной жидкости из резервуара через малое незатопленное отверстие при неизменном расстоянии между свободной поверхностью и центром отверстия, т.е. при неизменном напоре  $H$  (рис 4.25).

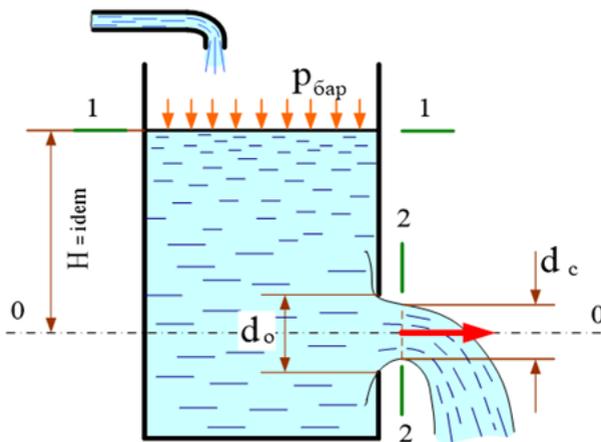


Рис. 4.25. Истечение капельной жидкости через малое незатопленное отверстие

При вытекании жидкости через отверстие часть потенциальной энергии, которой она обладала, находясь в резервуаре, будет превращаться в кинетическую энергию струи (или капель, если струя разбивается на капли, как это происходит при распыливании топлива форсунками в дизелях). Очевидно, что в процессе этого превращения часть потенциальной энергии затрачивается на преодоление местного сопротивления на входе в отверстие, т.е. имеет место потеря энергии. Определим скорость истечения жидкости из отверстия, используя уравнение Бернулли.

Проводим плоскость сравнения через центр тяжести сечения струи, проходящей через отверстие. Первое сечение выберем совпадающим со свободной поверхностью жидкости в резервуаре, второе – в минимальном сечении вытекающей среды.

Запишем уравнение Бернулли в общем виде:

$$z_1 + p_1/\rho g + \alpha_1 u_1^2/\rho g = z_2 + p_2/\rho g + \alpha_2 u_2^2/\rho g + \sum h_n. \quad (4.53)$$

Конкретизируем каждый член этого уравнения для рассматриваемой задачи:  $z_1 = H$ ;  $p_1 = p_{бар}$ ; поскольку площадь сечения 1–1 значительно больше площади сечения 2–2 допускаем, что  $u_1 \ll u_2$ , и поэтому считаем  $u_1$  пренебрежимо малой,  $u_1 \sim 0$ ;  $z_2 = 0$ ;  $p_2 = p$ ;  $u_2 = u$ ; потери напора обусловлены только местным сопротивлением на входе в отверстие, поэтому:

$$\sum h_n = h_m = \xi_m \cdot \frac{u^2}{2g}. \quad (4.54)$$

Теперь уравнение Бернулли примет вид:

$$H + \frac{p_{\text{бар}}}{\rho g} = \frac{p}{\rho g} + \alpha \frac{u^2}{2g} + \xi_M \frac{u^2}{2g}. \quad (4.55)$$

Если давление среды, куда вытекает жидкость, мало отличается от атмосферного, то уравнение (4.55) примет вид:

$$H = u^2(\alpha + \xi_M)/2g,$$

откуда

$$u = \varphi \sqrt{2gH}, \quad (4.56)$$

где буквой  $\varphi$  обозначают выражение

$$\varphi = 1/\sqrt{(\alpha + \xi_M)},$$

которое называют **коэффициентом скорости**.

При истечении идеальной жидкости  $\alpha = 1$  и  $\xi_M = 1$ . Следовательно,  $\varphi = 1$  и скорость истечения идеальной жидкости определится зависимостью:

$$u_{\text{ид.ж}} = \sqrt{2 \cdot g \cdot H}. \quad (4.57)$$

Сравнивая уравнения (4.56) и (4.57), можно сделать вывод, что коэффициент скорости равен

$$\varphi = u/\sqrt{2 \cdot g \cdot H}, \quad (4.58)$$

и представляет собой соотношение между величинами скоростей истечения реальной и идеальной жидкостей.

Расход жидкости при ее истечении из отверстия найдем, используя уравнение для определения объемного расхода.

Расход жидкости в сечении 2–2:

$$Q_v = S_2 \cdot u. \quad (4.59)$$

Поскольку  $S_2 = S_c = \frac{\pi d_c^2}{4}$ , а  $\frac{S_c}{S_o} = \varepsilon$ , то:

$$Q_v = \varepsilon \cdot S_o \cdot u = \varepsilon \cdot S_o \cdot \varphi \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H}. \quad (4.60)$$

Произведение  $\varepsilon \cdot \varphi$  обозначают буквой  $\mu$  и называют **коэффициентом расхода**. Тогда

$$Q_v = \mu \cdot S_o \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H}. \quad (4.61)$$

Для идеальной жидкости  $\varepsilon = 1$ ,  $\varphi = 1$ . Поэтому и  $\mu = 1$ , а уравнение (4.61) тогда будет иметь вид

$$Q_v = S_o \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H}. \quad (4.62)$$

Из выражений (4.61) и (4.62) легко установить, что коэффициент расхода показывает соотношение между расходами реальной и идеальной жидкостей при их истечении из отверстий.

Полученные уравнения скорости и расхода жидкости при её истечении из отверстий справедливы и для случая истечения из насадков.

Отметим, что численные значения коэффициентов  $\varepsilon$ ,  $\varphi$  и  $\mu$  (которые называют **коэффициентами истечения**) зависят от типа отверстия или насадка, вязкости жидкости и характера движения. Величины коэффициентов сжатия и местного сопротивления определяют опытным путем, а коэффициенты скорости и расхода находят расчетом.

Средние значения коэффициентов истечения для воды приведены в табл. 4.2.

Если истечение происходит из затопленного отверстия или насадка (например, из главного жиклера главной дозирующей системы карбюратора), то расчетные форму-

лы для определения скорости и расхода жидкости остаются прежними, только  $H$  определяет собой разность уровней  $H = H_1 - H_2$  (рис. 4.20, б). Значения же коэффициентов истечения, как показывают исследования, можно принимать без изменений.

**Таблица 4.2**  
**Средние значения коэффициентов истечения для воды**

<i>Вид канала</i>	<i>Коэффициент сжатия струи</i>	<i>Коэффициент местного сопротивления</i>	<i>Коэфф-т скорости</i>	<i>Коэфф-т расхода</i>
Отверстие	0,64	0,06	0,97	0,62
Насадки:				
<i>Цилиндрический внешний</i>	1,00	0,50	0,82	0,82
<i>Цилиндрический. внутренний</i>	1,00	1,00	0,71	0,71
<i>Конический. сходящийся</i>	0,98	0,06	0,97	0,95
<i>Конический. Расходящийся</i>	1,00	3,94	0,45	0,45
<i>Конoidalный</i>	1,00	0,06	0,98	0,98

#### 4.7. Истечение газов

В современной технике все большее распространение получают машины, аппараты и приборы, в которых совершение механической работы связано с преобразованием потенциальной энергии (энергии давления) газа или пара в кинетическую энергию потока (струи) рабочего тела и наоборот. Так в основе работы газотурбинных двигателей лежит преобразование кинетической энергии продуктов сгорания, появившейся в результате их истечения из сопел направляющего аппарата на колеса турбин, в работу. С истечением газов связана работа и многих систем, агрегатов и установок в самых различных областях техники.

Организация процессов впуска, выпуска и смесеобразования в поршневых машинах также опирается на закономерности и основные законы движения (истечения) газов.

#### **4.7.1. Уравнение неразрывности потока газа.**

##### **Уравнение Бернулли**

При исследовании процессов истечения газов обычно принимают ряд допущений:

1. Рабочим телом является идеальная упругая жидкость (идеальный газ), характеризующаяся отсутствием внутреннего трения, (т.е. лишенная вязкости).
2. В процессе истечения отсутствуют необратимые потери энергии.
3. Газовый поток является установившимся.
4. Поток газа движется в канале неразрывно, т. е. через любое его живое сечение в единицу времени протекает одинаковая масса газа.

Согласно принятым допущениям, для установившегося потока идеального газа можно записать:

1. Рабочим телом является идеальная упругая жидкость (идеальный газ), характеризующаяся отсутствием внутреннего трения, (т. е. лишенная вязкости).
2. В процессе истечения отсутствуют необратимые потери энергии.
3. Газовый поток является установившимся.

4. Поток газа движется в канале неразрывно, т. е. через любое его живое сечение в единицу времени протекает одинаковая масса газа.

Согласно принятым допущениям, для установившегося потока идеального газа можно записать:

$$Q_m = S_1 \cdot u_1 / v_1 = \dots = S \cdot u / v = \text{idem.} \quad (4.63)$$

где  $Q_m$  – массовый секундный расход газа, кг/с;  $S_1, S_2 \dots S$  – площади живых сечений канала, м<sup>2</sup>;  $u_1, u_2 \dots u$  – скорости газа в рассматриваемых сечениях, м/с;  $v_1, v_2 \dots v$  – удельные объемы газа в тех же сечениях, м<sup>3</sup>/кг.

Уравнение (4.63) – аналитическая форма условия неразрывности потока движущейся газовой среды.

В подавляющем большинстве случаев скорость потока настолько велика, что газ не успевает обмениваться энергией в форме теплоты со стенками канала, по которому он движется. Это позволяет рассматривать процесс движения газа как адиабатный.

Известно, что для адиабатных процессов справедливо уравнение, где  $k = c_p / c_v$ . Учитывая, что  $v = 1 / \rho$ , можно записать:

$$S_1 \cdot u_1 \cdot \rho_1 = S_2 \cdot u_2 \cdot \rho_2, \quad (4.64)$$

или принимая во внимание уравнение адиабаты:

$$p_1^{1/k} \cdot S_1 \cdot u_1 = p_2^{1/k} \cdot S_2 \cdot u_2, \quad (4.65)$$

где  $p_1$  и  $p_2$  – давление в соответствующих сечениях, Па;  $k$  – показатель адиабаты.

Зависимость (4.65) представляет собой уравнение неразрывности движущейся среды, выраженное через параметр состояния газового потока – давление.

Вторым важным уравнением при рассмотрении газового потока является уравнение Бернулли.

Для элементарной струйки идеального газа оно имеет вид:

$$z + \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = idem. \quad (4.66)$$

Также как и для капельных жидкостей все члены уравнения (4.66) имеют энергетический смысл. В частности,  $z$  – удельная потенциальная энергия в поле сил тяжести  $((k/k - 1)) \cdot (p/\rho g)$  – удельная потенциальная энергия в поле сил давления (она соответствует работе совершаемой силами гидродинамического давления в газе, состояние которого меняется адиабатно от  $p_1$  до  $p = 0$ );  $u^2/2g$  – удельная кинетическая энергия потока газа.

Запишем уравнение (4.66) в следующем виде:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{1}{k-1} \cdot \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = idem. \quad (4.67)$$

Воспользовавшись уравнением состояния идеальных газов  $p\nu = R_0T$ , где  $T$  – абсолютная температура газа, °K;  $R_0$  – индивидуальная газовая постоянная, Дж/кг·°K и учитывая, что  $\nu = 1/\rho$ , получим:

$$z + \frac{p}{\rho \cdot g} + \frac{u^2}{2 \cdot g} + \frac{R_0 \cdot T}{k-1} = idem. \quad (4.68)$$

В уравнении (4.68) величину  $R_0T/k - 1$  называют **температурным напором**.

Называя по прежнему  $z$ ,  $p/\rho g$ ,  $u^2/2g$  геометрическим, пьезометрическим и скоростным напорами, полученное уравнение можно сформулировать следующим образом: *при установившемся движении идеального газа его полный напор, складывающийся из геометрического, пьезо-*

*метрического, скоростного и температурного, сохраняет неизменное значение по ходу потока.*

Для двух сечений элементарной струйки идеального газа это уравнение будет иметь вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} + \frac{R_0 T_1}{k-1} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{R_0 T_2}{k-1}. \quad (4.69)$$

Полученное уравнение Бернулли для элементарной струйки идеального газа можно распространить и на поток реального газа. В этом случае в третьем члене каждой части уравнения (4.69) следует ввести среднюю скорость в рассматриваемом живом сечении, а также использовать коэффициент неравномерности распределения скорости по живому сечению  $\alpha$  и учесть потери энергии на преодоление гидравлических сопротивлений.

#### **4.7.2. Истечение газов через насадки**

Как отмечалось ранее, истечением называют движение жидкости с ускорением или замедлением через насадки, сопровождающиеся изменением давления.

Если скорость потока при его прохождении через насадки увеличивается, а давление уменьшается – канал называют соплом (или конфузуром). Если скорость потока падает, а давление возрастает – канал называют диффузором.

Так как и сопла и диффузоры представляют собой короткие каналы ( $l \approx (3-4)d$ ), то время пребывания в них потока газа незначительно. Поэтому теплообменом между движущимся газом и стенками канала можно пренебречь, т.е. считать процесс течения адиабатным.

Определим скорость истечения из сопла и расход газа на примере конического сходящегося насадка (рис. 4.26).

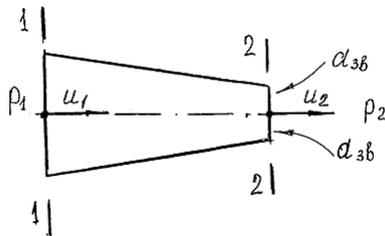


Рис. 4.26. Истечение газа из конического сходящегося насадка

Вспользуемся уравнением (4.66) для двух сечений потока 1–1 и 2–2, которое запишем, пренебрегая потерями энергии газа на трение между сечениями:

$$z_1 + \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{\alpha_1 u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{\alpha_2 u_2^2}{2g}. \quad (4.70)$$

В большинстве случаев сопла используются для существенного разгона потока. Поэтому скорость газа на выходе из канала гораздо больше скорости на входе, что позволяет считать последнюю пренебрежимо малой и приравнять ее к нулю. Учитывая, что геометрический напор в обоих сечениях одинаков, и принимая, что справедливо для развитого турбулентного течения, характерного для газов, обладающих малой вязкостью, получим:

$$\frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{\rho_1 g} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{u_2^2}{2g}. \quad (4.71)$$

Отсюда:

$$\frac{u_2^2}{2g} = \frac{k}{k-1} \left( \frac{p_1}{\rho_1 g} - \frac{p_2}{\rho_2 g} \right).$$

Поскольку  $\rho_1 = 1/v_1$ , а  $\rho_2 = 1/v_2$ , то

$$\frac{u_2^2}{2g} = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{1}{g} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Из последнего выражения находим скорость потока газа на выходе из сопла:

$$u_2 = \sqrt{\left(2 \frac{k}{k-1}\right) (p_1 v_1 - p_2 v_2)}$$

или с учетом того, что в адиабатных процессах  $p_1/p_2 = (v_1/v_2)^k$ , после преобразований

$$u_2 = \sqrt{\left(2 \frac{k}{k-1} (p_1 v_1)\right) \left[1 - (p_1/p_2)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \quad (4.72)$$

Массовый расход газа ( $Q_m$ ) можно определить, используя уравнение неразрывности потока:

$$Q_m = \frac{S \cdot u}{v} = idem.,$$

в соответствии с которым в рассматриваемой задаче

$$Q_m = \frac{S_2 \cdot u_2}{v_2}.$$

Учитывая формулу (4.72) после несложных преобразований, получим

$$Q_m = S_2 \sqrt{\left(2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{p_2}\right) \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k+1)/k}\right]}. \quad (4.73)$$

Как видно, массовый расход и скорость газа при его неизменных начальных параметрах зависят только от отношения давлений  $p_2/p_1 = \beta$ , или, что то же самое, от давления в среде, куда происходит истечение.

На рис. 4.27 показаны кривые, построенные по уравнениям (4.72) и (4.73) для рассматриваемого случая истечения газа через суживающееся коническое сопло.

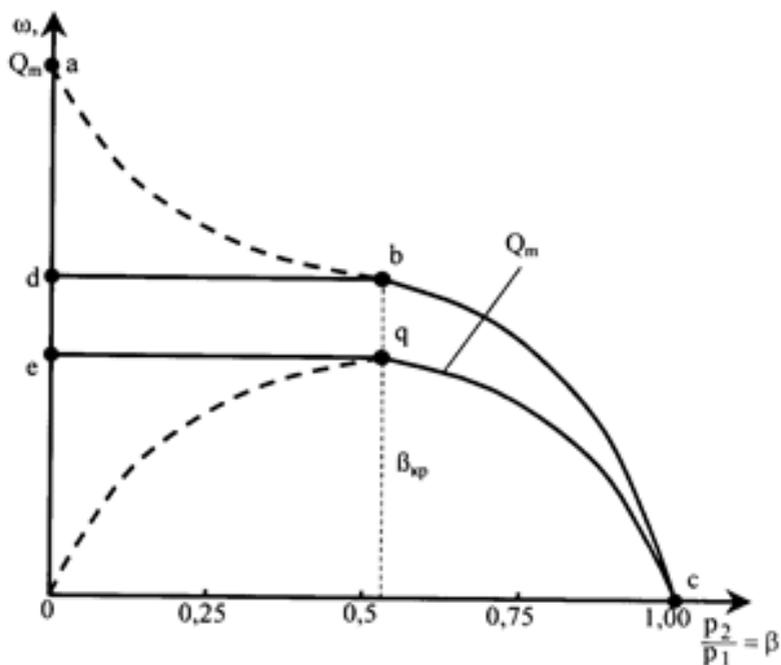


Рис. 4.27. Зависимость скорости и массового расхода газа при его истечении из конического суживающегося сопла от  $\beta$

Зависимости (4.72) на графике соответствует линия с-  
b-a. Опыт же свидетельствует о том, что в реальных усло-  
виях характер изменения скорости истечения соответству-  
ет этой теоретической кривой не во всем диапазоне изме-  
нения  $\beta$ .

Соответствие имеет место при уменьшении  $\beta$  от еди-  
ницы до некоторого значения  $\beta_{кр}$ , после чего скорость уве-  
личиваться перестает и сохраняется неизменной вплоть до  
нуля (линия b-d). Причина этого заключается в следующем.  
Из физики известно, что изменение давления (упругих де-  
формаций) распространяется в среде со скоростью звука

$a_{зв}$ . Поэтому уменьшение давления среды за соплом  $p_2$  (см. рис. 4.26) передается до устья сопла со скоростью  $a_{зв}$ . До тех пор, пока скорость истечения газа  $u_2$  будет меньше скорости звука, уменьшающееся внешнее давление среды будет достигать устья сопла (сечения 2–2), где устанавливается давление, равное  $p_2$ . Но как только скорость истечения газа достигнет скорости звука, давление окружающей среды к устью сопла передаваться не сможет (оно как бы сносится струей вытекающего газа, имеющей ту же скорость). Начиная с этого момента, дальнейшее понижение давления в пространстве за соплом  $p_2$  не изменит установившегося в выходном сечении давления, при котором была достигнута скорость истечения, равная скорости звука. Неизменность давления в сечении 2-2 и обуславливает неизменность скорости истечения при дальнейшем уменьшении  $p_2$  или  $(p_1/p_2 = \beta)$ .

Рассмотренный характер изменения скорости при уменьшении  $\beta$  приводит к соответствующему поведению расхода газа (см. рис. 4.27). Кривая изменения  $Q_m$  в функции  $\beta$  при реальном истечении (линия с-q-e) отличается от линии, построенной по уравнению (4.73) – кривая с-q-0. Как видно, при уменьшении  $\beta$  от 1 до некоторого значения  $\beta = \beta_{кр}$  реальный расход совпадает с теоретическим. Затем, достигнув максимума в точке q, расход остается неизменным вплоть до  $\beta = 0$ , в то время как теоретическая кривая уходит в 0.

Давление и скорость, при которых устанавливается максимальный расход, называют **критическими** ( $p_{2кр}$  и  $u_{2кр}$ ).

Очевидно, что критическая скорость истечения равна скорости распространения звука в среде, куда происходит истечение газа.

Величина  $\beta_{кр}$  легко определяется. Для этого необходимо продифференцировать уравнение (4.73) и найти значение  $\beta_{кр}$ , при котором полученная производная обращается в нуль (т.е. массовый расход достигает максимального значения).

Оказывается, что

$$\beta = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Тогда

$$u_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}; \quad (4.74)$$

$$Q_{m_{max}} = S_{min} \sqrt{\left[ \left( 2 \frac{k}{k+1} \right) \cdot \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \cdot \frac{p_1}{v_1} \right]}. \quad (4.75)$$

Для двухатомных газов ( $k = 1,4$ )  $\beta_{кр} = 0,528$  и

$$u_{кр} = 1,08 \sqrt{p_1 v_1} = 1,08 \sqrt{R_o T_1}; \quad (4.76)$$

$$Q_{m_{max}} = 0.625 \cdot S_{min} \sqrt{p_1 / v_1}. \quad (4.77)$$

Приведенные выше материалы свидетельствуют о том, что с помощью суживающегося сопла поток газа можно разогнать лишь до звуковой скорости. Такие сопла так и называют – **дозвуковыми**, и в случае их применения для истечения газа в среду, давление которой ниже критического, полезно используется только часть располагаемого перепада давлений:  $p_1$  до  $p_{кр}$ , т.е. обеспечивается только

частичный, полезный переход потенциальной энергии давления в кинетическую энергию струи. Остальная часть потенциальной энергии безвозвратно теряется в пространстве за соплом на образование вихрей.

Для полного использования перепада давлений от  $p_1$  до  $p_2 < p_{кр}$  и достижения на выходе из сопла давления, равного давлению среды (куда происходит истечение), шведский инженер Карл Лаваль в 80-е годы XIX столетия предложил комбинированное сопло, названное **соплом Лавалья**, о чем уже упоминалось ранее. Это сопло, состоящее из сужающейся и расширяющейся частей (рис. 4.28), позволяет получить сверхзвуковые (сверхкритические) скорости истечения газа и избежать потерь энергии при большом перепаде давлений.

В сужающейся части сопла Лавалья давление газа понижается от  $p_1$  на входе в сопло до  $p_{кр}$  в минимальном сечении ( $S_{min}$ ). При этом скорость газа увеличивается до критической, равной местной скорости звука, т.е. протекает процесс, аналогичный процессу в суживающемся сопле. Расширяющаяся часть сопла спроектирована так, что обеспечивается дальнейшее плавное расширение потока без отрыва от стенок и образования вихрей.

В расширяющейся конической части происходит понижение давления газа от  $p_{кр}$  до  $p_2$  (давления среды, куда происходит истечение). При этом скорость потока превосходит скорость звука (за критическим сечением  $S_{min}$ ) и увеличивается в сверхзвуковой области.

Конфигурация сопла Лавалья обусловлена относительным характером изменения удельного объема и скорости

потока при уменьшении  $p_2$ . На участке  $l_1$  (см. рис. 4.28) при понижении давления от  $p_1$  до  $p_{кр}$  скорость газа растет более интенсивно, чем удельный объем, и в соответствии с уравнением неразрывности потока  $S_2 = Q_m v_2 u_2$  сечение сопла в направлении движения должно уменьшаться до  $S_{min}$ . На участке  $l_2$  при дальнейшем понижении  $p_2$  более интенсивно растет удельный объем, что приводит к необходимости увеличения площади сечения сопла в направлении движения потока.

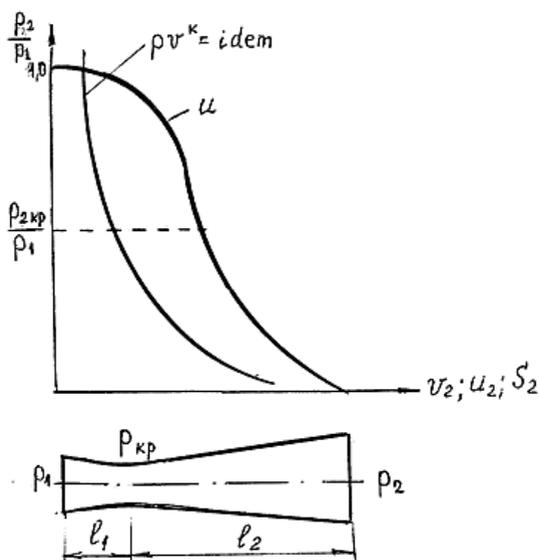


Рис. 4.28. Сопло Лавала. Изменение скорости и удельного давления потока газа по длине сопла Лавала

Длину суживающейся части сопла выбирают минимальной с целью уменьшения потерь на трение. Длина расширяющейся части определяется допустимым углом раскрытия  $\alpha = 10-12^\circ$ . Большие значения  $\alpha$  вызывают от-

рыв струек потока от стенок сопла и образование вихрей. При меньших значениях  $\alpha$  значительно увеличивается длина расширяющейся части сопла, что усложняет изготовление и увеличивает потери на трение между потоком газа и стенками сопла.

### **4.7.3. Профилирование каналов для разгона и торможение потока**

В предыдущем разделе были рассмотрены каналы, позволяющие разгонять газовый поток – конфузоры. Если изменить направление потока на противоположное (т.е. вход газа организовать со стороны сечения 2–2 – см. рис. 4.26 и 4.28), то скорость потока по мере его перемещения по каналу будет уменьшаться, а давление увеличиваться. Как уже отмечалось, такие каналы называют диффузорами.

В основе расчетов формы каналов, обеспечивающих на выходе необходимые величины скорости и расходов газа, лежит принцип неразрывности потока.

Рассмотрим профилирование канала на примере сопла Лавалья.

При соблюдении условия неразрывности количество газа, протекающего в единицу времени через самое узкое сечение, равно количеству вещества, протекающее через выходное сечение, т.е.:

$$Q = S_{min} \frac{u_{кр}}{v_{кр}} = \frac{S_2 \cdot u_1}{v_2}.$$

Отсюда

$$S_2 = S_{min} \frac{u_{кр} \cdot v_2}{u_2 \cdot v_{кр}}. \quad (4.78)$$

Для решения уравнения (4.78) входящие в его правую часть величины определяются следующим образом:

а)  $S_{\min}$  и  $u_{\text{кр}}$  – по формулам (4.75) и (4.74) ;

б)  $u_2$  – задается по условию задачи;

в)  $v$  – из уравнения  $p_1 \cdot v_{\text{кр}}^k = p_{\text{кр}} \cdot v_{\text{кр}}^k$  или, с учетом того, что  $p_{\text{кр}} \beta_{\text{кр}} \cdot p_1$ ,  $v_1^k = p_1 \cdot \beta_{\text{кр}} \cdot v_{\text{кр}}^k$  значение  $v_1$  должно быть известно из условия задачи;

г)  $v_2$  – задается по условию задачи.

После определения  $S_{\min}$  и  $S_2$  можно найти и соответствующие параметры:

$$d_{\min} = \sqrt{(4S_{\min}/\pi)}, \quad (4.79)$$

$$d_2 = \sqrt{(4S_2/\pi)}. \quad (4.80)$$

Длина расширяющейся части канала определяется из условия

$$(d_2 - d_{\min})/2 \ell = \text{tg}(\alpha/2),$$

откуда

$$\ell = (d_2 - d_{\min})/2 \text{tg}(\alpha/2). \quad (4.81)$$

Угол  $\alpha$ , т.е. угол между образующими конуса, выбирают так, чтобы избежать отрыва струи от стенок. Обычно  $\alpha = 10\text{--}12^\circ$ . Суживающаяся часть канала выполняется произвольной формы, обычно такой, чтобы она приводила к минимальным потерям на трение.

## 4.8. Движение капельных жидкостей и газов по трубопроводам

### 4.8.1. Типы трубопроводов

В зависимости от длины и гидравлических условий различают два типа трубопроводов: **короткие и длинные**.

**Короткими** называют трубопроводы сравнительно небольшой длины, в которых местные потери напора являются достаточно существенными и их необходимо учитывать наряду с потерями напора по длине, которые составляют не менее 5–10 % потерь напора по длине.

В коротких трубопроводах суммарные потери напора определяются по уравнению:

$$h_n = \sum h_m + h_{тр}. \quad (4.82)$$

**Длинными** называют трубопроводы значительной длины, в которых потери напора по длине являются основными. В длинных трубопроводах местные потери напора  $\sum h_m$  по сравнению с величиной  $h_{тр}$  оказываются пренебрежимо малы и уравнение потерь выглядит следующим образом:

$$h_n \approx h_{тр}. \quad (4.83)$$

Местные потери в длинных трубопроводах обычно не вычисляют, а их принимают равными 5–10 % потерь по длине.

Примерами длинных трубопроводов могут служить трубопроводы, предназначенные для транспортировки нефтепродуктов на значительные расстояния, трубопроводы водопроводных сетей и т.д.

В зависимости от гидравлической схемы работы трубопроводы делятся на **простые и сложные**.

**Простые** трубопроводы не имеют ответвлений (рис. 4.29, а, б).

**Сложные** трубопроводы имеют ответвления или состоят из нескольких линий (рис. 4.29, в, г).

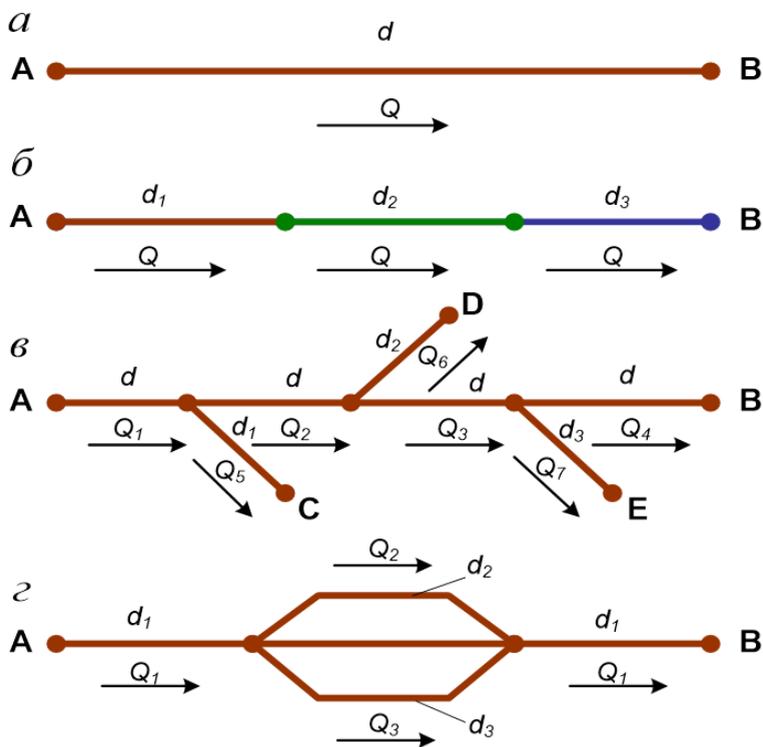


Рис. 4.29. Типы трубопроводов

Различают также **тупиковые** трубопроводы, по которым жидкость подается в одном направлении (рис. 4.29, а, б, в), и **замкнутые (кольцевые)**, по которым жидкость в заданную точку может подаваться по двум или более линиям (рис. 4.29, г). Замкнутые трубопроводы более надежны, обеспечивают бесперебойную подачу жидкости при повреждении одной из ветвей.

Если в трубопроводе расход жидкости по всей его длине не меняется, то его называют трубопроводом с **транзитным расходом** (рис. 4.29, а, б, г). Если же по пути

движения жидкости происходит ее раздача, и расход является величиной переменной, то трубопровод называют **трубопроводом с путевым расходом** (рис. 4.29, в).

Жидкость движется по трубопроводу благодаря тому, что ее энергия в начале трубопровода больше, чем в конце. Этот перепад уровней энергии может быть создан тем или иным способом: работой насоса, за счет разности уровней жидкости, давлением газа. В машиностроении приходится иметь дело с трубопроводами, движение жидкости в которых обусловлено работой насоса. Течение жидкости за счет разности уровней (разности геометрических высот) осуществляется во вспомогательных устройствах, а также в гидротехнике и водоснабжении.

Если все части трубопровода располагаются ниже уровня жидкости, находящейся в резервуаре, из которого жидкость вытекает, то трубопровод называют **самотечным**. В некоторых специальных устройствах применяется газобаллонная подача жидкости, т.е. используется давление газа.

#### **4.8.2. Гидравлический расчет простого трубопровода**

*Простой самотечный трубопровод неизменного сечения.* Расчет простого трубопровода в основном заключается или в определении необходимой величины снижения трубопровода  $h_0 + h$  (рис. 4.30) для обеспечения заданного расхода при известных длине ( $l$ ), диаметре ( $d$ ) и абсолютной шероховатости ( $\Delta$ ), или в определении необходимого диаметра трубопровода ( $d$ ) для обеспечения не-

обходимого расхода ( $Q$ ) при заданном  $h_0 + h$  и  $\Delta$ , или рассчитывают  $Q$ , если задано все остальное.

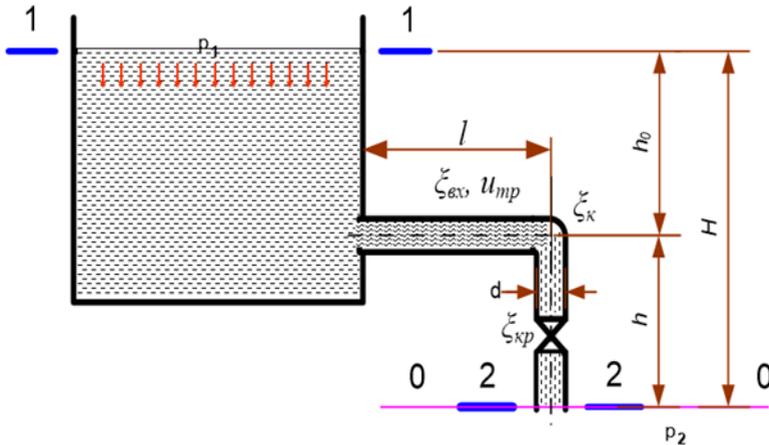


Рис. 4.30. Расчетная схема простого самотечного трубопровода

Для получения расчетных формул воспользуемся уравнением Бернулли, написанным для потока реальной жидкости, ограниченного сечениями 1–1 и 2–2 (см. рис 4.30):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 \cdot u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 \cdot u_2^2}{2g} + \sum h_M + h_{\text{тр}}. \quad (4.84)$$

В этом уравнении:  $z_1 = h_0 + h$ ;  $z_2 = 0$ ;  $u_1 \approx 0$  (как скорость на свободной поверхности резервуара);  $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 1$ , т.к. газы практически всегда движутся турбулентно;  $u_2 = u_{\text{тр}}$ , а

$$\sum h_M = \sum_{i=1}^n h_{M_i} = \sum (\xi_{\text{BX}} + \xi_{\text{KP}}) \cdot \frac{u_{\text{тр}}^2}{2g} = \sum \xi \cdot \frac{u_{\text{тр}}^2}{2g}, \quad (4.85)$$

$$h_{\text{тр}} = \lambda \frac{\ell}{d} \cdot \frac{u_{\text{тр}}^2}{2g}. \quad (4.86)$$

Таким образом:

$$h_o + h + \frac{p_2 - p_1}{\rho g} = \frac{u_{\text{тр}}^2}{2g} \left( \alpha + \lambda \cdot \frac{\ell + h}{d} + \sum \xi \right). \quad (4.87)$$

Заменяя величину скорости из уравнения неразрывности потока ( $u_{\text{тр}} = Q/S_{\text{тр}}$ ), получим:

$$h_o + h = \frac{Q^2}{S_{\text{тр}}^2 \cdot 2g} \left( \alpha + \lambda \cdot \frac{\ell + h}{d} + \sum \xi \right) - \frac{p_1 - p_2}{\rho g}. \quad (4.88)$$

Это уравнение является основным. Оно просто разрешается относительно  $h$  ( $u_{\text{тр}}$ ,  $Q$ ,  $d$ ):

$$h = \frac{\frac{Q^2}{S_{\text{тр}}^2 \cdot 2g} \cdot \left( \alpha + \lambda \cdot \frac{\ell}{d} + \sum \xi \right) - \frac{p_1 - p_2}{\rho g} - h_o}{1 + \lambda \cdot \frac{\ell}{d} \cdot \frac{Q^2}{S_{\text{тр}}^2 \cdot 2g}} \quad (4.88)$$

Решая уравнение (4.87) относительно скорости  $u_{\text{тр}}$ , получим:

$$u_{\text{тр}} = \frac{\sqrt{2g \left( h_o + h + \frac{p_1 - p_2}{\rho g} \right)}}{\sqrt{\alpha + \lambda \cdot \frac{\ell + h}{d} + \sum \xi}} \quad (4.89)$$

Расход найдем по формуле:

$$Q = u_{\text{тр}} \cdot S_{\text{тр}} = S_{\text{тр}} \cdot \frac{\sqrt{2g \left( h_o + h + \frac{p_1 - p_2}{\rho g} \right)}}{\sqrt{\alpha + \lambda \cdot \frac{\ell + h}{d} + \sum \xi}} \quad (4.90)$$

Величину

$$\frac{1}{\sqrt{\alpha + \lambda \cdot \frac{\ell + h}{d} + \sum \xi}}$$

обозначают  $\mu$  и называют **коэффициентом расхода**.

Величину

$$h_0 + h + \frac{p_1 - p_2}{\rho g}$$

называют **напором истечения** или **располагаемым напором**.

В случае, если давление на поверхности жидкости, в резервуаре и на конце трубопровода имеют одинаковые значения  $p_1 = p_2$  (как в рассматриваемом примере), располагаемый напор будет равен  $h_0 + h = H$ . Тогда

$$Q = \mu \cdot S_{\text{тр}} \cdot \sqrt{2gH} \quad (4.91)$$

Эта формула не отличается по своей структуре от выведенной ранее, при истечении капельной жидкости через отверстия и насадки. Но вся трудность при решении этого уравнения состоит в определении коэффициента расхода, так как в каждом конкретном трубопроводе, имеющем ряд местных сопротивлений и участков различной длины и диаметров, он будет определяться по конкретной формуле, которую нужно выводить. При расчете трубопроводов коэффициенты  $\alpha$  и  $\xi$  выбирают из справочных таблиц.

Так как коэффициент сопротивления трению  $\lambda$ , в общем случае, зависит от режима движения жидкости, т. е. от числа Рейнольдса, то уравнения (4.89) и (4.90) могут быть решены методом последовательных приближений. Для предварительного определения  $Q$  или  $u_{\text{тр}}$  необходимо допустить, что движение жидкости турбулентное и трубопровод гидравлически шероховат. В этом случае коэффициент  $\lambda$  определяют по формуле

$$\lambda = 0,11 \cdot \sqrt[4]{\Delta/d}$$

Полученное значение  $\lambda$  подставляют в уравнения (4.89), (4.90) и определяют значение  $Q$  или  $u_{тр}$ . Затем значение  $\lambda$  уточняют и решают задачу окончательно.

При расчете *простого самотечного трубопровода* переменного сечения потери удельной энергии необходимо определить на каждом участке трубопровода отдельно, т.к. скорость движения жидкости на каждом участке неодинакова. Затем, используя уравнения Бернулли и неразрывности потока, определяют тот или другой параметр трубопровода.

*Сифонный трубопровод.* Сифон представляет собой короткий трубопровод, по которому жидкость движется из питающего резервуара в приемный резервуар (рис. 4.31). Движение происходит за счет разности уровней  $H$ , причем сначала жидкость поднимается на высоту  $h$  от свободной поверхности, на которую действует атмосферное давление, а затем опускается до уровня сечения 3–3.

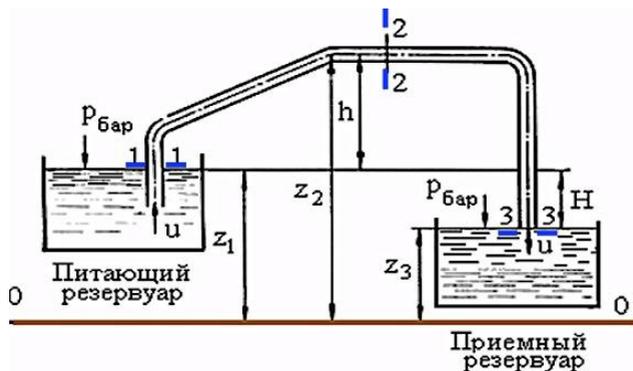


Рис. 4.31. Расчетная схема сифонного трубопровода

Принцип действия сифона основан на образовании вакуума в повышенной части сифона (сечение 2–2), что со-

здает разность между атмосферным давлением, действующим на поверхности жидкости в питающем резервуаре, и пониженным давлением в области вакуума. Для того чтобы сифон начал действовать, требуется предварительно заполнить его жидкостью или создать в нем вакуум с помощью специальных вакуумных насосов. Расчет сифонного трубопровода заключается в определении предельного значения высоты  $h$ , при которой он может работать.

Напишем уравнение Бернулли для сечений 1–1 и 2–2 относительно плоскости сравнения 0–0 (см. рис. 4.31):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 u_2^2}{2g} + h_n, \quad (4.92)$$

где  $h = z_1 - z_2$  – расстояние от уровня жидкости в питающем резервуаре до центра трубы в сечении 2–2;  $u$  – скорость движения жидкости в трубе, причем  $u_1 = u_2 = u$ ;  $p_1 = p_{\text{бар}}$  – атмосферное давление;  $p_2$  – давление в сечении 2–2;  $h_n$  – потери напора на участке трубопровода от сечения 1–1 к сечению 2–2. Так как

$$\frac{p_{\text{бар}}}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} = h_{\text{вак}},$$

то  $h_{\text{вак}} = z_2 - z_1 + h_n$ , а высота сифона  $h = h_{\text{вак}} - h_n$ .

При нормальных физических условиях предельное значение вакуума составляет 10,33 м вод. ст., поэтому, учитывая наличие потерь энергии в сифоне, а также невозможность большого понижения давления в нем, во избежание кавитации высоту подъема  $h$  обычно принимают не более 7–8 м вод. ст.

Сифонные трубопроводы применяются для опорожнения цистерн, для слива жидкости из емкостей, не имеющих сливных трубопроводов.

#### **4.9. Гидравлический удар в трубах**

Гидравлическим ударом в трубах называют резкое повышение давления в трубопроводе при внезапной остановке движущейся капельной жидкости. Гидравлический удар представляет собой колебательный процесс, возникающий в упругом трубопроводе с капельной жидкостью при внезапном изменении ее скорости. Это процесс является очень быстротечным и характеризуется чередованием резких повышений и понижений давления. Изменение давления при этом тесно связано с упругими деформациями жидкости и стенок трубопровода.

Гидравлический удар чаще всего возникает при быстром закрытии различных запорных устройств (задвижек, кранов), при внезапной остановке насоса, перекачивающего жидкость, при посадке иглы распылителя форсунки на сопловое отверстие в системе питания дизеля и т.д.

Теоретическое и экспериментальное исследование гидравлического удара в трубах было впервые выполнено Н.Е. Жуковским в 1898 г.

Рассмотрим простой трубопровод постоянного диаметра длиной  $L$ , присоединенный к напорному резервуару и имеющий на конце задвижку (рис. 4.32).

При быстром закрытии задвижки кинетическая энергия всей массы жидкости, движущейся со скоростью  $u$ , преобразуется в энергию давления. При этом в первую очередь

давление увеличится непосредственно у задвижки после остановки первых слоев жидкости. Затем, по мере остановки последующих слоев, увеличение давления будет быстро распространяться обратно по трубопроводу, создавая волну повышенного давления. Когда ударная волна переместится до резервуара, жидкость окажется остановленной и сжатой по всей трубе, а стенки трубы – растянутыми.

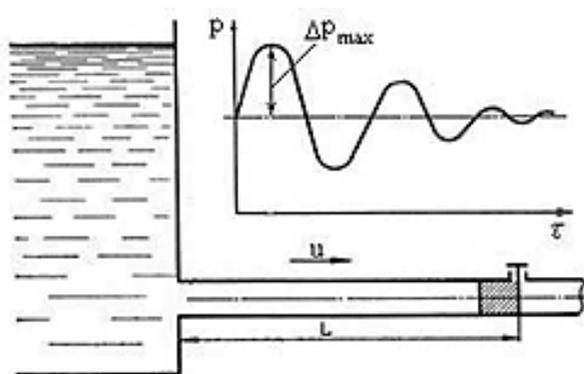


Рис. 4.32. Гидравлический удар в трубопроводах

Указанная упругая деформация жидкости и трубы происходит со скоростью распространения повышения давления по длине трубы. Скорость распространения упругих деформаций называется скоростью распространения ударной волны.

Таким образом, после остановки последнего слоя вся жидкость в трубопроводе будет сжата. Но так как в этот момент давление в резервуаре будет меньше давления в трубопроводе, то жидкость устремится в резервуар. В результате произойдет понижение давления в трубопроводе. Понижение давления, передающееся от слоя к слою и

распространяющееся по направлению к задвижке, называют ударной волной.

Как только отраженная от резервуара ударная волна достигнет задвижки, вновь возникает гидравлический удар. Он будет характеризоваться меньшим повышением давления, т.к. часть энергии потеряна. За этой отраженной волной последует другая, т.к. повторится фаза гидравлического удара и т.д.

На рис. 4.32 показан характер изменения давления при гидравлическом ударе в зависимости от времени, который показывает, что повышение (уменьшение) давления при гидравлическом ударе происходит хотя и круто, но не мгновенно. Кроме того, имеет место затухание колебаний давления, т.е. уменьшение его амплитудных значений из-за потерь энергии.

Таким образом, при гидравлическом ударе в жидкости возникает чередующийся процесс резкого повышения и понижения давления.

Величину скачка давления  $\Delta p_{\max}$  при полной остановке жидкости в месте возникновения гидравлического удара определяют по формуле Н.Е. Жуковского:

$$\Delta p_{\max} = \rho \cdot u \cdot c, \text{ Па}, \quad (4.93)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости кг/м<sup>3</sup>;  $u$  – скорость движения жидкости м/с;  $c$  – скорость распространения ударной волны, м/с.

Для ослабления гидравлического удара запорные приспособления следует закрывать медленно. Если время закрытия  $\tau > 2L/c$ , то повышение давления не достигает максимального значения, так как частично давление при этом

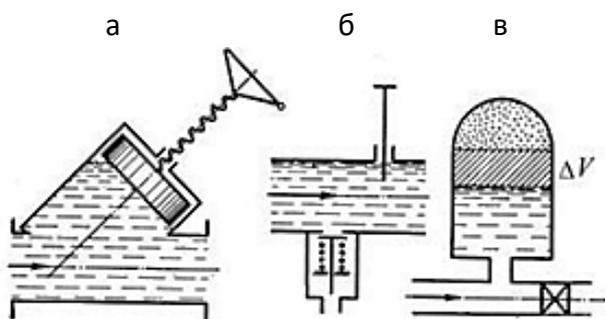
гасится отраженной волной (неполный гидравлический удар).

Гидравлический удар особенно опасен для длинных трубопроводов, в которых движутся значительные массы жидкости с большими скоростями. Он приводит к деформации трубопроводов и даже их разрушению.

Для предотвращения разрушений гидравлических систем применяются различные устройства (рис. 4.33). К ним относятся медленно закрывающиеся задвижки, вентили, воздушные колпаки (см. рис. 4.33, а), предохранительные клапаны (рис. 4.33, б).

На (рис. 4.33, в) показано винтовое запорное устройство, обеспечивающее продолжительное время перекрытия проходного сечения трубопровода.

В топливопроводах высокого давления дизелей в момент прекращения впрыска топлива также происходит гидравлический удар, что сопровождается увеличением давления и может вызвать дополнительный подвпрыск топлива.



Рису. 4.33. Устройства для предотвращения гидравлического удара

В топливопроводах высокого давления дизелей в момент прекращения впрыска топлива также происходит гидравлический удар, что сопровождается увеличением давления и может вызвать дополнительный подвпрыск топлива.

С целью исключения подвпрыска в системе устанавливается клапан с разгружающим пояском (ЯМЗ-238; КамАЗ-740; Д-12А-525А) или дифференциальный клапан (УТД-20).

### **Контрольные вопросы**

1. Сформулируйте закон неразрывности.
2. Сформулируйте физический смысл закона Бернулли.
3. Поясните физический смысл терминов: «напор», «геометрический напор», «пьезометрический напор», «скоростной напор», «полный гидродинамический напор».
4. В чем принципиальное различие уравнений Бернулли, написанных для элементарной струйки идеальной жидкости, элементарной струйки реальной жидкости и для потока реальной жидкости?
5. Поясните физический смысл терминов: «линия геометрического напора», «линия пьезометрического напора», «линия полного напора».
6. Дайте определение ламинарного и турбулентного режимов движения жидкости и перечислите их различия.
7. Нарисуйте эпюру распределения скорости по живому сечению при ламинарном и турбулентном движении. Объясните причину.

8. Поясните физический смысл термина «гидравлические потери» и перечислите виды гидравлических потерь.

9. Каким образом определяют коэффициент потерь на трение по длине и коэффициент местных потерь?

10. Что в гидравлике называют терминами «отверстие», «насадок», «трубопровод»? Для каких целей используют насадки, называемые диффузорами?

11. Для каких целей используют насадки, называемые конфузорами? Приведите примеры.

12. Поясните смысл понятия «коэффициент сжатия струи», «коэффициент скорости», «коэффициент расхода».

13. Чему равны коэффициенты скорости и расхода в случае истечения идеальной жидкости?

14. Какие сопла называют дозвуковыми? Для чего предназначено сопло Лаваля?

15. Перечислите типы трубопроводов и дайте их определения.

16. Что называют гидравлическим ударом? В каких системах автомобильного двигателя систематически имеет место гидравлический удар?

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. Кукис, В.С. Гидравлика и гидропривод / В.С. Кукис. – Челябинск: ЧГПУ, 2007. – 138 с.

2. Артемьева, Т.В. Гидравлика, гидромашины, гидропривод / Т.В. Артемьева, Т.М. Лысенко, А.Н. Румянцева и [др.]; под ред. С.П. Стесина. – Москва: Academia, 2005. – 336 с.

3. Лапшев, Н.Н. Гидравлика: учебник для вузов / Н.Н. Лапшев. – Москва: Академия, 2007. – 269 с.

4. Бражников, А.И. Об ультразвуковом контроле скорости потока жидкости без расстыковки трубопровода по методу Н.И. Бражникова / А.И. Бражников, В.А. Белевитин, Ф.И. Бражников и [др.] // Инженерно-физический журнал. – 2006. – Т. 79. – № 2. – С. 131–138.
5. Бражников, А.И. Бесконтактный одноканальный время импульсный расходомер жидкости / А.И. Бражников, В.А. Белевитин, Е.В. Бражникова, Е.Л. Иванов // Метрология. – 2004. – № 11. – С. 16-25.
6. Воронцов, В.К. Исследование полей перемещений при прокатке квадратной полосы в овальном калибре / В.К. Воронцов, Ю.С. Атеф, В.В. Бринза и [др.] // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 1977. – № 5. – С. 101–105.
7. Воронцов, В.К. К решению объемной задачи стационарного пластического течения металла методом координатной сетки / В.К. Воронцов, П.И. Полухин, В.А. Белевитин, В.В. Бринза // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 1976. – № 9. – С. 77–80.
8. Минаев, А.А. Расчет параметров пластического формоизменения сортовых заготовок / А.А. Минаев, В.А. Белевитин, Е.Н. Смирнов // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 1990. – № 12. – С. 26–28.
9. Воронцов, В.К. К постановке и решению объемной задачи пластического течения методами экспериментальной механики / В.К. Воронцов, П.И. Полухин, В.А. Белевитин, В.В. Бринза // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 1976. – № 4. – С. 75–80.
10. Бражников, А.И. Ультразвуковой спектральный метод технологического контроля концентрации электролита Н.И. Бражникова / А.И. Бражников, В.А. Белевитин, Ф.И. Бражников и [др.] // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. 2005. – № 3. – С. 54–56.

11. Бражников, Н.И. Ультразвуковой контроль и регулирование технологических процессов / Н.И. Бражников, В.А. Белевитин и [др.]. – Москва: 2008. – 256 с.
12. Карпенко, А.Г. Автомобильные эксплуатационные материалы: сб-к лаб. работ / А.Г. Карпенко, К.В. Глемба, В.А. Белевитин. – Челябинск, 2014. – 124 с.
13. Серов, А.И. Промышленные испытания мелющих шаров повышенной твердости при измельчении железистых кварцитов / А.И. Серов, Е.Н. Смирнов, В.А. Скляр, В.А. Белевитин // Обогащение руд. 2017. – № 3 (369). – с. 15–20.
14. Smyrnov, Y.N. Physical and Computer modeling of new soft reduction Process of continuously cast blooms / Y.N. Smyrnov, V.A. Belevitin, et all. // Journal of Chemical Technology and Metallurgy. – 2015. – V. 50. – No. 6. – pp. 12–17.
15. Belevitin, V.A. Simulation of the macrostructure influence of forging ingots on the potential capabilities of obtaining high-quality forgings / V.A. Belevitin, Y.N. Smyrnov, S.Y. Kovalenko, A.V. Suvorov // Metallurgical and Mining Industry, Ukrmetallurginform “Scientific and Technical Agency”. Ltd. – 2016. – No. 7. – pp.18–23.
16. Smyrnov, Y.N. Defect Healing in the Axial Zone of Continuous-Cast Billet / Y.N. Smyrnov, V.A. Skliar, V.A. Belevitin, R.A. Shmyglya, O.Y. Smyrnov // Steel in Transiation, Allerton Press. 2016. – Vol. 46. – No. 5. – pp. 325–328.
17. Смирнов, А.Н. Вопросы использования непрерывнолитой заготовки для производства сортового проката из конструкционных сталей / А.Н. Смирнов, Е.Н. Смирнов, В.А. Скляр и [др.] // Сталь. – 2018. – № 4. – С. 7-12.
18. Руднев, В.В. Моделирование ресурсов повышения экологической безопасности крупных городов. – Челябинск. – 2017.

*Учебное издание*

**Хасанова Марина Леонидовна, Белевитин Владимир Анатольевич,  
Дмитриев Михаил Сергеевич**

## **Основы гидравлики**

Учебно-методическое пособие

ISBN 978-5-907409-09-5

Работа рекомендована РИС университета

Протокол № 21 от 2020 г.

Издательство ЮУрГГПУ

454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 69

Редактор Е.М. Сапегина

Компьютерный набор В.А. Белевитин

Подписано в печать 28.10.2020.

Формат 60x84/16. Объем 3,32 уч.-изд. л. (6,4 усл.печ. л.)

Бумага типографская Тираж 100 экз. Заказ № 455

Отпечатано с готового оригинал-макета

в типографии ЮУрГГПУ

454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 69