

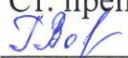
Министерство образования и науки
Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)
Кафедра радиоэлектронных технологий и экологического мониторинга
(РЭТЭМ)

Утверждаю
Зав. кафедрой РЭТЭМ
д-р техн. наук
_____ В.И.Туев
«01» _____ 2016 г


Гидрогазодинамика
Учебное пособие

для студентов, обучающихся по направлению подготовки 20.03.01
Техносферная безопасность

Согласовано

Нормоконтролер
Ст. преп. каф. РЭТЭМ
 Г.А.Воронина

Разработчик

доцент каф. РЭТЭМ
канд. техн. наук
 А.С. Апкарьян

Томск 2016

Содержание

Введение	3
Глава 1	
Основные понятия	
1.1 Основные физические свойства жидкости	4
1.2 Идеальная и реальная жидкости	6
Глава 2	
Гидростатика	
2.1. Гидростатическое давление	9
2.2 Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля	10
2.3 Гидравлический пресс и гидравлический аккумулятор	12
2.4 Измерение давления	13
2.5 Давление жидкости на стенку	15
2.6 Закон Архимеда	19
Глава 3	
Гидродинамика	
3.1 Основные понятия	22
3.2. Энергия элементарной струйки. Уравнение Бернулли	27
3.3. Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости.	31
3.4. Трубопроводы	36
3.5. Гидравлический удар	38
3.5. Истечение жидкостей из отверстия и насадки	38
Глава 4	
Насосы и вентиляторы	
4.1 Основные понятия о насосах	41
4.2 Лопастные насосы	43
4.3 Регулирование подачи и напора лопастных насосов.	49
4.4 Объёмные насосы	49
4.5 Регулирование подачи объёмных насосов.	55
4.6 Струйные насосы	55
4.7 Сравнение работы центробежных и поршневых насосов	56
4.8 Основные понятия о вентиляторах	57
Список использованных источников	59

Введение

Гидрогазодинамика (Гидравлика) состоит из двух основных частей: гидростатики, изучающей законы равновесия жидкостей, и гидродинамики, изучающей законы движения жидкостей. Гидрогазодинамика представляет собой теоретическую дисциплину, изучающую вопросы, связанные с механическим движением жидкости в различных природных и техногенных условиях. Поскольку жидкость (и газ) рассматривается как непрерывные и неделимые физические тела, то гидравлику часто рассматривают как один из разделов механики сплошных сред, к которому относится – жидкость. По этой причине гидравлику часто называют механикой жидкости или гидромеханикой.

С помощью основных уравнений гидравлики и разработанных ею методов исследования решаются важные практические задачи, связанные с транспортом жидкостей и газов по трубопроводам, а также с транспортом твёрдых тел по трубам и другим руслам. Гидрогазодинамика решает важнейшие практические задачи, связанные с равновесием твёрдых тел в жидкостях и газах, т.е. изучает вопросы плавания тел.

Происхождение этой науки очень древнее. Явления, относящиеся к области гидравлики, интересовали человека ещё в самые отдалённые времена. Многие практические вопросы, связанные с орошением, водоснабжением и использованием водной энергии для примитивных двигателей, находили решение в глубокой древности. Широкое распространение в древности гидротехнических сооружений обязано только искусству и чисто практическому опыту строителей.

Первым законом гидравлики, устанавливающим количественную связь между отдельными элементами явлений, считают общеизвестный закон Архимеда (установленный 250 лет до н. э. великим математиком древности Архимедом). Большой вклад в развитие гидрогазодинамики внесли учёные XVI и XVII вв. Голландский учёный Симон Стевин установил правила для вычисления давления жидкости на стенки и дно сосуда. Итальянский физик и математик Эванджелиста Торричелли открыл закон истечения жидкости из сосуда и дал формулу, приближённо определяющую скорость истечения жидкости из малого отверстия в сосуде под действием силы тяжести. Французский математик и физик Блез Паскаль установил закон (закон Паскаля), который до сих пор используют в гидротехнике.

Основателем гидравлики как науки заслуженно считается Даниил Бернулли – крупный учёный действительный член Российской академии наук (1700 -1782 гг.).

В то же время начала развиваться и теоретическая гидродинамика, в основу которой были положены дифференциальные уравнения движения идеальной жидкости Эйлера.

Леонард Эйлер (1707 – 1783 гг.) член Петербургской Академии наук, гениальный математик внёс большой вклад во все естественные науки того времени.

Великий русский учёный Н.Е. Жуковский – основоположник современной аэромеханики – создал теорию гидравлического удара.

Глава 1 Основные понятия

1.1 Основные физические свойства жидкости

Жидкостью называется физическое тело, не обладающее способностью сохранять свою форму (из-за слабой связи между отдельными ее частицами). Вследствие этого жидкости принимают форму тех сосудов, в которых они находятся.

Под общим названием жидкость объединяют понятия газа и капельной жидкости. Капельной называют жидкость, которая способна образовывать каплю (например, вода, бензин, керосин, масло и другие жидкости). Все капельные жидкости оказывают большое сопротивление сжатию. При изменении температуры и давления их объём почти не изменяется. Газы и их смеси в обычном состоянии не способны образовывать капли, а при изменении давления и температуры изменяют свой объём.

К капельным жидкостям относятся такие жидкости, как вода, бензин, керосин, нефть, спирт, ртуть и др. К газообразным жидкостям относятся все газы.

Агрегатное состояние вещества. Из физики известно, что вещество в зависимости от внешних условий может находиться в твёрдом, жидком или газообразном состоянии (фазах). Согласно молекулярно-кинетической теории, то или иное агрегатное состояние одного и того же вещества определяется величиной межмолекулярных сил взаимодействия и расстоянием между молекулами.

В твёрдом веществе молекулы или атомы находятся на очень близком расстоянии друг от друга и обладают большой силой притяжения, образуя жёсткую структуру, сохраняя объём и форму тела.

В жидком теле силы межмолекулярного сцепления меньше, чем в твёрдом. Поэтому их молекулы подвижны и имеют возможность удаляться друг от друга на некоторое расстояние. Это даёт возможность изменять форму тела.

В газообразном веществе практически отсутствуют межмолекулярные силы сцепления. Молекулы газа постоянно движутся по занимаемому им объёму, сталкиваются друг с другом, ударяются о стенки, изменяя направление. Поэтому газы легко смешиваются друг с другом и распространяются во все стороны до тех пор, пока не заполнят весь объём любой формы.

При нагревании тела, находящегося в любом агрегатном состоянии, подвижность его молекул увеличивается. Если подогреть твёрдое тело, то при соответствующих условиях оно превратится в жидкое, а при дальнейшем нагревании - в газообразное. Замораживание газа приводит к обратному результату – тело переходит в жидкое, а затем в твёрдое.

Физические свойства жидкости. Основными характеристиками жидкости, используемыми в гидравлике, являются плотность, удельный объём, удельный вес, сжимаемость и вязкость.

Плотность тела ρ определяется отношением массы m к его объёму V . В неоднородном теле плотность в разных его точках различна, а в однородном одинакова и определяется по формуле:

$$\rho = m/V.$$

С повышением давления (при постоянной температуре) плотность возрастает, а с повышением температуры (при постоянном давлении), как правило, уменьшается.

Величины плотности реальных капельных жидкостей в стандартных условиях изменяются в широких пределах от 700 кг/м^3 до 800 кг/м^3 (система единиц СИ), а плотность ртути, например, достигает $13\,550 \text{ кг/м}^3$, плотность чистой воды составляет 998 кг/м^3 . В системе единиц СГС пределы изменения плотности жидкости от $0,7 \text{ г/см}^3$ до $1,8 \text{ г/см}^3$, плотность чистой воды $0,998 \text{ г/см}^3$.

На практике величина плотности жидкости определяется с помощью простейшего прибора – ареометра. По глубине погружения прибора в жидкость судят о величине её плотности.

Единица измерения плотности - кг/м^3 .

Удельным объёмом v называют величину, равную отношению объёма V занимаемого телом к его массе:

$$v = V / m.$$

Удельный объём – величина, обратная плотности,

$$v = 1 / \rho$$

измеряется в $\text{м}^3/\text{кг}$

Удельным весом γ называют величину, равную отношению веса тела к его объёму $G = mg$:

$$\gamma = mg / V = \rho g,$$

где g - ускорение свободного падения.

Удельный вес чистой воды составляет 9810 Н/м^3 .

Сжимаемость – это уменьшение объёма жидкости и изменение плотности при увеличении внешнего давления. Единица измерения x – паскаль в минус первой степени (Па^{-1})

$$x = (1/V)(\Delta V/\Delta p),$$

где ΔV - уменьшение объёма, соответствующее увеличению давления Δp ;

V – первоначальный объём.

Капельные жидкости относятся к категории плохо сжимаемых тел. Причины незначительных изменений объёма жидкости при увеличении давления очевидны, так как межмолекулярные расстояния в капельной жидкости малы и при деформации жидкости приходится преодолевать значительные силы отталкивания, действующие между молекулами, и даже испытывать влияние сил, действующих внутри атома. Тем не менее сжимаемость жидкостей в 5 – 10 раз выше, чем сжимаемость твёрдых тел, т.е. можно считать, что все капельные жидкости обладают упругими свойствами.

Жидкость способна сохранять свой объём и этим она схожа с твёрдым телом, но не способна самостоятельно сохранять свою форму, что сближает её с газом. Все жидкости при изменении давления и температуры изменяют свой объём. Жидкости сжимаются незначительно.

Например, при повышении давления от 0,1 до 10 МПа объём воды уменьшается лишь на 0,5%. Поэтому чаще всего в гидравлических расчётах жидкости считаются несжимаемыми. Однако при рассмотрении ряда вопросов (например, гидравлического удара) сжимаемость жидкости следует учитывать.

Вязкость – это свойство жидкости сопротивляться сдвигающим напряжениям. Она зависит от рода жидкости и температуры, с повышением которой вязкость уменьшается. Вязкость масел в некоторой степени является функцией давления: при давлении до 10 МПа она незначительно повышается, а при давлениях выше 10 МПа заметно увеличивается. Вязкость же воды с повышением давления настолько мало изменяется, что практически её считают не зависящей от давления.

Рассмотрим схему следующего опыта. Между двумя параллельными пластинами (рис. 1.1), расположенными на расстоянии d друг от друга, находится жидкость. Пусть верхняя пластина движется относительно нижней со скоростью v_0 .

Так как между пластинами и прилегающими к ним слоями жидкости действуют силы межмолекулярного сцепления, то возникает явление «прилипания» поверхностных слоёв жидкости к пластинам. При этом скорость жидкости относительно пластины в непосредственной близости от неё очень мала и обращается в нуль на самой пластине. В рассматриваемом опыте скорость жидкости в потоке между пластинами меняется по линейному закону от нуля на неподвижной пластине до v_0 на движущейся пластине.

Для того чтобы перемещать верхнюю пластину с постоянной скоростью v_0 , необходимо приложить к ней некоторую силу F , уравнивающую силы внутреннего трения.

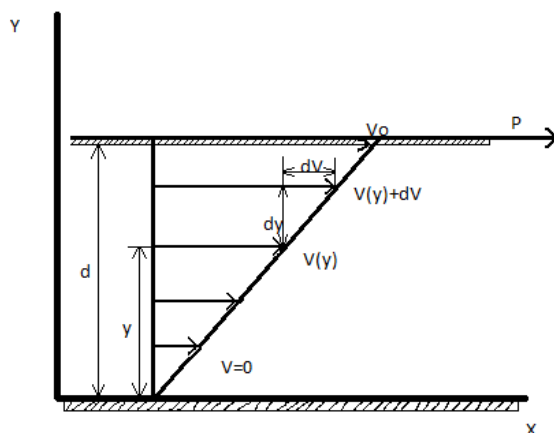


Рисунок 1.1 - К понятию о внутреннем трении

Как показывает опыт, значение этой силы, отнесённое к площади A пластины, пропорционально отношению v_0/d :

$$F/A \sim v_0/d \quad (1.1)$$

Введём коэффициент пропорциональности μ и запишем соотношение (1.1) в виде

$$F/A = \mu v_0/d. \quad (1.2)$$

μ - динамическая вязкость жидкости.

Отметим, что отношение F/A в равенстве (1.2) есть не что иное, как значение касательного напряжения $\tau = F/A$, приложенного к движущейся поверхности. Формулу (1.2) можно записать в виде,

$$\tau = \mu v_0/d. \quad (1.3)$$

Так как скорость движения жидкости изменяется от нуля до v_0 по линейному закону, то можно записать

$$v(y) = v_0 y/d. \quad (1.4)$$

Дифференцируя формулу (1.4), получим

$$dv/dy = v_0/d \quad (1.5)$$

Выражая отношение v_0/d в формуле (1.3) с помощью равенства (1.5), определим

$$\tau = \mu (dv/dy) \quad (1.6)$$

Формула (1.6) выражает закон Ньютона о трении в жидкости. Жидкости, подчиняющиеся этому закону, называют ньютоновскими. К их числу относится значительная часть жидкостей, встречающихся на практике. Жидкости, не подчиняющиеся закону Ньютона, называют неньютоновскими. К ним относят коллоидные растворы, масляные краски, смолы, смазочные масла при низких температурах и др.

Из формулы (1.6) видно, что значение касательного напряжения τ сил внутреннего трения между слоями пропорционально их относительной скорости dy . Таким образом μ характеризует трение между соседними слоями жидкости, движущимися с различными скоростями.

Для твёрдых тел значение касательного напряжения τ пропорционально относительному смещению отдельных слоёв (коэффициентом пропорциональности является модуль сдвига).

Динамическая вязкость измеряется в паскаль * секунда (Па*с).

В гидрогазодинамике часто пользуются величиной $\nu = \mu/\rho$, которую называют кинематической вязкостью; она выражает отношение вязкости жидкости к её плотности. В системе единиц СИ коэффициент кинематической вязкости измеряется в м²/с, в системе единиц СГС – в Стоксах (Ст), т.е. 1 Ст = 1 см²/с. Соотношение между Ст и сантистоксом (сСт): 1 Ст = 10² сСт.

Измерение вязкости жидкостей осуществляется с помощью вискозиметров, работающих на принципе истечения жидкости через малое калиброванное отверстие. Вязкость вычисляется по скорости истечения.

Поверхностное натяжение. Когда мы говорим о жидкости как о сплошной среде, это вовсе не означает, что эта среда бесконечна и безгранична. Жидкое тело всегда имеет границы (это либо твёрдые стенки каналов, либо границы раздела с газообразной средой, либо это граница раздела между различными несмешивающимися жидкостями). В некоторых случаях границы могут выделяться условно внутри самой движущейся жидкости. На естественных границах в пограничном слое жидкости между молекулами самой жидкости и молекулами окружающей жидкости среды существуют силы притяжения, которые, в общем случае, могут оказаться неравными. В то же время силы взаимодействия между остальными молекулами жидкости, находящимися внутри объёма, ограниченного пограничным слоем, взаимно уравновешены.

Таким образом, остаются неуравновешенными силы взаимодействия между молекулами, находящимися лишь во внешнем (пограничном) слое. Молекулы, располагающиеся на поверхности жидкости, подвергаются притяжению находящихся ниже молекул. Тогда в пограничном слое возникают напряжения, которые автоматически балансируют несбалансированные силы притяжения. Такие напряжения называются поверхностным натяжением жидкости. Этому напряжению будут соответствовать силы поверхностного натяжения. Под действием этих сил малые объёмы жидкости принимают сферическую форму (форму капли), соответствующую минимуму внутренней энергии; в трубках малого диаметра жидкость поднимается (или опускается) на некоторую высоту по отношению к уровню покоящейся жидкости.

Этим объясняется так называемый «капиллярный эффект». Если жидкость смачивает твёрдые стенки, с которыми она соприкасается, то происходит капиллярное поднятие (например, вода в стеклянной трубке), если не смачивает – опускание жидкости (например, ртуть в стеклянной трубке). Это свойство жидкостей следует учитывать при использовании трубок малого диаметра для измерения уровня или давления жидкости.

Количественно поверхностное натяжение оценивается коэффициентом поверхностного натяжения σ , определяемого из выражения

$$\sigma = \frac{hr}{2} \rho g, \text{ Н/м,}$$

где h – высота столба жидкости, м;
 r – радиус кривизны мениска, м;
 ρ – плотность жидкости, кг/м³ ;
 g – ускорение свободного падения, м/с² .

Силы поверхностного натяжения малы и проявляются при малых объёмах жидкости. Величина напряжений на границе раздела зависит от температуры жидкости; при увеличении температуры внутренняя энергия молекул возрастает и, естественно, уменьшается напряжение в пограничном слое жидкости и, следовательно, уменьшаются силы поверхностного натяжения.

Температурное расширение. С увеличением температуры жидкости расширяются, например, при повышении температуры воды с 4 до 100 °С её объём увеличивается приблизительно на 4%. Количественно это свойство оценивается величиной коэффициента температурного расширения

$$\beta_t = \frac{\Delta V}{V_0 \Delta t}, \frac{1}{^\circ\text{C}},$$

где $\Delta t = t_{\text{кон.}} - t_{\text{нач.}}$ – изменение температуры, $^\circ\text{C}$.

1.2 Идеальная и реальная жидкость

В гидравлике для упрощения теоретических исследований используют модель идеальной жидкости. В идеальной жидкости отсутствует сопротивление сдвигающим усилиям, т. е. отсутствуют силы внутреннего трения. В любой покоящейся жидкости силы трения всегда равны нулю и концепция идеальной жидкости оказывается применимой.

Для решения многих практических вопросов силы трения, возникающие в движущейся жидкости, часто бывают несущественными, ими можно пренебречь, и без большой ошибки рассматривать жидкость в этих случаях как идеальную. Следует помнить, что в действительности идеальной жидкости не существует, но это понятие позволяет упростить изучение законов реальной жидкости.

Реальными называют жидкости, обладающие свойствами сжимаемости и сопротивляемости, сдвигающим и растягивающим усилиям, т.е. жидкости, в которых проявляется внутреннее трение.

Глава 2 Гидростатика

2.1 Гидростатическое давление

В гидростатике рассматривается жидкость, находящаяся в относительном или абсолютном покое. Под относительным покоем следует понимать такое состояние, при котором отдельные частицы жидкости, оставаясь в покое относительно друг друга, перемещаются вместе с сосудом, в котором жидкость заключена. Такое движение называют переносным.

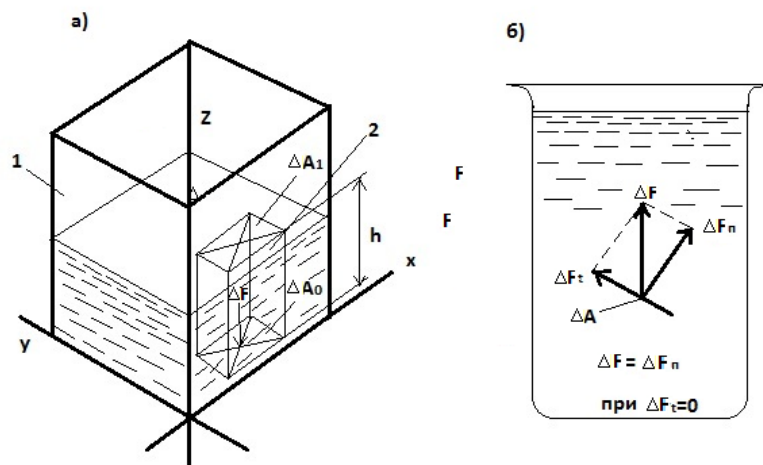


Рисунок 2.1 - К определению гидростатического давления

Под абсолютным покоем, или просто покоем, подразумевают состояние жидкости, при котором она неподвижна относительно земли и резервуара.

В гидростатике изучают законы равновесия жидкости, находящейся под действием внутренних и внешних сил, а также равновесия тел, погруженных в жидкость. В любом рассматриваемом объёме, действующие на данный элемент жидкости, подразделяют на массовые и поверхностные.

Массовые (объёмные) силы – это силы, приложенные непосредственно к частицам, заполняющей некоторый объём (силы тяжести).

Поверхностные силы – это силы, действующие лишь на поверхность выделенного объёма жидкости (давление твёрдого тела на обтекающую его жидкость, трение жидкости о поверхность тела и др.).

Пусть сосуд 1 (рис.2.1) заполнен некоторым количеством покоящейся жидкости. Выделим мысленно внутри этой жидкости на глубине h горизонтальную площадку ΔA . Спроектировав эту площадку на свободную поверхность жидкости, получим вертикальный параллелепипед 2, у которого нижнее основание – площадка ΔA , а верхнее – её проекция, площадка $\Delta A'$. На площадку ΔA действует сила гидростатического давления ΔF , равная весу выделенного столба (параллелепипед 2) жидкости:

$$\Delta F = \rho g V = \rho g \Delta A h.$$

Отношение нормальной силы ΔF к площадке, на которую она действует, называют средним гидростатическим давлением.

$$p_{cp} = \Delta F / \Delta A = \rho g h. \quad (2.1)$$

Равенство (2.1) описывает баланс между равнодействующей внешних массовых сил тяжести $\rho g h$ и внутренними поверхностными силами давления p , приложенными в точке на глубине h .

Если размер площадки ΔA приближать к нулю, то отношение $\Delta F / \Delta A$ будет стремиться к пределу, который называют гидростатическим давлением в точке или просто гидростатическим давлением:

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} (\Delta F / \Delta A).$$

Гидростатическое давление действует всегда по внутренней нормали к площадке.

Рассмотрим силу ΔF , действующую на поверхность малой плоской площадки ΔA , выделенной внутри покоящейся жидкости, и покажем, что эта сила всегда направлена только по нормали к площадке (рис. 2.1,б). Если допустить, что рассматриваемая сила направлена не по нормали, а под некоторым углом к площадке, то её можно было бы разложить на нормальную ΔF_n и касательную ΔF_t составляющие. Так как в покоящейся жидкости нет сил сопротивления сдвигающим усилиям, то наличие касательной силы ΔF_t вывело бы жидкость из равновесия, вследствие чего она стала бы двигаться вдоль площадки, что противоречит предположению о неподвижности жидкости. Это показывает, что в жидкости, находящейся в равновесии, на любую площадку действует только нормальная сила, величина которой не зависит от ориентации площадки.

Жидкость находится в равновесии только тогда, когда система массовых сил, действующих на неё, будет иметь потенциал. Это состояние системы характеризуется уравнением равновесия (уравнением Эйлера):

$$\rho(Xdx + Ydy + Zdz) = dp,$$

где Z Y X – проекции массовых сил, отнесённых к единице массы, на соответствующие направления, м/с² ;

dp – полный дифференциал давления, Па.

Единицей давления является паскаль (Па). Это давление, вызываемое силой в 1Н, равномерно распределённое по поверхности, площадью в 1м² (1Па = 1Н/м²). Так как эта единица очень мала, то на практике давление измеряют в килопаскалях (1кПа = 10³ Па) или мегапаскалях (МПа = 10⁶Па). Кроме того, в технике давление часто измеряют в физических (атм) и технических (ат) атмосферах.

Ниже даны соотношения между некоторыми единицами давления, встречающиеся в технической литературе.

1 атм. = 760 мм.рт.ст. = 101325 Па = 101,325 кПа; - физическая атмосфера;

1 ат = 98066,Па = 98,066 кПа = 0,1 МПа; - техническая атмосфера

1 мм.вод.ст. = 9,806 Па ;

1мм.рт.ст. = 133,322 Па;

1бар = 100 кПа = 0,1 МПа.

Атмосферное давление измеряется барометром и обозначается $p_{атм}$ или p_0 .

Многие процессы протекают при давлениях выше атмосферного (давление пара в котле, давление, созданное столбом жидкости, и т.п.). Любое из этих давлений является дополнительным к атмосферному, т.е. избыточным. Избыточное давление измеряют манометром и обозначают $p_{изб.}$ или $p_{ман.}$ Сумма давлений манометрического и атмосферного называют полным или абсолютным давлением.

$$p_{абс.} = p_{ман.} + p_{атм}$$

Если процессы протекают при давлении ниже атмосферного, при вакууме (насосы, вакуумные печи и т. д.), то абсолютным давлением - разность атмосферного давления и разрежения,

$$p_{абс.} = p_{атм} - p_{вак.},$$

где $p_{вак.}$ – разрежение, измеряемое вакуумметром.

2.2 Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля

Для того чтобы определить давление в произвольной точке покоящейся жидкости, достаточно знать величину давления в какой либо другой точке, принадлежащей тому же объёму, а так же глубину погружения одной точки относительно другой.

Пусть в открытом сосуде (рис.2.2) находится однородная жидкость в состоянии покоя. На её поверхность, а следовательно и на точку 1, лежащую на поверхности, действует давление находящегося над жидкостью газа, которое обозначим p_0 . Если

окружающий газ свободно сообщается с атмосферой, то внешнее давление равно атмосферному: $p_0 = p_{атм}$.

Определим абсолютное (полное) давление p_2 , действующее на точку 2 внутри жидкости. Очевидно в этой точке жидкость испытывает давление p_0 находящегося над жидкостью газа (действующее одновременно и в точке 1) и, кроме того, давление оказываемое столбом жидкости, расположенным над ней:

$$p_2 = p_0 + \rho g(h_1 - h_2), \quad (2.2)$$

где ρ - плотность жидкости (кг/м^3);

g - ускорение свободного падения (м/с^2);

h_1 и h_2 - высоты, отсчитанные вверх от одной и той же условной горизонтальной плоскости (в данном случае от дна сосуда) (м).

В общем случае уравнение (2.2) может быть записано в виде

$$p = p_0 + \rho gh, \quad (2.3)$$

где h высота столба жидкости над рассматриваемой точкой.

Это равенство называется основным уравнением гидростатики. Из этого уравнения следует, что в одном и том же объёме покоящейся однородной жидкости все частицы, расположенные в одной и той же горизонтальной плоскости, находятся под одним и тем же гидростатическим давлением.

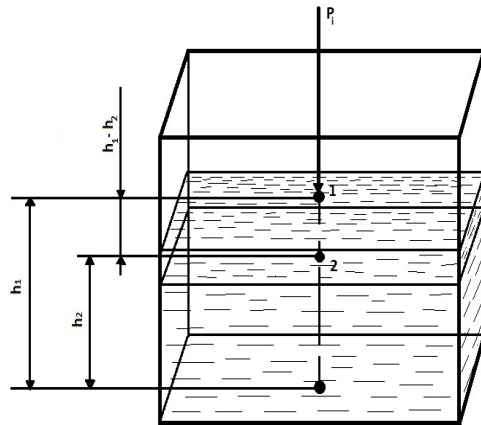


Рисунок 2.2 - К определению основного уравнения гидростатики

Поверхность, все точки которой испытывают одинаковое давление, называют поверхностью равного давления. Из уравнения (2.3) видно, что величина гидростатического давления однородной покоящейся жидкости в каждой точке зависит только от высоты столба жидкости над ней. Поэтому ясно, что поверхностями равного давления в покоящейся жидкости являются горизонтальные плоскости.

Пусть на поверхность жидкости (2.2) кроме внешнего газового давления p_0 действует дополнительное давление p' от приложенных внешних сил. Общее давление на свободную поверхность жидкости составляет сумму давлений $p_0 + p'$. По уравнению (2.2) полное давление в точке 2 с учётом дополнительного давления p' равно

$$p_2 = p_0 + p' + \rho g(h_1 - h_2). \quad (2.4)$$

Докажем, что в любой точке рассматриваемого объёма давление возрастает на ту же величину, на которую увеличилось давление на поверхность жидкости. Вычитая уравнение (2.2) из (2.4) получим

$$p_2' - p_2 = p'. \quad (2.5)$$

Уравнение (2.5) показывает, что давление на поверхности жидкости увеличилось на ту же величину, на какую оно возросло в произвольно взятой точке 2, следовательно, и в любой другой точке этого объёма жидкости.

Это свойство жидкости отражает сущность закона Паскаля, который формулируется так: давление, создаваемое в любой точке жидкости, находящейся в покое передаётся одинаково всем точкам внутри жидкости. Закон Паскаля применяют при конструировании различных гидростатических машин и установок, действие которых основано на равномерном распределении давления внутри неподвижной жидкости.

2.3 Гидравлический пресс и гидравлический аккумулятор

Схема работы гидравлического пресса. В современных гидравлических прессах развиваются очень большие усилия (до 150 Мн.). Их используют при ковке, прессовании, испытании материалов и др. Особенность гидравлического пресса заключается в возможности получать большие усилия при затрате сравнительно небольшой исходной силы.

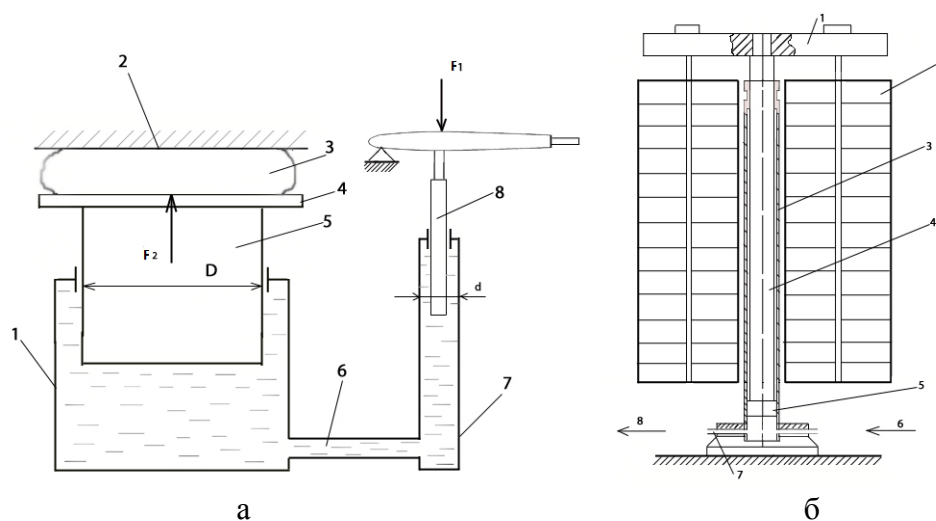


Рисунок 2.3 - Схема работы гидравлического пресса (а) и гидравлического аккумулятора (б)

На рис. 2.3,а приведена схема гидравлического пресса. На столе 4 пресса находится прессуемый материал 3, прижатый неподвижной траверсой 2, являющейся упором. Цилиндр 1 пресса, цилиндр 7 насоса и трубопровод 6 заполнены жидкостью. К поршню 8 насоса, имеющему площадь A_1 , приложена сила F_1 , под действием которой он передвигается сверху вниз и оказывает давление на поверхность жидкости, находящуюся под ним. Величина этого давления

$$p = F_1/A_1.$$

По закону Паскаля давление передаётся на поршень 5 пресса, создавая полезную силу F_2 под действием которой прессуется материал. Откуда

$$p = F_2/A_2,$$

где A_2 - площадь поршня пресса.

Выразив площади поршней через их диаметры и сделав ряд преобразований, получаем

$$F_2/F_1 = D^2/d^2 \quad (2.6)$$

где d – диаметр малого поршня,

D – диаметр большого поршня.

Так, например, если диаметр большого поршня в десять раз больше диаметра малого, то полезное усилие на большом поршне будет в сто раз больше чем на малом.

Схема работы гидравлического аккумулятора. Насосы, питающие рабочей жидкостью гидравлические пресса, относятся к непрерывно действующим машинам.

Останавливать работу насоса при каждой периодической остановке прессы нецелесообразно по техническим и экономическим причинам. Поэтому нагнетаемая насосом техническая жидкость при каждой регулярной периодической остановке должна непременно отводиться в некую ёмкость, способную накапливать (аккумулировать) рабочую жидкость под большим давлением. Такие ёмкости называют гидравлическими аккумуляторами; они являются дополнительными агрегатами насоса.

Рассмотрим схему работы и устройство гидравлического аккумулятора с грузовым нагружением (рисунок 2.3,б). Такой аккумулятор состоит из неподвижно установленного на фундаменте вертикального цилиндра 3, нижний торец которого герметически закрыт крышкой. В цилиндре установлен шток 4 с поршнем 5, перемещающимся вверх при заполнении нижней полости цилиндра рабочей жидкостью, поступающей в него из насоса (см. стрелку 6).

Во время работы прессы из аккумулятора в пресс по выходной трубе 7 (см. стрелку 8) подаётся рабочая жидкость. В конце трубы находится запорный клапан, которым при очередной остановке прессы перекрывают подачу рабочей жидкости в пресс. После чего движение стола и прессование прекращается. В это время насос продолжает работу и нагнетает рабочую жидкость не в цилиндр прессы, а в цилиндр гидравлического аккумулятора. По мере его заполнения шток 4 с поршнем 5 поднимается вверх вдоль оси цилиндра и вместе с ним поднимается траверса 1. На концах траверсы по обе стороны оси плунжера симметрично подвешены грузы 2, общая масса которых подбирается такой, чтобы давление в цилиндре аккумулятора было равно давлению жидкости, нагнетаемой в него насосом.

Когда вспомогательные работы на прессе закончены и должна начаться его основная работа, открывают запорный клапан, ранее отделявший гидропресс от аккумулятора. В гидропресс начинает поступать двойной поток рабочей жидкости: поток, подаваемый насосом, и дополнительный поток из аккумулятора, вытесняемый из него опускающимся плунжером с грузами. Этот более мощный поток рабочей жидкости ускоряет процесс прессования, что повышает производительность прессы.

Достоинством данного аккумулятора является постоянство давления накопленной жидкости, обусловленное тем, что масса груза и площадь сечения плунжера постоянны.

Недостатком таких аккумуляторов является сравнительно малая ёмкость и большие габариты.

Для накопления больших количеств жидкости применяют газогидравлический аккумулятор. Он состоит из цилиндрической ёмкости, сваренного из стальных листов. Ёмкость предварительно заполняют сжатым газом с некоторым начальным давлением. При накачивании в него рабочей жидкости заданного объёма, объём газовой части аккумулятора уменьшается, а давление газа повышается до максимальных значений.

К недостаткам газогидравлических аккумуляторов следует отнести: нестабильность давления рабочей жидкости, и наличие растворённого газа в сжатой рабочей жидкости.

2.4 Измерение давления

Методы измерения давления так же разнообразны, как и конструкции приборов, предназначенных для этого.

Приборы для измерения давления носят общее название – манометры. Однако по назначению их подразделяют на барометры, предназначенные для измерения атмосферного давления, вакуумметры, измеряющие разрежение газа относительно атмосферного давления, и манометры, измеряющие давление выше атмосферного.

По принципу действия манометры делят на жидкостные и пружинные.

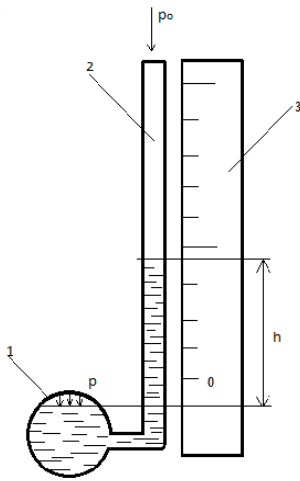
Жидкостные манометры. Жидкостные манометры представляют собой U – образную трубку, частично заполненную водой или ртутью. Одно колено трубки

присоединяют к испытываемому объёму, а второе либо остаётся открытым и сообщается с атмосферой, либо из него откачивают воздух до высокого вакуума и запаивают.

В манометрах с запаянным коленом разность уровней ртути в обоих коленях непосредственно даёт абсолютное давление в миллиметрах ртутного столба. Самым простым жидкостным прибором является пьезометр. Он состоит из стеклянной трубки 2 небольшого диаметра (рис. 2.4). Верхняя её часть открыта и сообщается с атмосферой, нижняя соединена с резервуаром 1, в котором находится жидкость под давлением p (выше атмосферного). Под действием этого давления жидкость из резервуара поднимается по пьезометрической трубке вверх на некоторую высоту h , называемую пьезометрической высотой.

Пьезометрическая высота характеризует избыточное давление p в сосуде и служит мерой для определения его величины:

$$p = \rho gh.$$



Абсолютное давление на уровне нуля шкалы 3 пьезометра определяется основным уравнением гидростатики (2.3)

Атмосферное давление p_0 определяют по барометру, плотность жидкости ρ – по таблицам, а значение h отсчитывают по шкале пьезометра.

Пьезометр является очень точным прибором. Однако его применяют для измерения давлений не выше 0,5 ат ≈ 50 кПа = 0,05 МПа. Измерение больших давлений требует применение очень больших пьезометрических трубок, что создаёт определённые неудобства.

$$p_{абс} = p_0 + \rho_{рт} gh,$$

Рисунок 2.4 - Пьезометр

где $\rho_{рт}$ – плотность ртути.

Абсолютное давление в центре резервуара 2 вычисляется с поправкой к показаниям манометра

$$p_{абс} = p_0 + \rho_{рт} gh - \rho gh_0$$

где ρ – плотность жидкости в сосуде 2;

h_0 – высота столба этой жидкости.

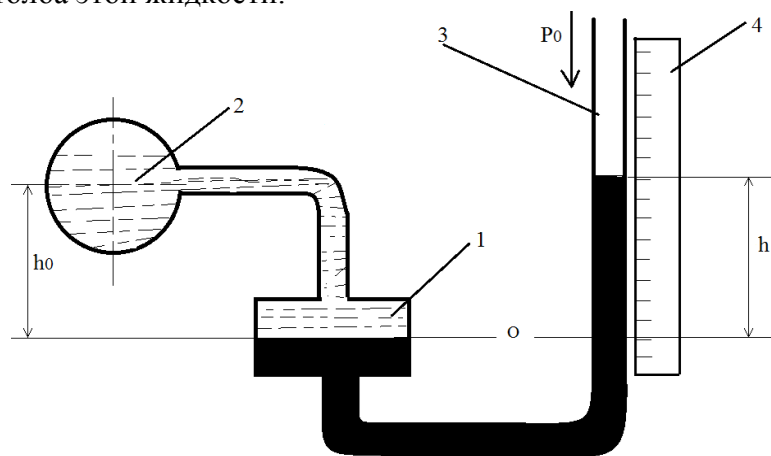


Рисунок 2.5 - Схема ртутно-чашечного манометра

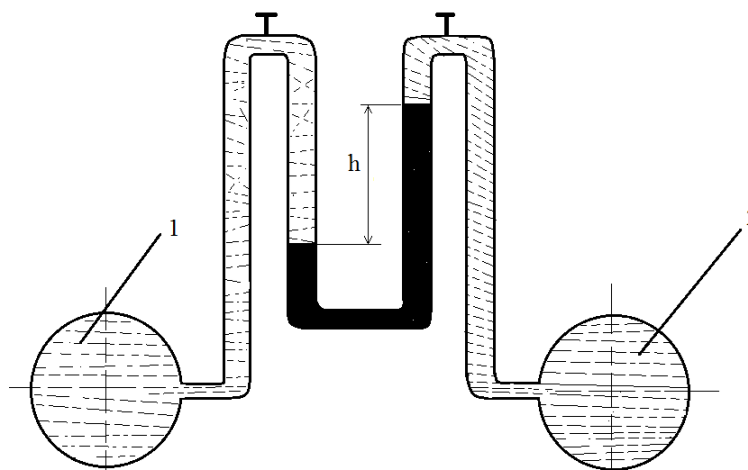


Рисунок 2.6 - Схема дифференциального ртутного манометра

Для измерения более высоких давлений применяют ртутные манометры. Так как плотность ртути в 13,6 раза больше плотности воды, трубки в ртутных манометрах соответственно могут быть короче.

На рис 2.5 показана схема открытого ртутно – чашечного манометра, который состоит из чашечки 1 с ртутью, стеклянной трубки 3 и шкалы 4. Абсолютное давление на уровне нуля шкалы определяется основным уравнением гидростатики

$$p_{абс} = p_0 + \rho_{рт} gh,$$

где $\rho_{рт}$ – плотность ртути.

Абсолютное давление в центре резервуара 2 вычисляется с поправкой к показаниям манометра

$$p_{абс} = p_0 + \rho_{рт} gh - \rho gh_0$$

где ρ – плотность жидкости в сосуде 2;

h_0 – высота столба этой жидкости.

Для измерения разности давлений Δp в двух точках одного трубопровода или для измерения разности давлений в двух резервуарах применяют так называемые дифференциальные манометры (рис. 2.6).

Если жидкость в резервуарах имеет одинаковую плотность, то разность давлений в двух точках 1 и 2, расположенных на одной высоте, определяется по формуле

$$\Delta p = gh(\rho_{рт} - \rho),$$

где $\rho_{рт}$ и ρ плотности ртути и измеряемой жидкости;

h - разность высот ртути, возникшая под действием разности давлений.

Жидкостные манометры используют в лабораторной практике и измеряют ими сравнительно невысокие давления. Они просты, удобны и дают достаточно точные показания.

Там, где высокие давления используют пружинные манометры.

Пружинные манометры. Основной частью манометра (рис. 2.7) является полая металлическая трубка 1. Один её конец запаян и соединён с механизмом 2, на котором укреплена стрелка, скользящая по круглому циферблату. Другой конец трубки сообщается с исследуемым объёмом посредством ниппеля 3.

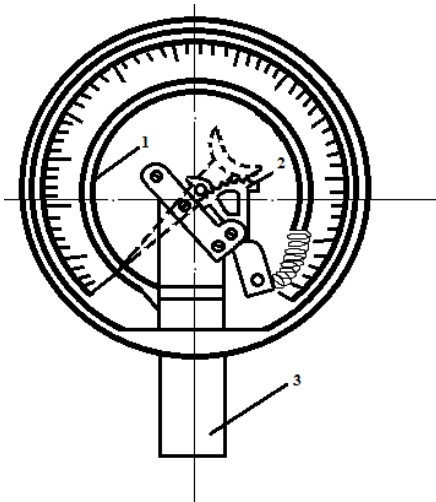


Рисунок 2.7 - Схема пружинного манометра

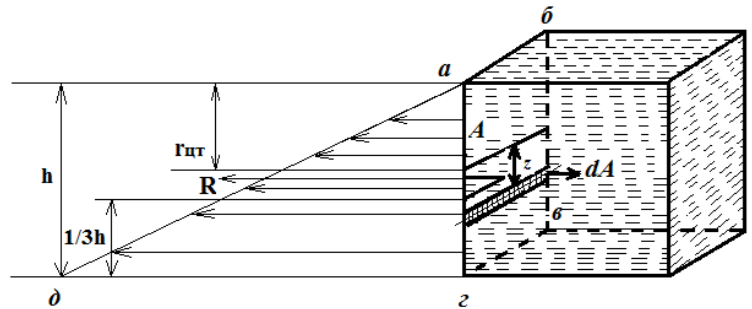


Рисунок 2.8 - Давление жидкости на плоскую стенку

Через этот конец в трубку поступает жидкость, давление которой необходимо измерить. Под действием давления поступившей жидкости трубка стремится выпрямиться. Так как её запаянный конец связан с механизмом, приводящим в движение стрелку, то она отклоняясь, показывает величину давления жидкости. Циферблат обычно градуируется непосредственно в единицах давления. Иногда манометры оборудуют записывающим механизмом.

2.5 Давление жидкости на стенку

Плоская стенка. При расчётах платин, водохранилищ и крупных резервуаров необходимо знать суммарное давление жидкости на ограничивающие её поверхности. Зная закон распределения гидростатического давления в жидкости, можно найти суммарное давление на стенки и дно резервуара.

На рис. 2.8 изображён заполненный жидкостью резервуар с плоскими стенками. Жидкость оказывает давление на дно и стенки. Определим направление и модуль равнодействующей силы R , обусловленной давлением жидкости на одну из стенок $abвг$, а также найдём точку приложения этой равнодействующей.

Пусть стенка $abвг$ имеет смоченную поверхность площадью A , а центр её тяжести находится на расстоянии $h_{ц.т.}$ от свободного уровня. Силы, обусловленные гидростатическим давлением на все элементы стенки, нормальны к её плоскости и, следовательно, параллельны между собой.

Сила R определяется как равнодействующая системы параллельных сил, направленных в одну сторону. Силы на плоскую стенку, обусловленные гидростатическим давлением, представляют собой систему параллельных сил, равномерно возрастающих с увеличением высоты столба жидкости от нуля до линии $ав$ (рис. 2.8.) до максимального давления $p_{макс}$ на линии $вг$:

$$p_{макс} = p_0 + pgh,$$

где h – высота жидкости в сосуде.

Избыточное давление в центре тяжести площади равно

$$p_{ц.т.} = \rho gh_{ц.т.},$$

Давление на элементарную площадку dA определим по формуле

$$p = p_{ц.т.} + \rho gz,$$

где z – ордината площадки, отсчитываемая от центра тяжести стенки. При этом если dA расположена ниже центра тяжести, то $z > 0$, если же dA расположена выше центра тяжести, то $z < 0$.

Полная сила R будет равна сумме всех сил, т.е.

$$R = \int p dA = \int (p_{ц.т.} + \rho gz) dA = p_{ц.т.} \int dA + \rho g \int z dA \quad (2.7)$$

Первый интеграл равен $p_{ц.м}A$, а второй из – за нечётности подинтегральной функции – нулю. Таким образом, значение полной силы R жидкости на плоскую стенку равно произведению площади смоченной поверхности стенки на гидростатическое давление в её центре тяжести

$$R = p_{ц.м}A, \text{ или } R = (\rho gh_{ц.м} + p_0) A \quad (2.8)$$

Формула (2.8) выведенная для частного случая вертикальной прямоугольной плоской стенки, оказывается справедливой и для более общего случая наклонной плоскости с произвольными очертаниями.

Точку приложения равнодействующей силы называют центром давления. Центр давления лежит обычно ниже центра тяжести площади стенки. При горизонтальной стенке (дно резервуара) они совпадают. Центр давления прямоугольной негоризонтальной стенки (2.8) находится на расстоянии $h/3$ от основания.

Криволинейная стенка. Рассмотрим задачу об определении полной силы обусловленной давлением на цилиндрическую стенку. В случае с криволинейной стенкой силы гидростатического давления, действующие на различные элементы её поверхности, имеют разные направления. Поэтому невозможно заранее указать направление их равнодействующей R , обусловленной давлением жидкости на кривую стенку.

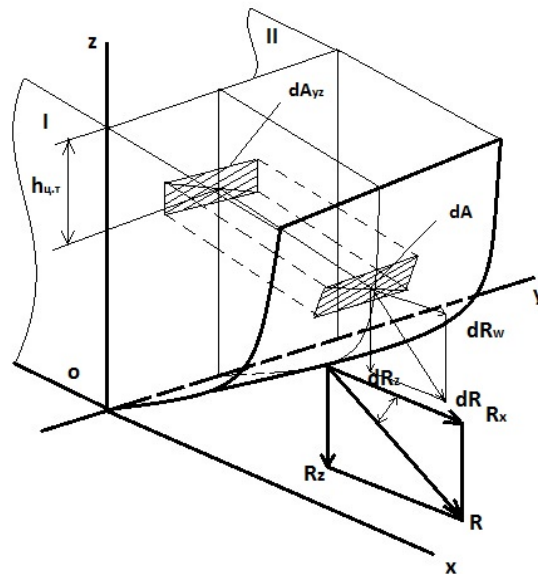


Рисунок 2.9 - Давление жидкости на криволинейную стенку

Выберем систему координат (рис. 2.9) таким образом, чтобы ось z была направлена вертикально, а ось y – вдоль образующей цилиндрической поверхности стенки.

Так как силы действуют по нормали к стенке, а ось y параллельна стенке, то составляющая R_y равна нулю. Таким образом, для определения полной силы R достаточно определить её проекции R_x и R_z на оси x и z и сложить полученные составляющие по правилу параллелограмма.

Вычислим составляющую R_x силы R . Значение R_x можно получить, суммируя все составляющие dR_x элементарных сил dR , обусловленных давлением, действующих на соответствующие площадки dA . Согласно рис. 2.9, имеем

$$dR_x = \cos \alpha dR,$$

где α – угол между x и нормалью к площади dA .

Так как $dR = p dA$, то

$$dR_x = \cos \alpha p dA = p(\cos \alpha dA) = p dA_{yz},$$

Здесь dA_{yz} – элемент плоской поверхности A_{yz} , перпендикулярной к оси x .

Произведение $\cos \alpha dA$ равно площади проекции площадки dA на плоскость A_{yz} и, таким образом dA_{yz} представляет собой элемент поверхности A_{yz} .

Суммируя все силы dR_x получим

$$R_x = \int dR_x = \int p dA_{yz}.$$

При этом в последнем интеграле интегрирование проводится по всей проекции A_{yz} , рассматриваемой криволинейной стенки. Поэтому интеграл $\int p dA_{yz}$ равен суммарной силе, обусловленной давлением жидкости, на плоскую поверхность A_{yz} , которую на неё оказывал бы тот же столб жидкости.

Таким образом, составляющая по оси x этой силы, действующей на криволинейную стенку, равна силе, обусловленной таким же столбом жидкости на проекцию этой стенки на плоскость, нормальную к оси x .

Формула (2.8.) для данного случая имеет вид

$$R_x = \rho g h_{u,m} A_{yz}, \quad (2.9)$$

где $h_{u,m}$ – расстояние центра тяжести проекции A_{yz} от свободной поверхности жидкости.

Вертикальная составляющая R_z , полной силы R , равна равнодействующей сил тяжести, действующей на все элементы объёма жидкости, находящейся над рассматриваемой криволинейной стенкой. Поэтому R_z равна весу жидкости в объёме V , расположенном над стенкой:

$$R_z = \rho g V. \quad (2.10)$$

На рис. 2.9 этот объём V ограничен поверхностью рассматриваемой цилиндрической стенки, свободной поверхностью жидкости, а также вертикальными плоскостями I и II, отсекающими от стенки рассматриваемый участок поверхности.

Таким образом, найдены составляющие R_x и R_z полной силы R , обусловленную давлением жидкости на криволинейную стенку, которую графически можно получить, складывая эти составляющие. Аналитически модуль R можно определить по теореме Пифагора:

$$R = \sqrt{R_x^2 + R_z^2} \quad (2.11)$$

Направление силы R можно определить задавая угол φ между осью x и силой R .

$$\operatorname{tg} \varphi = R_z / R_x$$

Следует отметить, что точку приложения равнодействующей R элементарными приёмами можно найти только в некоторых частных случаях.

Стенки цилиндрических сосудов и труб. Тонкостенные цилиндрические сосуды, заполненные жидкостью под давлением, широко распространены в технике. К ним относятся трубы, котлы, корпуса аппаратов и т.п. Основной задачей их расчёта является определение толщины стенки, при которой обеспечивается прочность сосуда, под действием заданного давления без учёта $\rho g h$.

Рассмотрим действие сил, обусловленных давлением на внутреннюю поверхность цилиндра. На рис 2.10 показана половина цилиндра, внутренний диаметр которого обозначим через D , длину цилиндра через l и толщину стенки через δ .

Выделим на внутренней поверхности цилиндра элементарную площадку $abcd$ с площадью dA . Пусть нормаль nn к этой площадке, проходящая через её середину (через её центр тяжести), составляет угол α с плоскостью yOz системы координат $хуz$.

По нормали nn на элементарную площадку dA действует элементарная сила dF давления жидкости, причём $dF_n = p dA$.

Спроектируем силу dF_n на вертикальную плоскость yOz и обозначим её проекцию dF_z :

$$dF_z = dF_n \cos \alpha = p dA \cos \alpha.$$

Определив F_z как сумму проекций соответствующих элементарных сил на плоскость yOz , пренебрегая неравномерностью распределения давления жидкости по поверхности цилиндра (по высоте z):

$$F_z = \int p \cos \alpha dA = p \int \cos \alpha dA.$$

Заметим, что $dA \cos \alpha$, равная площадке $a'b'c'd'$, есть проекция элементарной площадки $abcd$ на горизонтальную плоскость xOy . Поэтому $\int dA \cos \alpha$ является проекцией всей боковой поверхности полуцилиндра на ту же плоскость xOy . Площадь этой проекции равна Dl и

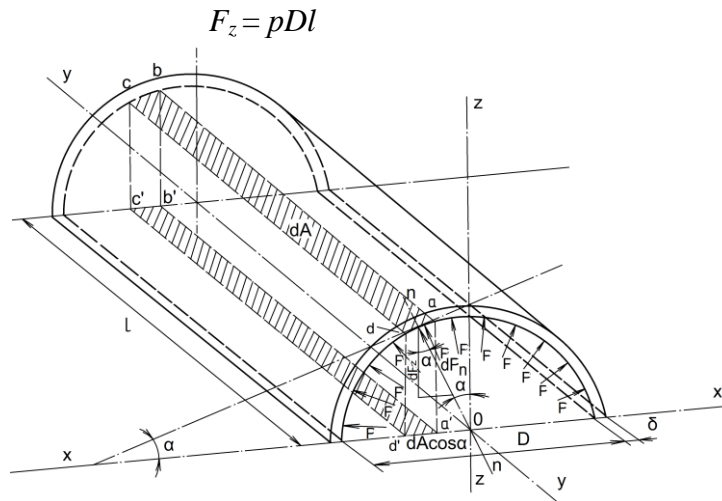


Рисунок 2.10 – Давление жидкости на стенки труб

Отметим, что суммарная сила F_z стремится разорвать цилиндр по диаметральному сечению, лежащему в плоскости yOz , т. е. оторвать верхний полуцилиндр от нижнего. Такой разрыв может произойти по двум площадкам диаметрального сечения цилиндра. Площадь каждой из этих площадок равна произведению толщины стенки δ на длину образующей цилиндра l .

Напряжения растяжения на этих площадках составят

$$\sigma = F_z / (2l\delta) = pDl / (2l\delta) = pD / (2\delta)$$

По условиям прочности напряжения растяжения не должны превышать допускаемых напряжений $[\sigma]$ или

$$\sigma = pD / (2\delta) \leq [\sigma]_p \quad (2.12)$$

По этой формуле можно определить фактические напряжения растяжения σ в стенке сосуда и, сравнивая их с допускаемыми $[\sigma]_p$, проверять прочность стенок цилиндрических сосудов, труб и пр.

В ряде случаев бывает необходимо определить толщину стенки δ для цилиндрического сосуда или трубы при заданном её диаметре D , давлении p и допускаемом напряжении $[\sigma]_p$. Для этого формулу (2.12) решают относительно δ и записывают в виде

$$\delta \geq pD / (2[\sigma]_p) \quad (2.13)$$

Рассмотрим также напряжения, возникающие в стенках цилиндрического сосуда или трубы под воздействием осевого усилия F_y , направленного вдоль оси y . Осевое усилие F_y в этом случае определится как произведение давления p внутри сосуда на площадь проекции его крышки или днища на плоскость, нормальную оси сосуда,

$$F_y = p(\pi D^2 / 4)$$

Поперечное сечение стенок цилиндрического сосуда, лежащего в плоскости, нормальной к оси цилиндра, имеет форму кольца, площадь которого A' приближённо составит

$$A' \approx \pi D \delta$$

Под действием осевой силы P_y разрыв цилиндра может произойти по указанному кольцевому поперечному сечению A' . Условия прочности сосуда по кольцевому поперечному сечению запишем в виде условия, что фактические напряжения растяжения в этом сечении также не превышают допускаемого $[\sigma]_p$. Т.е.

$$\sigma' = \frac{P_v}{F'} = \frac{\rho \frac{\pi D^2}{4}}{\pi D \delta} = \frac{\rho D}{4\delta} < [\sigma]_{\text{пр}} \quad (2.14)$$

Формула (2.12) позволяет определить фактические растягивающие напряжения σ , возникающие в стенке сосуда в сечении, плоскость которого совпадает с образующей цилиндра (т.е. по его диаметральному, продольному сечению). Формула (2.14) позволяет определять фактические растягивающие напряжения σ' , возникающие в поперечном т.е. нормальном к оси цилиндра, кольцевом сечении.

Сравнение формул (2.12) и (2.14) показывает, что растягивающие напряжения σ в продольном сечении цилиндра в два раза превышают напряжения σ' , возникающие в поперечном кольцевом сечении. Таким образом, более опасным является разрыв цилиндрического сосуда по образующей и расчёт прочности по напряжениям растяжения σ , и определение толщины стенки необходимо вести по формулам (2.12) и (2.13).

2.6 Закон Архимеда

Рассмотрим произвольное тело объёмом V , погружённое в жидкость, и найдём силу, действующую на него со стороны жидкости (рис.2.11). Как уже было сказано, такая сила есть, равнодействующая всех сил, обусловленных давлением, действующих на элементы поверхности тела. Однако теперь сумма горизонтальных составляющих сил, действующих на элементы поверхности тела, равна нулю (иначе покоящееся тело пришло бы в самопроизвольное движение по горизонтали). Поэтому полная сила R , обусловленная давлением жидкости на тело, направлена вертикально, следовательно, вектор R совпадает со своей вертикальной составляющей.

Чтобы найти R проведём касательно к телу цилиндрическую поверхность $ABCD A'B'C'D'$ с вертикальной образующей. Другими словами, спроектируем тело на свободную поверхность жидкости ($A'B'C'D'$ – проекция тела). Проектирующая цилиндрическая поверхность линией касания $ABCD$ разделит поверхность тела на две части.

Определим отдельно силу R_1 , направленную вниз и действующую на верхнюю поверхность AEC тела, и силу R_2 , направленную вверх и действующую на нижнюю поверхность AFC тела. По своей сути, R_1 равна равнодействующей сил тяжести, действующих на все элементы объёма жидкости, находящейся непосредственно над верхней поверхностью тела. Поэтому модуль силы R_1 равен весу этой жидкости, т.е. жидкости, заполняющей фигуру $ABCDEA'B'C'D'E'$. Обозначив через V_1 объём этой фигуры, имеем

$$R_1 = \rho g V_1 \quad (2.15)$$

где g – ускорение свободного падения, м/с², ρ – плотность рассматриваемой жидкости, кг/м³.

Чтобы найти R_2 представим, что вся внутренняя часть рассматриваемого тела удалена и сохранена лишь бесконечно тонкая оболочка – нижняя поверхность $ABCD F$ тела. Заполним всю внутреннюю часть тела жидкостью. На оболочку $ABCD F$ теперь действует сверху вниз сила R_2 , при этом $R_2 = \rho g (V + V_1)$, т.к. $V + V_1$ – объём жидкости непосредственно над оболочкой (т.е. $V + V_1$ – объём фигуры $ABCDFA'B'C'D'F'$).

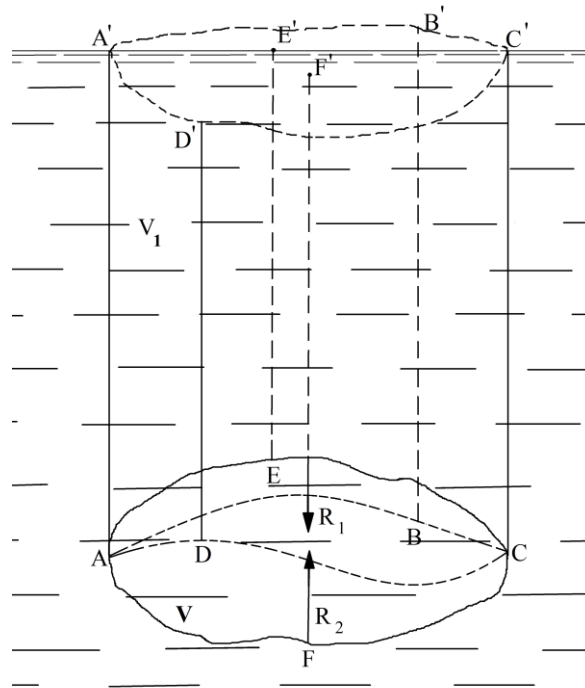


Рисунок 2.11 - К рассмотрению закона Архимеда

По основному закону гидростатики давление зависит только от глубины расположения точек поверхности $ABCDF$. Следовательно, интересующая нас сила R_2 , действующая на $ABCDF$ снаружи, по модулю равна силе R_2 , но направлена в противоположенную сторону, т.е. вверх. Итак,

$$R_2 = \rho g (V + V_1), \quad (2.16)$$

Очевидно, что всегда $(V + V_1) > V_1$ и согласно равенствам (2.15) и (2.16) $R_2 > R_1$. Таким образом, полная сила R , обусловленная давлением на поверхность погружённого тела, всегда направлена вверх, и равна её модулю $R = R_2 - R_1$, т.е.

$$R = \rho g V. \quad (2.17)$$

Произведение $\rho g V$ равно весу жидкости, вытесненной телом. Равенство (2.17) остаётся также справедливым и для тела, лишь частично погружённого в жидкость.

Формула (2.17) выражает закон Архимеда:

На тело, погружённое в жидкость, действует выталкивающая сила, которая направлена вертикально вверх, и модуль которой равен весу вытесненной телом жидкости.

Выталкивающая сила R является равнодействующей элементарных выталкивающих сил и поэтому приложена в центре тяжести вытесненного объёма жидкости, который называют центром водоизмещения.

Плавучесть тела. Плавучестью называют способность тела плавать в жидкости в погружённом или частично погружённом состоянии.

Закон Архимеда является фундаментом теории плавания. Действительно, плавает тело массой m или тонет зависит от разности действующих на него сил: силы тяжести mg и архимедовой силы R . Так, при $mg > R$ - тело тонет; при $mg < R$ - тело всплывает и находится в частично погружённом состоянии; при $mg = R$ - тело плавает в погруженном состоянии на произвольной глубине (такое состояние называют взвешенным).

Обозначив плотность тела через ρ_m , можно написать

$$mg = \rho_m V g$$

Используя это равенство и закон Архимеда (2.17), нетрудно показать, что условие плавания $mg < R$ эквивалентно условию

$$\rho_m < \rho, \quad (2.18)$$

где ρ – плотность рассматриваемой жидкости.

Таким образом, при выполнении условия (2.18) тело плавает и, наоборот, тело тонет при

$$\rho_m > \rho \quad (2.19)$$

Если полностью погрузить тело, для которого выполнено условие плавания (2.18), то выталкивающая сила R будет больше mg и под действием разности этих сил тело всплывает. По мере всплытия объём вытесненной жидкости уменьшается. При этом уменьшается и архимедова сила. Это будет происходить до тех пор, пока архимедова сила R не станет равной силе тяжести mg . Таким образом, установится определённая глубина погружения, при которой частично погружённое плавающее тело будет находиться в равновесии. При этом соблюдается ранее упомянутое условие

$$mg = R. \quad (2.20)$$

Как известно из механики, для равновесия тела помимо условия компенсации действующих на тело сил (2.20) нужно, чтобы и моменты этих сил также компенсировались. Для простейшего случая плавания полностью погружённого тела, это второе условие приводит к требованию, чтобы центр водоизмещения и центр тяжести тела лежали на одной вертикали. Равновесие погружённого тела будет устойчивым, если центр тяжести тела лежит ниже центра водоизмещения. Будучи выведенным, из положения равновесия, тело стремится вернуться в исходное положение. В том случае, когда центр тяжести тела лежит выше центра водоизмещения, положение погружённого тела неустойчиво и, будучи выведенным, из такого положения равновесия, оно стремится перейти к другому (устойчивому) положению. При совпадении центров тяжести и водоизмещения тело находится в состоянии безразличного равновесия.

Глава 3 Гидродинамика

3.1 Основные понятия

В гидродинамике рассматривают законы движения жидкости в трубах, каналах и пористых телах, а также вопросы обтекания тел жидкостью.

Движение жидкости существенно отличается от движения твёрдого тела. Как известно из механики, движение твёрдого тела можно представить в виде суммы двух движений: поступательного и вращательного. При этом расстояние между двумя любыми его точками остаётся неизменным. В отличие от твёрдого тела расстояние между частицами жидкости не сохраняется в процессе движения. Перемещение достаточно малого объёма жидкости можно представить в виде суммы трёх движений: поступательного и вращательного всего объёма в целом, а также перемещения различных частиц объёма относительно друг друга.

Отличительной и самой существенной чертой жидкости является способность перемещения её частиц относительно друг друга.

Движущаяся жидкость, как и покоящаяся, подвержена действию внешних массовых сил. Однако в движущейся жидкости необходимо учитывать ещё и силы трения (вязкость жидкости).

Величинами, характеризующими состояние движущейся жидкости, являются скорость её течения и давление. Основная задача гидродинамики – установить взаимосвязь между ними при заданной системе внешних сил, действующих на движущуюся массу жидкости.

Элементарная струйка. Основным элементом гидравлической модели потока является элементарная струйка. Для её определения введём несколько необходимых понятий.

Если выделенный объём жидкости настолько мал, что можно пренебречь изменением его формы, то его называют жидкой частицей. Кривая, которую описывает жидкая частица при своём движении, называется траекторией жидкой частицы.

Если в каждый момент времени известен вектор скорости жидких частиц в каждой точке движущегося объёма жидкости, то говорят, что задано поле скоростей жидкости. Если знать распределение (т.е. поле) скоростей потока и зависимость этого распределения от времени, то движение жидкости будет полностью определено. Направление скоростей в потоке характеризуется так называемыми линиями тока.

Линией тока называют воображаемую кривую, проведённую в жидкости таким образом, что каждая частица жидкости, находящаяся в ней в данный момент времени, имеет скорость, совпадающую по направлению с касательной к этой кривой.

Такая условно принятая линия тока в отличие от траектории объединяет множество частиц жидкости в данный момент времени.

Если при движении жидкости поле скоростей не изменяется с течением времени, то такое движение называют *установившимся*, или *стационарным*.

В *установившемся движении* каждая частица в какой – либо точке пространства имеет ту же скорость, какую имели в этой точке все предыдущие частицы и будут иметь все последующие.

Если поле скоростей жидкости меняется со временем, то движение называют *неустановившимся* или *нестационарным*. Линия тока при этом не совпадают с траекториями жидких частиц. Касательные к линии тока дают направление скорости различных частиц, находящихся в данный момент в различных точках, например в точках 1 и 2 (рис.3.1)

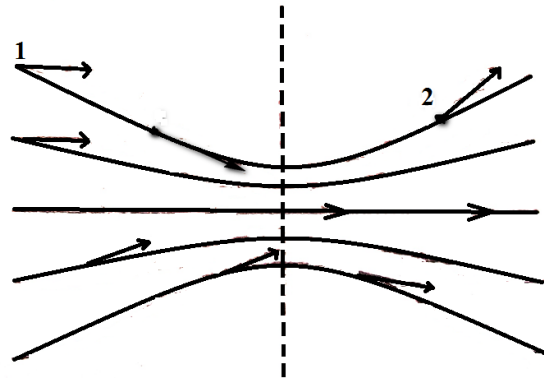


Рисунок 3.1 - Линии ток

Касательные же к траектории жидкой частицы являются скорости одной и той же частицы, но в различные моменты времени. На рис.3.1 этому соответствуют два положения одной частицы сначала в точке 1, а затем в точке 2. Если распределение скоростей в потоке меняется со временем, то за время, пока одна частица дойдёт от точки 1 до точки 2, скорость в точке 2 может измениться.

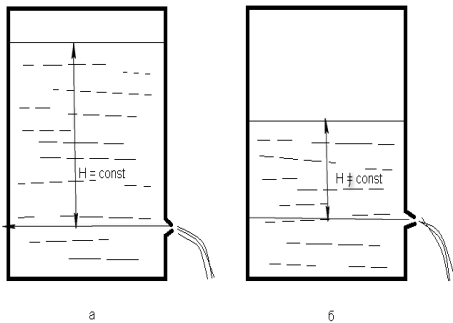


Рисунок 3.2 - Истечение жидкости

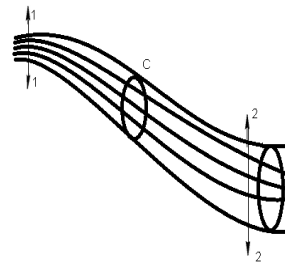


Рисунок 3.3 - Трубка тока

Из приведённого рассуждения следует, что в установившемся потоке линии тока совпадают с траекториями жидких частиц. Примером установившегося движения может служить процесс истечения жидкости из отверстия в стенке сосуда (рис.3.2,а) при условии, что уровень жидкости в сосуде всё время остаётся неизменным. Примером неустановившегося движения является тот же процесс истечения жидкости из отверстия в стенке сосуда (рис.3.2,б), если при этом уровень жидкости в сосуде изменяется с течением времени.

Проведём мысленно линию тока через каждую точку малого замкнутого контура c , выделенного в жидкости (рис.3.3). Полученную трубчатую поверхность называют трубкой тока. Поскольку касательные к линиям тока дают направления скоростей частиц, то частицы никогда не покинут трубки тока, в которых они находятся. Жидкость, заполняющая трубку тока, образует элементарную струйку. При стационарном течении форма элементарных струек не меняется, т. к. не меняется форма линий тока. Сечения, перпендикулярные линиям тока называются *живыми сечениями* или просто сечениями струйки и обозначают A .

Различные величины, характеризующие течение элементарных струек, являются весьма важными, т.к. они дают точное дифференциальное (не усреднённое) описание движения. Такими величинами являются скорость и элементарный расход жидкости в струйке. Так как живое сечение струйки весьма мало, скорости жидкости в различных точках сечения можно считать равными между собой и называть скоростью жидкости в струйке, обозначив эту скорость v .

Элементарным объёмным (или массовым) расходом называют объём (или массу) жидкости, протекающей через сечение струйки в единицу времени. Единица массового расхода – килограмм в секунду (кг/сек); единица объёмного расхода – кубический метр в секунду (м³/сек).

Если обозначить элементарный объёмный расход через q , а массовый – через m , то зависимость между ними выразится равенством

$$m = q\rho \quad (3.1)$$

где ρ – плотность жидкости в сечении элементарной струйки.

Рассмотрим движение несжимаемой жидкости в элементарной струйке. Так как частицы жидкости не покидают струйку и жидкость несжимаема, то элементарные объёмные расходы в любых двух сечениях струйки, например в сечениях 1 – 1 и 2 – 2 (рис.3.2), должны быть равны между собой в каждый момент времени:

$$q_1 = q_2 \quad (3.2)$$

С другой стороны, элементарный объёмный расход жидкости в сечении площадью A равен

$$q = Av \quad (3.3)$$

За 1 сек. частицы жидкости проходят путь, численно равный v , следовательно, Av – объём цилиндра высотой v и основанием A , а именно этот объём проходит за 1сек через сечение струйки. Из формул (3.2) и (3.3) следует равенство

$$A_1v_1 = A_2v_2 = Av = const \quad (3.4)$$

Уравнения (3.3) и (3.4) называют уравнениями неразрывности струйки.

Поток. В задачах гидродинамики обычно рассматривают ограниченные потоки. Границами потоков при этом являются твёрдые стенки труб, каналов, открытая поверхность жидкости, а также поверхности обтекаемых потоком тел (рис.3.4).

Поток можно рассматривать как пучок элементарных струек. Поэтому и для всего потока вводятся понятия, аналогичные тем, которые были введены для элементарных струек. При этом величины, аналогичные рассмотренным, обозначим теми же буквами, но с соответствующими индексами. Живым сечением потока называют сечение, нормальное к общему направлению движения жидкости. Площадь A_n живого сечения потока равна сумме площадей живых сечений составляющих его элементарных струек:

$$A_n = \sum A$$

Расходом потока (объёмным Q или массовым M) называют объём или массу жидкости, протекающей через живое сечение потока в единицу времени. Аналогично формуле (3.1) имеем

$$M = Q\rho \quad (3.5)$$

Следует заметить, что в формуле (3.1) ρ «местное» (в малом сечении) значение плотности. В формуле (3.5) это средняя плотность в «большом» сечении потока. Различие в плотности по сечению потока может быть вызвано разными причинами, например различными температурами в каждой точке потока (течение расплавленного металла, движение жидкости в теплообменниках и т.п.)

Для того чтобы определить объёмный расход потока, необходимо ввести понятие средней скорости потока. Поток, протекающий по руслу, ограниченному стенками, в разных точках поперечного сечения имеет соответственно разные скорости. Частицы жидкости, соприкасающиеся со стенками трубы (русла, канала), прилипают к стенке и остаются неподвижными. Скорость этих частиц равна нулю. Струйки, протекающие непосредственной близости к прилипшим частицам, вследствие внутреннего трения в жидкости тормозятся и уменьшают свою скорость. По мере удаления струек жидкости от стенок их скорость возрастает и на оси потока, т.е. в центре трубы (русла, канала) принимает максимальное значение. Эту скорость называют осевой скоростью.

Скорость элементарных струек потока, протекающих между стенками и осью, изменяется в пределах от нуля до максимальной осевой скорости.

Для упрощения вводят среднюю скорость потока v , определяемую следующим образом:

$$v = Q/A. \quad (3.6)$$

Откуда объёмный расход равен

$$Q = vA. \quad (3.7)$$

В формуле (3.6) v - средняя скорость элементарной струйки.

В формуле (3.7) v - истинная (точная) скорость элементарной струйки.

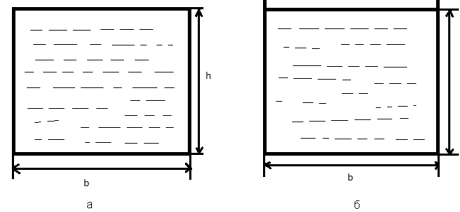
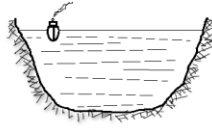
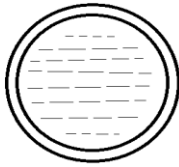


Рисунок 3.4 - Граница потока

Рисунок 3.5 - Смоченный периметр

Так же как и для струйки, для потока несжимаемой жидкости справедливо уравнение неразрывности. При любом течении любые два объёма жидкости, протекающие в один и тот же момент времени через произвольные сечения 1 – 1 и 2 – 2 потока (рис.3.3), равны между собой:

$$A_1 v_1 = A_2 v_2 = Q \quad (3.8)$$

Если же течение жидкости стационарно, то для любого момента времени

$$Av = \text{const}. \quad (3.9)$$

Из равенства (3.8) следует, что скорость обратно пропорционально живому сечению потока

$$v_1/v_2 = A_2/A_1 \quad (3.10)$$

Примером может служить: скорость течения рек в местах их сужения увеличивается.

Одной из величин, характеризующих геометрию потока, является так называемый смоченный периметр.

Смоченным периметром π называют длину той части границы живого сечения, по которой поток соприкасается с ограничивающими его стенками. На рис. 3.5 смоченный периметр выделен жирными линиями. Если геометрический периметр того же сечения обозначить через π' , то всегда $\pi \leq \pi'$.

На рис.3.5,а смоченный периметр совпадает с геометрическим, так как жидкость со всех сторон ограничена твёрдыми стенками. На рис. 3.5,б смоченный периметр меньше геометрического на длину линии свободной поверхности жидкости. Если геометрический периметр на этом рисунке равен $2h + 2b$, то смоченный периметр равен $2h + b$.

Отношение площади A живого сечения к смоченному периметру π называют гидравлическим радиусом сечения.

$$R = A/\pi$$

Не следует смешивать гидравлический радиус с геометрическим. Понятие гидравлического радиуса имеет смысл для любого потока, ограниченного стенками. Геометрический радиус существует только при течении жидкости в трубе. Однако даже в этом случае геометрический радиус не совпадает с гидравлическим. Геометрический равен $r = d/2$, а гидравлический

$$R = \pi d^2 / 4\pi d = d/4 \neq r.$$

Для канала прямоугольного сечения (рис. 3.5) гидравлический радиус равен

$$R = bh/[2(b+h)] \text{ для случая (а)}$$

$$\text{и } R = bh/(b+2h) \text{ для случая (б)}$$

Два режима течения жидкости. Осборн Рейнольдс в конце XIX века методом окрашивания струй установил, что существуют два режима течения жидкости: ламинарный и турбулентный.

Ламинарным (послойным) называется режим течения, когда силы вязкости соизмеримы с силами инерции и для которого характерно отсутствие обмена частиц между слоями (перемешивание жидкости по сечению потока), т.е. доля частицдвигающихся в поперечном направлении составляет не более 1...3% от общего числа частиц.

Турбулентным называется режим течения, когда силы инерции преобладают над силами вязкости и для которого характерен интенсивный обмен частиц между слоями (более 90% от общего числа).

Существует два вида движения жидкости *напорное* и *безнапорное*.

Напорным называется движение без свободной поверхности, т.е. когда жидкость занимает весь внутренний объём трубопровода или движение под действием перепада давления (например, движение воды в системе водоснабжения, движение теплоносителя в системах теплоснабжения).

Безнапорным называется движение со свободной поверхностью или движение под действием силы тяжести (например, движение воды в реке).

На рис.3.6,а приведена принципиальная схема опыта Рейнольдса. Резервуар 2 заполнен жидкостью, уровень которой поддерживается постоянным. К резервуару присоединена стеклянная трубка 3, снабжённая краном 4, регулирующим скорость движения жидкости. Для того чтобы наблюдать характер потока в трубке 3, в неё по трубке 1 вводят подкрашенную жидкость с теми же физическими свойствами, что и в сосуде. При этом скорость движения подкрашенной струйки должна быть близка к скорости потока в трубке 3.

При небольших скоростях потока в трубке 3 подкрашенная струйка движется. Не смешиваясь с основной массой жидкости, в виде отчётливо выражено тонкой нити (3.6,б). При этом поток устойчиво движется в трубке параллельными несмешивающимися струйками или слоями. Такое движение жидкости, при котором возможно существование стационарных траекторий её частиц, называют ламинарным или слоистым.

С увеличением скорости потока выше определённого значения течение жидкости в трубке скачкообразно меняет свой характер. При этом окрашенная струйка теряет форму прямой нити, принимает волнообразные очертания и, наконец, полностью размывается. Движение становится беспорядочным и поток всё время перемешивается (рис.3.6,в).

Движение жидкости с хаотично изменяющимися во времени траекториями частиц, при котором в потоке возникают нерегулярные пульсации скорости, давления и других параметров называют турбулентным движением.

Рейнольдс в своих опытах изменял не только скорость, но и диаметр трубопровода и вязкость жидкостей (путём её охлаждения или подогрева). При этом он установил, что ламинарный режим тем легче осуществить, чем:

1. Меньше скорость движения жидкости v .
2. Меньше диаметр трубы d по которой течёт жидкость.
3. Больше динамическая вязкость жидкости μ .
4. Меньше её плотность ρ .

Турбулентному режиму соответствует:

1. Большие скорости движения жидкости.
2. Большие диаметры труб.
3. Большая плотность.
4. Малая вязкость.

Из перечисленных изменяемых величин Рейнольдс составил безразмерный комплекс

$$Re = v d \rho / \mu, \quad (3.11)$$

который является очень важной динамической характеристикой движения вязкой жидкости.

Величину Re называют числом Рейнольдса.

Если ввести кинематическую вязкость $\nu = \mu/\rho$, то формула (3.11) примет вид

$$Re = v d / \nu \quad (3.12)$$

Выразив диаметр трубы d через гидравлический радиус ($d=4R$) получим

$$Re = 4\nu R / \nu \quad (3.13)$$

По формуле (3.13) можно вычислить число Рейнольдса для потока любого сечения. Режим течения определяется числом Рейнольдса и не зависит от величин ν, d, μ , и ρ в отдельности. Существуют значение числа Рейнольдса, которое называют критическим $Re_{кр}$. При $Re < Re_{кр}$ течение ламинарное, а при $Re > Re_{кр}$ – турбулентное. Точнее, в каждом конкретном случае существует некоторый узкий диапазон значений чисел Рейнольдса, которые можно рассматривать как критические. При критических значениях числа Рейнольдса и происходит смена режимов движения жидкости (эту смену можно считать скачкообразной, так как диапазон $Re_{кр}$ узок). Опытами установлено, что для напорного движения жидкости в цилиндрических трубах круглого сечения $Re_{кр} \approx 2300$.

Однако на значение $Re_{кр}$ оказывают влияние различные возмущения, возникающие в потоке на входе его в трубу, а также возмущения от различных запорных устройств, встречающихся на пути потока (клапанов, кранов, переходных камер и т.д.).

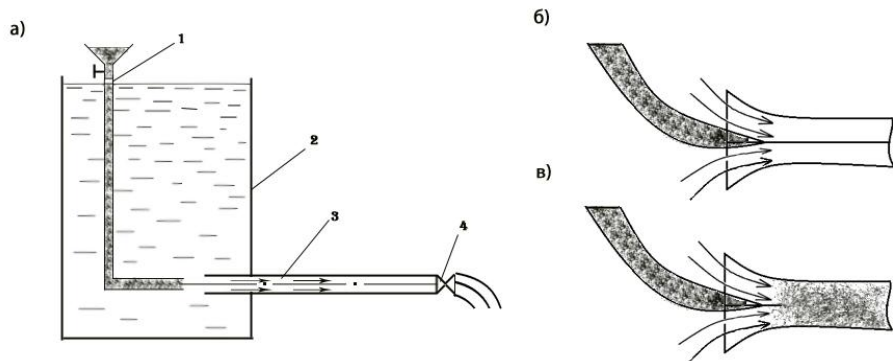


Рисунок 3.6 - Опыт Рейнольдса

Путём тщательного устранения источников возмущения при течении в круглых трубах удавалось значительно повысить $Re_{кр}$. При этом созданное ламинарное течение становится неустойчивым и при незначительных возмущениях переходило в турбулентное. Для условий, которые обычно наблюдаются на практике, поток в трубах турбулентный тогда, когда число Re превышает 2300.

Дифференциальное уравнение движения идеальной жидкости (уравнение Эйлера) может быть получено из дифференциального уравнения равновесия той же жидкости, если, согласно принципу Д'Аламбера, к действующим силам присоединить силы инерции, т.е.

$$\rho(Xdx + Ydy + Zdz) = dp + \frac{\rho}{2} dv^2$$

где v – скорость движения частицы жидкости, м²/с.

3.2 Энергия элементарной струйки. Уравнение Бернулли

Рассмотрим участок элементарной струйки несжимаемой идеальной (невязкой жидкости) между плоскими, нормальными к оси струйки сечениями 1-1 и 2-2 (рис.3.7).

Площадь поперечного сечения струйки, скорость и давление обозначим: в сечении 1-1 через A_1, v_1, p_1 , а в сечении 2-2 через A_2, v_2, p_2 .

Пусть z_1 и z_2 соответствующие высоты, т.е. расстояния от горизонтальной плоскости $O - O$ до центров тяжести объёмов $1 - 1'$ и $2 - 2'$.

Рассмотрим стационарное течение в струйке за некоторый малый промежуток времени Δt , в течение которого объём элементарной струйки переместится из положения $1 - 2$ в положение $1' - 2'$. Найдём изменение энергии объёма струйки при его перемещении.

Как известно из курса теоретической механики, приращение полной (потенциальной плюс кинетической) энергии тела равно сумме работ всех действующих на него сил:

$$\Delta E = \sum P \Delta s \quad (3.14)$$

где $P \Delta s$ – работа производимая силой P , действующей на тело на элементарном пути Δs .

Элементарный путь Δs обычно рассматривают как проекцию элементарного перемещения точки приложения силы P на её направление.

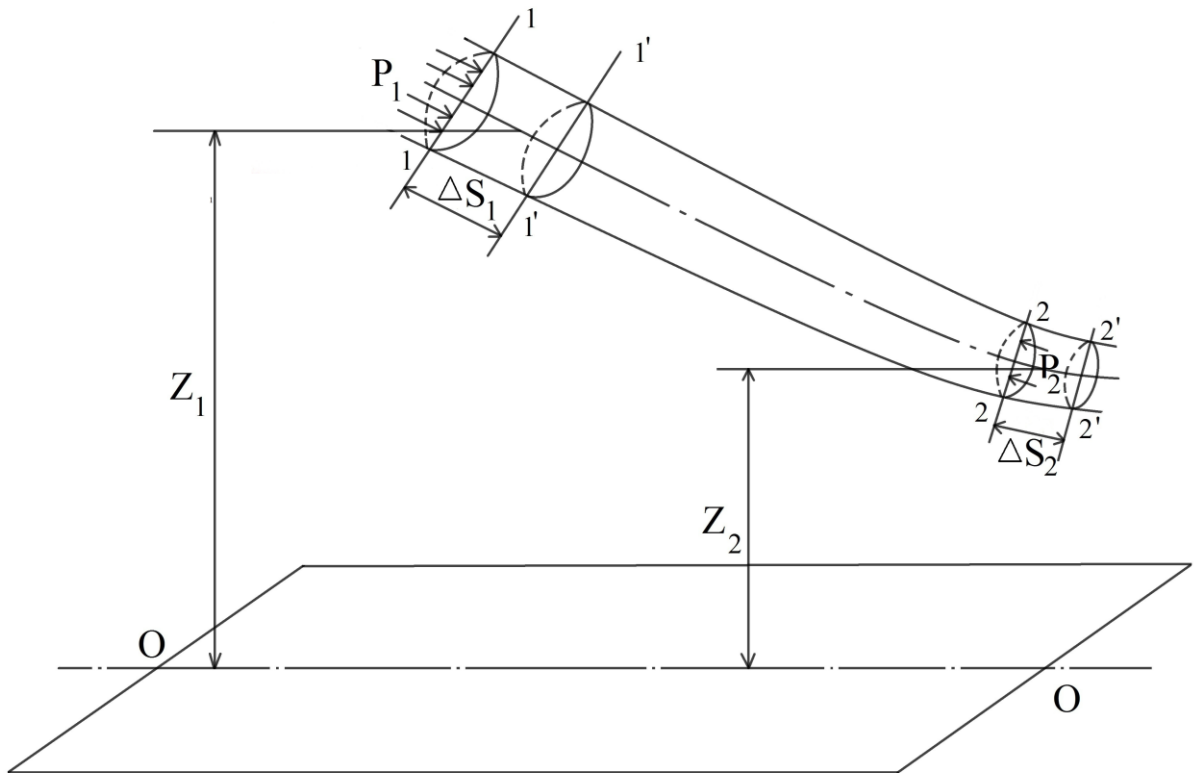
В рассматриваемом случае за время Δt жидкость в струйке переместится из положения $1 - 2$ в положение $1' - 2'$. При этом сечение $1 - 1'$ переместится на малую длину

$$\Delta s_1 = v_1 \Delta t \quad (3.15)$$

а сечение $2 - 2'$ соответственно на

$$\Delta s_2 = v_2 \Delta t \quad (3.16)$$

При таком перемещении энергия струйки изменится. Однако при стационарном течении энергия той части жидкости, которая заполняет объём между сечениями $1' - 1'$ и $2 - 2'$, остаётся неизменной.



Рисуно

к 3.7 - Элементарная струйка. К выводу уравнения Бернулли

При этом всё изменение энергии элемента жидкости будет таким же, как если бы левый слой, заключённый между сечениями $1 - 1$ и $1' - 1'$, занял бы место правого слоя, заключённого между сечениями $2 - 2$ и $2' - 2'$.

Так как участки Δs_1 и Δs_2 струйки предельно малы, то условно эти участки можно считать цилиндрическими, тогда соответствующие им объёмы Δq_1 и Δq_2 определяются равенствами:

$$\Delta q_1 = A_1 \Delta s_1 = A_1 v_1 \Delta t; \quad \Delta q_2 = A_2 \Delta s_2 = A_2 v_2 \Delta t.$$

Определим потенциальную E_p и кинетическую E_k энергии относительно плоскости О – О для массы жидкости $\Delta m_1 = \rho \Delta q_1$ и $\Delta m_2 = \rho \Delta q_2$. Потенциальная энергия массы Δm_1 определяется равенством

$$E_{p1} = \Delta m_1 g z_1 = \rho A_1 v_1 \Delta t g z_1 \quad (3.17)$$

а кинетическая энергия

$$E_{k1} = \Delta m_1 v_1^2 / 2 = \rho A_1 \Delta t v_1^3 / 2. \quad (3.18)$$

Потенциальная и кинетическая энергии массы жидкости Δm_2 в объёме Δq_2 определяются равенствами:

$$E_{p2} = \rho A_2 v_2 \Delta t g z_2 \quad (3.19)$$

$$E_{k2} = \rho A_2 \Delta t v_2^3 / 2. \quad (3.20)$$

Из формул (3.17) и (3.20) видно, что полная энергия произвольного участка струйки объёмом $A v \Delta t$ определяется, как сумма энергии

$$E = E_k + E_p = \Delta t A v (\rho v^2 / 2 + \rho g z).$$

Изменение потенциальной и кинетической энергии для всей элементарной струйки можно записать в виде

$$\Delta E = (E_{k2} - E_{k1}) + (E_{p2} - E_{p1}) \quad (3.21)$$

Подставив в уравнение (3.21) выражение для энергий из равенств (3.17) - (3.21), получим

$$\Delta E = (\rho/2) (A_2 v_2^3 - A_1 v_1^3) \Delta t + \rho g (A_2 v_2 z_2 - A_1 v_1 z_1) \Delta t. \quad (3.22)$$

При перемещении сечения 1 – 1 в 1' – 1' и сечения 2 – 2 в 2' – 2' работа ΔL сил $F_1 = p_1 A_1$ и $F_2 = p_2 A_2$, приложенных к струйке, с учётом (3.15) и (3.16) составит

$$\Delta L = p_1 A_1 v_1 \Delta t - p_2 A_2 v_2 \Delta t. \quad (3.23)$$

Согласно уравнению (3.14) изменение полной энергии элементарной струйки должно быть равно работе сил давления, приложенных к струйке:

$$\Delta E = \Delta L$$

Подставив в полученное равенство значения изменения энергии струйки из равенства (3.22) и значения совершённой работы ΔL из равенства (3.23) получим

$$(\rho/2) (A_2 v_2^3 - A_1 v_1^3) \Delta t + \rho g (A_2 v_2 z_2 - A_1 v_1 z_1) \Delta t = p_1 A_1 v_1 \Delta t - p_2 A_2 v_2 \Delta t \quad (3.24)$$

Разделив обе части уравнения на Δt , на g и на $m = \rho A v$ и после некоторых преобразований получим

$$v^2 / (2g) + z + p / (\rho g) = const \quad (3.25)$$

Уравнение (3.25) называется уравнением Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости. Все три члена уравнения имеют линейную размерность. Величина z являясь геометрической высотой, измеряется в метрах.

Геометрический смысл уравнения Бернулли заключается в том, что при установившемся движении идеальной жидкости сумма трёх высот: геометрический z , пьезометрический $p / (\rho g)$ и скоростной $v^2 / (2g)$ – не меняется вдоль данной элементарной струйки.

Уравнение Бернулли (3.25) выражает закон баланса энергии. Первые его два члена $v^2 / (2g)$ и z представляют собой кинетическую и потенциальную энергию потока, отнесённые к единице массы жидкости, а последний член $p / (\rho g)$ – работу внешних сил. Сумму всех трёх слагаемых в левой части формулы (3.25), т.е. трёхчлен

$v^2 / (2g) + z + p / (\rho g)$, называют полным напором и обозначают H

$$H = v^2 / (2g) + z + p / (\rho g), \quad (3.25, a)$$

где z – геометрический напор;

$p / (\rho g)$ – пьезометрический напор;

$v^2/(2g)$ - скоростной напор.

В качестве примеров, поясняющих уравнение Бернулли, рассмотрим принципы действия некоторых приборов, предназначенных для измерения скорости течения жидкости. Простейшим прибором для измерения скорости в открытом потоке служит трубка Пито (рис. 3.8). Она представляет собой изогнутую трубку небольшого диаметра, установленную в потоке движущейся жидкости открытым концом навстречу течению, и так, что ось трубки совпадает с направлением потока.

При этом в вертикальной части трубки жидкость поднимается на высоту h , равную скоростному напору $h = v^2/(2g)$. Откуда

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Фактически наличие трубки в потоке несколько изменит общее распределение давления, и поэтому скорость определяют по формуле. Кроме того в реальной жидкости сказывается влияние вязкости. Поэтому вводится коэффициент ζ_1

$$v = \zeta_1 \sqrt{2gh} \quad (3.26)$$

где ζ_1 — находят экспериментально для каждой трубки.

Трубку Пито можно использовать и для замера скорости в закрытых трубопроводах (рис.3.9), применяя её совместно с обычной пьезометрической трубкой.

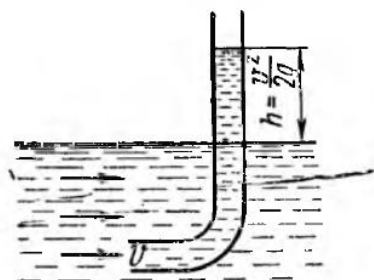


Рис. 3.8. Трубка Пито

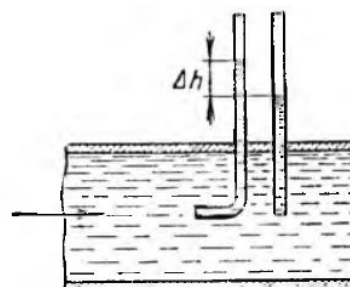


Рис. 3.9. Трубка Прандля

Такое устройство, сочетающее трубку Пито и пьезометрическую трубку, называют трубкой Прандля). В этом устройстве трубка Пито показывает полный напор жидкости в трубе $v^2/(2g) + p/(\rho g)$, а пьезометрическая трубка — статистический напор $p/(\rho g)$ в той же самой трубе. Разность этих напоров — $v^2/(2g)$ равна разности уровней Δh в обеих трубках. Таким образом,

$$v = \sqrt{2g\Delta h}$$

Для того чтобы учесть влияние вязкости и внесённое трубкой изменение в распределение скоростей и давлений в потоке, так же как и для трубки Пито, вводят поправочный коэффициент ζ_2 :

$$v = \zeta_2 \sqrt{2g\Delta h} \quad (3.27)$$

Расход жидкости измеряют трубкой Вентури (рис.3.10,а) или диафрагмой (рис.3.10,б). Составим уравнение Бернулли для сечений 1 - 1 и 2 - 2, преобразовав которое получим,

$$(p_1 - p_2)/(\rho g) = v_2^2/(2g) - v_1^2/(2g).$$

Известно, что

$$(p_1 - p_2)/(\rho g) = h_2 - h_1 = h$$

Поэтому

$$h = \frac{1}{2g} (v_2^2 - v_1^2) \quad (3.28)$$

Из уравнения неразрывности (3.8) имеем

$$v_1 = Q/A_1 \text{ и } v_2 = Q/A_2$$

где $A_1 = \pi D^2/4$ и $A_2 = \pi d^2/4$.

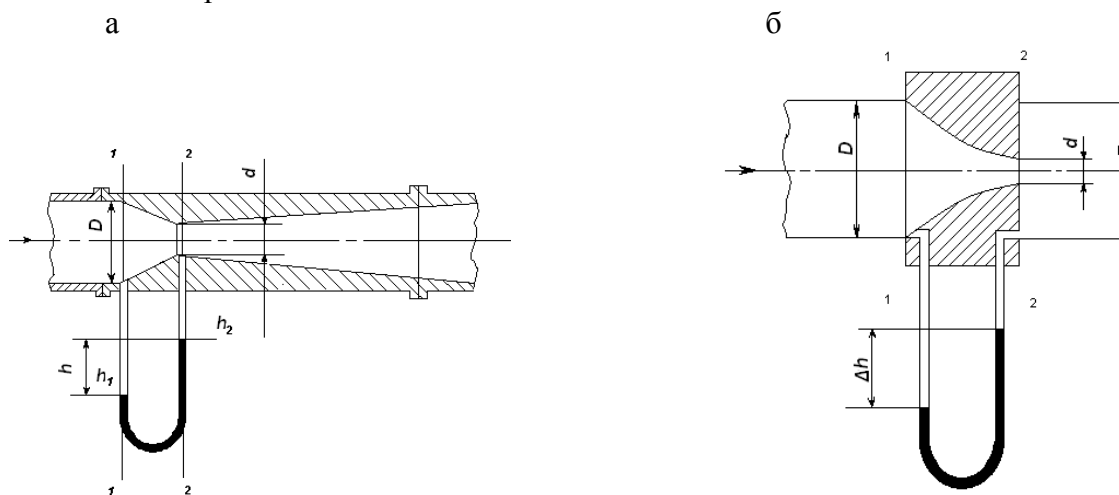
Подставив значения v_1 и v_2 в формулу (3.28) и решив полученное уравнение относительно Q , найдём расход жидкости

$$Q = A_2 \sqrt{\frac{2gh}{1 - (A_2/A_1)^2}} = \sigma \sqrt{h} \quad (3.29)$$

$$\sigma = A_2 \sqrt{\frac{2g}{1 - (A_2/A_1)^2}}$$

где σ - постоянная величина, которую обычно определяют при градуировке прибора.

Для вычисления расхода жидкости Q по формуле (3.29) необходимо измерить входной диаметр D (рис.3.10) трубы, а затем вычислить значение A_1 . После этого точно замерить выходной диаметр трубки Вентури или диафрагмы и рассчитать значение A_2 . По показаниям шкал пьезометрических трубок дифференциальных манометров определить значение напора h .



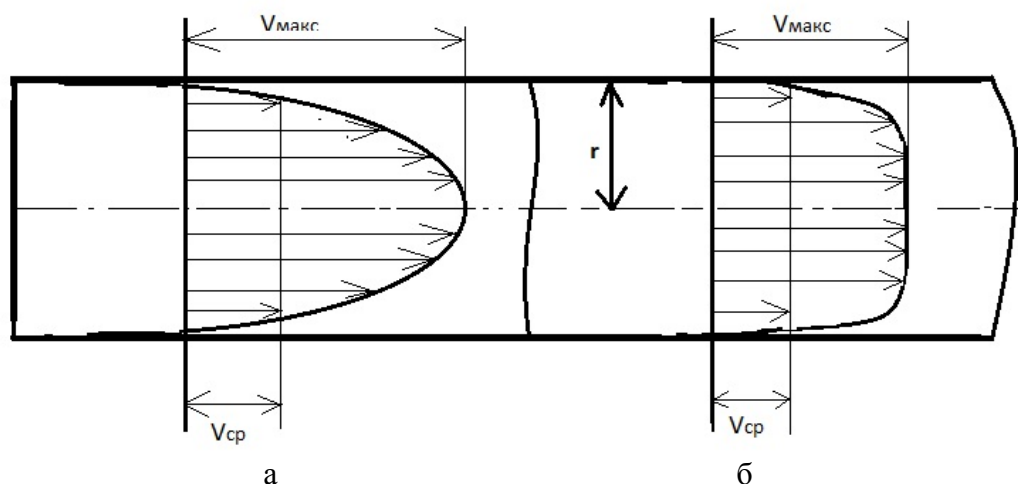
а – трубка Вентури; б - диафрагма

Рисунок 3.10 - Приборы для измерения расхода жидкости в закрытом трубопроводе

3.3 Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости

Движение жидкости в трубах. Движение жидкости может быть либо ламинарным, либо турбулентным. Теоретическими и лабораторными исследованиями установлен, что при ламинарном режиме движение вязкой жидкости в круглой цилиндрической трубке к её стенкам «прилипает» достаточно тонкий слой жидкости, скорость движения которого на стенках трубы равна нулю. Скорость движения последующих слоёв жидкости, по мере приближения их к оси трубы, увеличивается и достигает максимума в центре трубы. Таким образом, при ламинарном течении распределение скоростей по сечению трубы параболическое (рис.3.11,а). Распределение скоростей по сечению трубы при турбулентном течении устанавливается экспериментально. На стенах трубы скорости при этом также равны нулю вследствие «прилипания» к ним частиц жидкости. На очень небольшом расстоянии от поверхности стенки скорости могут иметь довольно большие значения, мало отличающиеся от значений скоростей в других точках сечения трубы. Вблизи оси трубы скорости жидкости увеличиваются, но незначительно (рис. 3.11,б). Однако течение с такими профилями скорости устанавливается не сразу на входе в трубу, а на некотором расстоянии от него и носит название гидродинамически

стабилизированного. На участке от входа в трубу и до начала стабилизированного течения характер движения жидкости претерпевает большие изменения. Во входном сечении (при достаточном закруглении стенок или если жидкость вытекает из достаточно большого объема) скорость постоянна. Но как только начинается движение по трубе, ближайшие к стенкам частицы жидкости прилипают к ним, вследствие чего скорость вблизи стенок резко уменьшается. Так как расход жидкости при этом сохраняется постоянным, то скорость в центре сечения трубы соответственно возрастает. При этом у стенок трубы образуется так называемый гидродинамический пограничный слой, т. е. слой, характеризующийся большим поперечным градиентом продольной составляющей скорости. Поперечным градиентом продольной составляющей скорости называют величину dv/dy из формулы 1.6. В зависимости от характера движения жидкости различают ламинарный и турбулентный пограничный слой.



а – ламинарный режим, б – турбулентный режим

Рисунок 3.11- Распределение скоростей при различных режимах течения в круглой трубе

В турбулентном пограничном слое всегда имеется тончайший подслой, называемый вязким, где турбулентные пульсации постепенно затухают вследствие действия сил вязкости. С момента входа жидкости в трубу и до установления стабилизированного течения толщина пограничного слоя постепенно нарастает по длине трубы, пока не заполнит всего сечения. С этого момента устанавливается постоянный профиль скорости, и течение становится стабилизированным.

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости. Определим, какие необходимо внести изменения в уравнение Бернулли, выведенное для струйки идеальной жидкости, чтобы оно стало применимо для потока реальной жидкости в трубе.

Первое изменение состоит в том, что при выводе уравнения Бернулли (3.24) для струйки идеальной жидкости скорости v во всех точках поперечного сечения струйки принимались одинаковыми. Поэтому член уравнения $v^2/2g$ выражал действительную удельную энергию струйки.

В потоке реальной жидкости скорости в разных точках поперечного сечения различны, и в расчёт вводят среднюю скорость. Подсчитанное по средней скорости значение удельной кинетической энергии потока оказывается несколько меньше его действительного значения. Поэтому для уравнения Бернулли для потока реальной жидкости вводят поправочный коэффициент $\alpha > 1$.

Второе изменение связано с тем, что при движении реальной жидкости часть энергии расходуется на преодоление различных сопротивлений движению жидкости. Поэтому в уравнение Бернулли вводится поправочный член h_n , учитывающий потери напора на некотором участке $1 - 2$.

С учётом этих поправок уравнение Бернулли для потока реальной жидкости принимает вид

$$\alpha_1(v_1^2)/2g + p_1/\rho g + z_1 = \alpha_2(v_2^2)/2g + p_2/\rho g + z_2 + h_n, \quad (3.30)$$

где α – поправочный коэффициент, который определяют опытным путём. Для ламинарного режима течения жидкости в круглой трубе $\alpha = 2$, а для турбулентного режима $\alpha = 1,04 - 1,13$; h_n – полная потеря напора. Она складывается из линейных потерь $h_{\text{дл}}$ и потерь на местные сопротивления h_m :

$$h_n = h_{\text{дл}} + h_m.$$

Линейные потери напора. Линейные потери напора представляют собой потери на преодоление внутреннего трения между различными слоями жидкости, движущимися относительно друг друга. Поэтому внутреннее трение существенно зависит от распределения скоростей в потоке, следовательно, и от режима течения жидкости.

Определим потерю напора $h_{\text{дл}}$ при стационарном ламинарном течении в круглой трубе. Выделим мысленно в жидкости соосный с трубой цилиндр длиной l и радиусом y . С внешней стороны на поверхность цилиндра действует касательное напряжение вязкого трения, которое можно определить по формуле (1.6)

$$\tau = \mu(dv/dy).$$

Следовательно на всю площадь $A = 2\pi y l$ поверхности цилиндра действует сила

$$F = 2\pi y l \mu (dv/dy) \quad (3.31)$$

Так как течение стационарно, то эта сила уравновешивается разностью сил $p_1 \pi y^2$ и $p_2 \pi y^2$, действующих на торцах цилиндра. Таким образом

$$2\pi y l \mu (dv/dy) + (p_1 - p_2) \pi y^2 = 0,$$

откуда

$$dv = - [(p_1 - p_2)/(2l\mu)] y dy$$

Учитывая граничные условия $v = 0$ при $y = r$, где r – радиус трубы, проинтегрируем правую часть последнего уравнения от y до r , а левую соответственно от 0 до v :

$$v(y) = \frac{p_1 - p_2}{2l\mu} \int_y^r y dy = \frac{p_1 - p_2}{4l\mu} (r^2 - y^2). \quad (3.32)$$

Таким образом, при ламинарном течении вязкой жидкости по круглому трубопроводу распределение скоростей в потоке параболическое (см. рис.3.11,а).

Интегрируя выражение для $v(y)$ заданного формулой (3.32) по поперечному сечению потока, получаем формулу Пуазейля для определения секундного расхода Q жидкости.

$$Q = \int_0^r v(y) 2\pi y dy = \pi/8 \frac{p_1 - p_2}{l\mu} r^4. \quad (3.33)$$

Используя равенство (3.33) и (3.7) можно определить среднюю скорость $v_{\text{ср}}$ потока, с которой обычно приходится иметь дело во всех гидравлических расчётах (обычно индекс «ср.» сбрасывают и обозначают просто v):

$$v = Q/\pi r^2 = [(p_1 - p_2) r^2]/8l\mu$$

С помощью последней формулы найдём перепад давлений $p_1 - p_2$ и определим значение линейной потери $h_{\text{дл}}$

$$h_{\text{дл}} = (p_1 - p_2)/\rho g = (8 l \mu / \rho g r^2) v \quad (3.34)$$

Из полученной формулы видно, что при ламинарном установившемся течении $h_{\text{дл}}$ пропорционально скорости потока. Если вместо радиуса использовать диаметр трубы $2r = d$ и число Рейнольдса $Re = \rho v d / \mu$, то формула (3.34) можно привести к виду

$$h_{\text{дл}} = (64/Re)(l/d)(v/2g) \quad (3.35)$$

Уравнение (3.35) может быть использовано при любых режимах течения жидкости и называют её формулой Дарси – Вейсбаха:

$$h_{\text{дн}} = (f(l/d)(v^2/2g),$$

где f - коэффициент трения - функция числа Рейнольдса.

При стабилизированном ламинарном течении в круглой трубе значения f определяется формулой Пуазейля.

$$f = 64/Re \quad (3.36)$$

Распределение скоростей в турбулентном потоке не имеет параболического характера (см. рис.3.11,б), а коэффициент трения $f \neq 64/Re$ и его зависимость от числа Рейнольдса определяется степенью шероховатости стенок труб.

Эту зависимость экспериментально исследовал И. Никурадзе на трубах с искусственной равномерной шероховатостью. По оси ординат отложен $\lg(100f)$, а по оси абсцисс - $\lg Re$. На рисунке (3.12) представлены шесть кривых, полученных для труб с различной относительной шероховатостью, которая характеризуется безразмерной величиной $\varepsilon = k/r$, где k — средняя высота шероховатости, а r — радиус трубы.

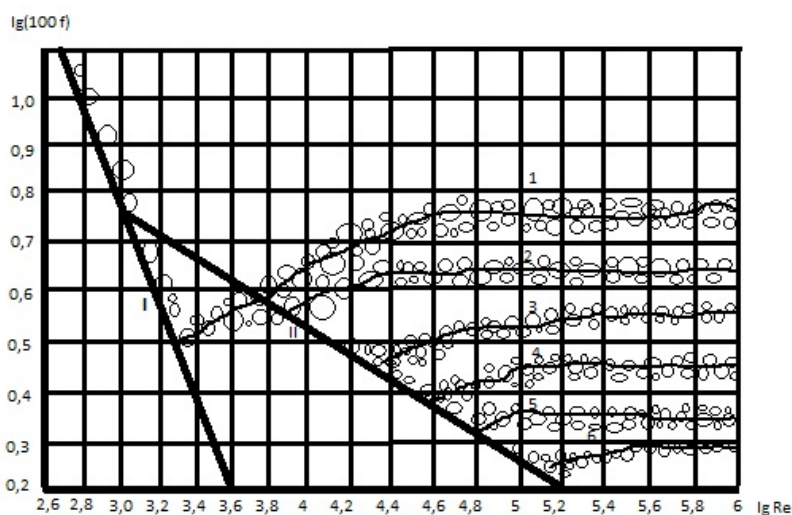


Рисунок 3.12 - Области распределения потока

Ниже приводятся значения ε , соответствующие каждой кривой на рис 3.12:

№ Кривой —	1	2	3	4	5	6
ε	0,066	0,0328	0,0166	0,00793	0,00397	0,00197

Анализируя кривые Никурадзе можно прийти к выводу, что график состоит из пяти зон.

Первая зона ($Re < 2300$, чему соответствует $\lg Re < 3,36$) — область ламинарного течения. Кривые для труб разной шероховатости в этой зоне совпадают с прямой 1, на которой $f = 64/Re$.

Вторая зона $2300 < Re < 4000$ — область перехода из ламинарного режима в турбулентный.

Третья зона $4000 < Re < 80 \cdot 1/\varepsilon$ - так называемая область гладких труб, в которой f зависит только от числа Рейнольдса Re и не зависит от шероховатости. Это происходит потому, что при движении жидкости с числом Рейнольдса в пределах третьей зоны выступы шероховатости оказываются погружёнными в вязкий подслои и поэтому, как и в первой зоне, не оказывают влияния на значение коэффициента трения f . Как видно из

графика, различные кривые на некотором участке (в пределах третьей зоны) укладываются на одну прямую (прямая II).

Четвёртая зона ($80 1/\varepsilon < Re < 1000 1/\varepsilon$) — область шероховатых труб, в ней f зависит как от ε , так и от Re .

Пятая зона ($Re > 1000 1/\varepsilon$) — квадратичная область, в которой f уже практически не зависит от числа Рейнольдса и является функцией только относительной шероховатости ε .

С помощью графика (рис. 3.12) легко получить значения коэффициентов трения f для труб различной шероховатости. В первой зоне величина f определяется формулой Пуазейля $f = 64/Re$. Для расчёта f в других зонах удобно пользоваться следующими формулами:

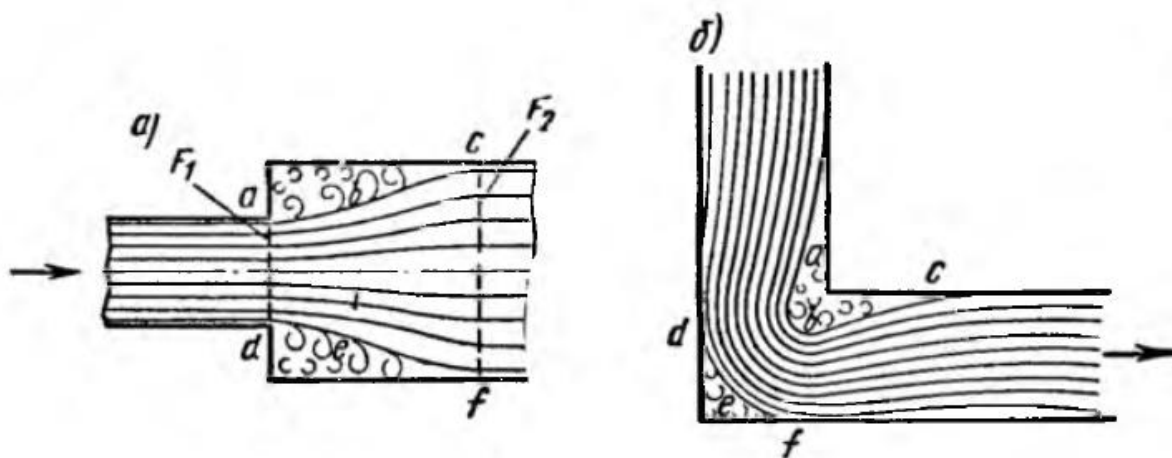
$$\text{во второй зоне} - f = 2,7/Re^{0,57} \quad (3.37)$$

$$\text{в третьей, четвёртой и пятой зонах} - 1/\sqrt{f} = -2 \lg[\varepsilon/7,4 + (6,81/Re)^{0,9}] \quad (3.38)$$

Для области гладких труб в равенстве (3.38) первым слагаемым в квадратных скобках можно пренебречь, а для квадратичной зоны можно пренебречь вторым слагаемым.

Местные потери напора. Местными сопротивлениями называют различные препятствия в трубопроводах – вентили, колена, краны, диффузоры, сужения и расширения.

При протекании жидкости через местные сопротивления возникают области вихревого неупорядоченного движения. На рис.3.13 эти области представляются отделёнными от основного потока поверхностями раздела abc и def . Потери напора на местные сопротивления обусловлены большими затратами энергии на внутреннее трение в подобных областях.



а – расширение трубы, б – колено

Рисунок 3.13 - Местные сопротивления

Для самых разнообразных местных сопротивлений зависимость этих потерь от скорости можно считать квадратичной и записать в виде

$$h_m = \zeta v^2 / 2g \quad (3.39)$$

где v – средняя скорость потока после местного сопротивления;

ζ – коэффициент местного сопротивления.

Приняв, что площадь сечения $a - d$ равна A_1 , а площадь сечения $c - f$ равна A_2 можно рассчитать коэффициент местного сопротивления. При внезапном расширении потока от сечения $a - d$ к сечению $c - f$ коэффициент ζ можно вычислить по формуле

$$\zeta = [(A_2/A_1) - 1]^2.$$

В диффузоре – коническом расширении трубы от сечения $a - d$ к сечению $c - f$ коэффициент ζ можно вычислить по формуле

$$\zeta = k [(A_2/A_1) - 1]^2$$

где k – экспериментальный коэффициент. Его зависимость от угла раствора конуса 20° приведена в таблице 3.1.

Таблица 3.1- Зависимость экспериментального коэффициента k от угла раствора конуса

Угол $2\theta^\circ$	Коэфф-т k	Угол	Коэфф-т k	Угол	Коэфф-т k	Угол	Коэфф-т k
5	0,13	30	0,71	70	1,13	120	1,05
15	0,26	50	1,03	90	1,07	160	1,02

θ – угол между осью и образующей конуса.

Для закруглений трубопровода с углом поворота φ коэффициент ζ можно определить по формуле Вейсбаха:

$$\zeta = [0,131 + 0,163(d/r)^{3,5}] \varphi/90^\circ,$$

где d - диаметр трубы;

r – радиус скругления.

Различные запорные устройства и тройники также представляют собой местное сопротивление. Значение коэффициентов для них определяются по справочникам.

3.4 Трубопроводы

Движение потока в закрытых и сплошь заполненных цилиндрических трубах широко используют для перемещения различных жидкостей (вода, нефть, растворы и т.д.) как в лабораторной, так и в производственной технике.

Отдельные или соединённые между собой трубы, по которым транспортируют жидкости и газы называют трубопроводами. Трубы для трубопроводов изготавливают различных диаметров: от весьма малых для контрольно-измерительной аппаратуры и лабораторной технике до очень больших, измеряемых метрами (трубопроводы для гидротехнических сооружений).

В зависимости от гидравлической схемы работы трубопроводы подразделяют на простые и сложные. В простых трубопроводах нет точек ответвления на всём промежутке от точки забора до точки потребления. Сложные трубопроводы состоят из основной магистральной трубы и ряда отходящих от неё ответвлений. Трубопроводы бывают с транзитным расходом, когда по всей их длине (от исходной точки до конечной) расход остаётся постоянным, и трубопроводы с путевым расходом, когда расход переменный, т.е. происходит раздача транспортируемой жидкости по пути её следования.

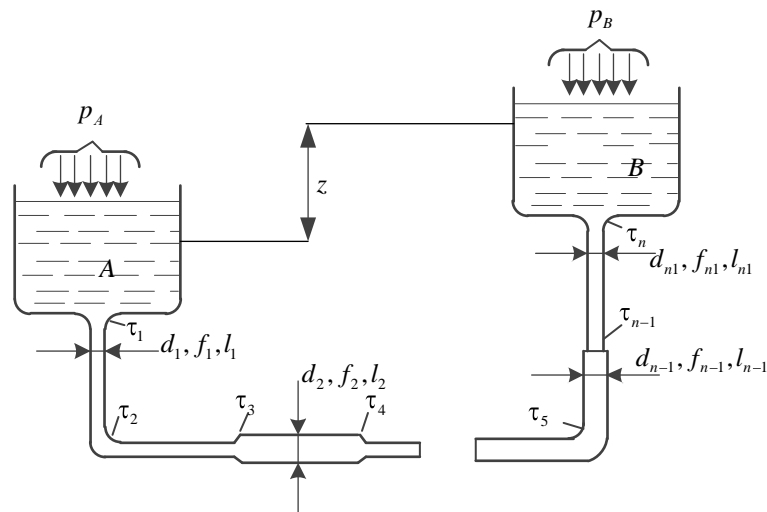


Рисунок 3.14 - Схема простого трубопровода

Обычно в трубопроводах жидкости перемещаются принудительно под некоторым заданным давлением. При этом жидкость оказывает давление на стенки труб изнутри, стремясь её разорвать. В тех случаях, когда трубы работают под давлением ниже атмосферного (всасывающие трубопроводы), они должны быть достаточно жёсткими и не сплющиваться под воздействием разности между давлением в трубе и атмосферным. Если же трубопровод должен быть гибким, его изготавливают из резины или пластических материалов. Такие трубопроводы бывают трёх видов:

- армированные изнутри по всей длине трубы проволочными витками в виде растянутой пружины;
- армированные проволочными витками, заложенными внутри стенок трубы при её изготовлении, образуя тройную стенку (полимер – арматура – полимер);
- вакуумные резиновые трубы, с толщиной стенки, равной внутреннему диаметру трубы.

Все три вида труб достаточно жёстки и хорошо сопротивляются сплющиванию.

Гидравлический расчёт простого трубопровода. При расчёте трубопровода следует решать три основные задачи (рис.3.14):

- 1 Определить перепад (потери) напора, необходимого для пропускания заданного расхода жидкости;
- 2 Определить расход жидкости при заданном перепаде напора;
- 3 Определить оптимальное сечение трубопровода.

Рассмотрим трубопровод из n участков труб с коэффициентами трения f_1, f_2, \dots, f_n и диаметрами d_1, d_2, \dots, d_n , длинами l_1, l_2, \dots, l_n . Пусть, кроме того, в трубопроводе имеется m местных сопротивлений с коэффициентами $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_m$.

Если по рассматриваемому трубопроводу поднимают воду на высоту z , то при стационарном течении полная потеря напора в соответствии с формулами (3.30), (3.36), (3.39) составит

$$\Delta H = \frac{p_A - p_B}{\rho g} = z + \sum_{i=1}^n f_i \frac{l_i}{d_i} \frac{v_i^2}{2g} + \sum_{k=1}^m \zeta_k \frac{v_k^2}{2g} \quad (3.40)$$

Формула (3.40) справедлива при условии, что резервуары достаточно большие (по сравнению с трубами) и поэтому можно считать жидкость в них покоящейся и пренебречь начальным и конечным динамическими напорами. Если в формуле (3.40) $z < 0$, то это означает, что точка потребления находится ниже точки забора.

Выразив с помощью уравнения неразрывности $v_1 A_1 = v_2 A_2 = \dots = v_n A_n$ все скорости v_i через одну, например v_1 , получим

$$\Delta H = \frac{p_A - p_B}{\rho g} = z + \frac{v_1^2}{2g} \left[\sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i l_i}{d_i} \left(\frac{A_1}{A_i} \right)^2 + \sum_{k=1}^m \zeta_k \left(\frac{A_1}{A_k} \right)^2 \right]$$

Если выражение в квадратных скобках обозначит через $\zeta_{\text{сист}}$, то

$$\Delta H = (p_A - p_B) / (\rho g) = z + \zeta_{\text{сист}} v_1^2 / (2g). \quad (3.41)$$

Так как $Q = v_1 A_1$, то формулу (3.41) можно записать в виде

$$\Delta H = (p_A - p_B) / (\rho g) = z + \zeta_{\text{сист}} Q^2 / (2g A_1^2). \quad (3.42)$$

Решив уравнение (3.42) относительно Q определим

$$Q = \frac{A_1}{\sqrt{\zeta_{\text{сист}}}} \sqrt{2g (\Delta H - z)}. \quad (3.43)$$

Формулы (3.42) и (3.43) решают первую и вторую задачи.

Решение третьей задачи сводится к определению оптимального диаметра трубопровода при заданном расходе жидкости. Подачу заданного объёма жидкости можно осуществить через трубопроводы различных диаметров. Чем меньше диаметр трубопровода, тем меньше потребуется металла на изготовление трубопровода и соответственно снизится его стоимость. Однако при заданном расходе жидкости с уменьшением диаметра трубопровода увеличивается и скорость течения, а следовательно, увеличиваются и потери напора, так как по формуле (3.41) потери напора пропорциональны квадрату скорости течения жидкости.

Из сказанного следует, что для прокачивания жидкости по трубопроводу малого диаметра потребуются более дорогие насосы, развивающие более высокое давление и потребляющие больше энергии. Экономия стоимости трубопровода одновременно приводит к удорожанию стоимости насосной установки и повышению эксплуатационных расходов. Поэтому задачу по выбору диаметра трубопровода необходимо решать не только техническими, но и экономическими расчётами.

Используя формулу (3.7) и выразив в ней площадь A через диаметр d , можно записать

$$Q = vA = v\pi d^2/4,$$

откуда
$$d = \sqrt{4Q/(v\pi)}, \quad (3.44)$$

где d – внутренний диаметр трубопровода, м;

Q – расход жидкости м³/с;

v – скорость жидкости, м/с.

Различные исследования показали, что оптимальный диаметр трубопровода соответствует скорости течения жидкости порядка $v=1$ м/с.

3.5 Гидравлический удар

Гидравлическим ударом называют комплекс явлений, происходящих в жидкости при резком уменьшении скорости её течения. При этом в жидкости возникает затухающий колебательный процесс чередования резкого повышения и понижения давления.

Представим, что по трубопроводу течёт поток со скоростью v . Если резко преградить ему путь заслонкой, краном или любым другим запорным приспособлением, то жидкость не сразу остановится по всему трубопроводу. Сначала остановятся передние слои жидкости, находящиеся непосредственно у заслонки. Следующие слои, не имея возможности продолжить движение, будут давить на передние слои, сжимать их и тоже останавливаться. В слоях, следующих друг за другом, образуется область повышенного давления, которая в виде ударной волны отразится от задвижки со скоростью c в направлении обратном движению жидкости.

Ударная волна, достигнув начального сечения трубы, может (в определённых условиях) начать обратное движение к задвижке с той же скоростью, но уже с пониженным давлением. Достигнув сечения задвижки, ударная волна с меньшим давлением опять вернётся к начальному сечению трубопровода. Таким образом, при гидравлическом ударе в жидкости возникает чередующийся процесс резкого повышения и понижения давления, который благодаря вязкости жидкости быстро затухает.

Значение давлений Δp при полной остановки жидкости в месте возникновения гидравлического удара определяют по формуле Н.Е. Жуковского.

$$\Delta p = \rho v c \quad (3.45)$$

где ρ – плотность жидкости;

v – скорость жидкости до установки задвижки;

c – скорость распространения ударной волны, которая обычно близка к скорости распространения звука в данной жидкости.

Чем выше сжимаемость жидкости, тем ниже скорость распространения ударной волны в ней, а следовательно, и Δp в формуле (3.45). Кроме того, некоторая деформация трубы при гидравлическом ударе также снижает его значение. Но, несмотря на это, скачок давления при гидравлическом ударе очень большой (от 1 до 10 МПа). Поэтому для предотвращения или ослабления гидравлического удара устанавливают запорные устройства, такого типа, которые не сразу, а постепенно преграждают путь движущемуся потоку. Иногда устанавливают перед задвижками воздушные колпаки или пружинные компенсаторы, воспринимающие на себя повышенное давление и локализирующие распространение гидравлического удара.

3.6 Истечение жидкостей из отверстия и насадки

Истечение жидкостей из отверстий. Рассмотрим течение идеальной жидкости через отверстие в дне сосуда (рис.3.15,а). Будем считать, что вся жидкость в сосуде представляет собой единую трубку тока, начинающуюся на свободной поверхности жидкости и заканчивающуюся в выходном отверстии площадью A_0 . Примем, что сосуд открыт и истечение происходит в атмосферу. Тогда давление на свободной поверхности жидкости и давление в среде куда вытекает жидкость, равны атмосферному давлению p_0 . Составим уравнение Бернулли для двух сечений трубки тока (свободной поверхности 1 – 1 и выходного отверстия 2 – 2), пренебрегая скоростью жидкости на свободной поверхности и учитывая, что $H = z$ (см. формулу 3.25,а)

$$H + p_0/(\rho g) = p_0/(\rho g) + v_0^2/(2g),$$

где H – геометрический напор в центре отверстия;

v_0 – скорость течения жидкости в выходном отверстии.

Из этого уравнения вытекает формула Торичелли, определяющая скорость истечения жидкости,

$$v_0 = \sqrt{2gH},$$

или

$$Q_0 = v_0 A_0 = A_0 \sqrt{2gH} \quad (3.46)$$

Если происходит истечение жидкости через отверстие в боковой стенке сосуда (рис.3.15,б), которое так мало, что давление по его сечению можно считать постоянным, то проведённое выше рассуждения остаётся справедливым и для этого случая

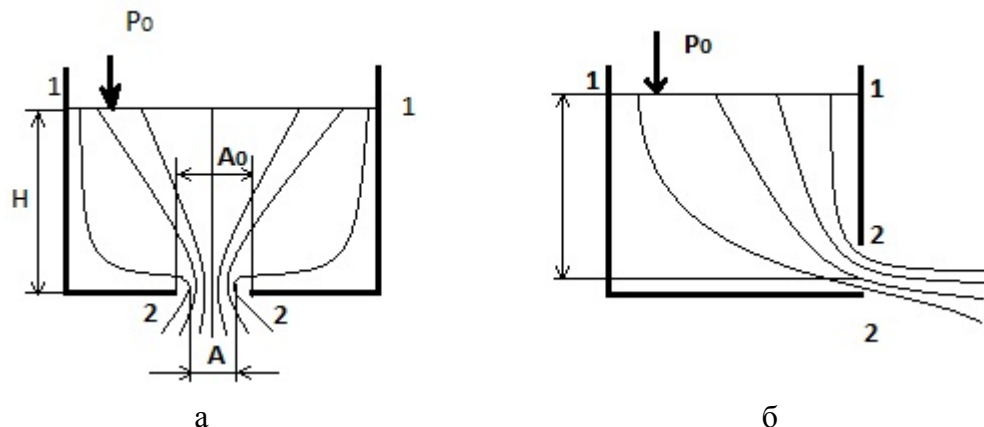


Рисунок 3.15 - Истечение жидкости через отверстия

Для расчёта скорости и расхода реальной жидкости необходимо учесть два следующих фактора:

1 выходное отверстие является местным сопротивлением для вытекающей среды;

2 площадь A живого сечения вытекающей струи несколько меньше площади A_0 отверстия в стенке, потому что частицы жидкости при входе в отверстие не могут резко изменить направление своего движения.

Влияние первого фактора учитывается коэффициентом скорости $\psi < 1$:

$$v = \psi \sqrt{2gH} = \psi v_0 \quad (3.47)$$

Для воды в среднем $\psi = 0,97$.

Второй фактор учитывается коэффициентом сжатия струи α , причём

$$A = \alpha A_0 \quad (3.48)$$

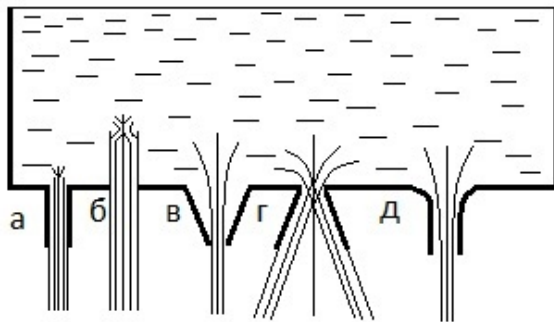
Для воды можно считать в среднем $\alpha = 0,67$

Из формул (3.47) и (3.48) следует

$$Q = \alpha \psi f_0 \sqrt{2gH} = \alpha \psi Q_0 = \mu Q_0, \quad (3.49)$$

где $\mu = \alpha \psi$ – коэффициент расхода.

Истечение жидкости через насадки. На практике часто бывает необходимо увеличить коэффициент расхода, добиться сохранения формы струи (гидромонитор, брандспойт и т. п.). Для этой цели в технике применяют различные насадки. Основные типы схематически показаны на рис. 3.16. При течении жидкости в конце насадка поток полностью занимает его сечение (рис.3.17, сечение 2-2) и поэтому при коэффициенте сжатия $\alpha = 1$, коэффициент расхода $\mu = \psi$.



а и б – внешний и внутренний цилиндрические, *в и г* – сходящейся и расходящейся, *д* – криволинейного очертания, имеющий форму сжатой струи

Рисунок 3.16 - Основные типы насадок

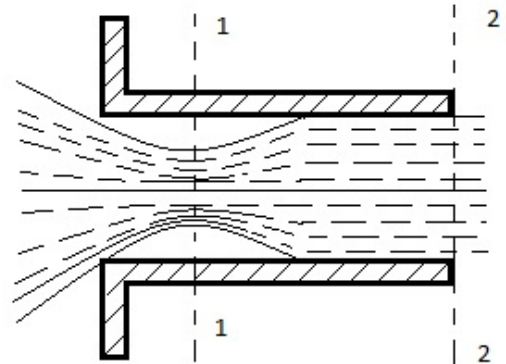


Рисунок 3.17 - Поток в цилиндрической насадке

Кроме того, при входе в насадок образуется застойная зона (рис.3.17, сечение 1-1): диаметр струйки уменьшается, создаётся область пониженного давления, жидкость подсасывается в насадок, вследствие чего возрастает коэффициент расхода $\mu = \psi$.

Отметим, что наличие застойной зоны приводит к дополнительным потерям на трение в жидкости, поэтому коэффициент скорости ψ ни в каких насадках не превышает значения 0,97 для случая истечения из отверстия в тонкой стенке.

В табл. 3.2 приведены значения расхода $\mu = \psi$ для насадков, показанных на рис.3.16.

Таблица 3.2

Тип насадка	μ	Тип насадка	μ
Внешний цилиндрический	0,82	Расходящейся конический с наклоном образующих к оси 5°	0,57
Внутренний цилиндрический	0,71	Коноидальный (по форме сжатой струй)	0,97
Сходящийся конический с наклоном образующих к оси 5°	0,92		

Глава 4 Насосы и вентиляторы

4.1 Основные понятия о насосах

Различают два вида гидравлических машин, предназначенных для подъёма и перемещения жидких тел - подъёмники и насосы.

Подъёмники называют приспособления для подъёма жидкостей на некоторую высоту, над какой – либо горизонтальной плоскостью. К подъёмникам относят все древние устройства: водоподъёмные колёса, архимедов винт, журавль на колодце и др. К современным подъёмникам можно отнести эрлифты и газлифты, применяемые для подъёма воды и нефти из скважин, а также для подъёма различных растворов и жидкостей в химическом производстве и для водоотлива на рудниках.

Насосами называют машины, предназначенные для перемещения жидкостей на различные расстояния. Они снабжены особыми устройствами, которые создают разрежение в трубах, обеспечивающее процесс всасывания жидкости в трубу. Основные требования, предъявляемые к насосам – надёжность, долговечность и экономичность.

Работа насоса характеризуется его подачей Q , напором H , высотой всасывания $h_{вс}$, мощностью двигателя N и коэффициентом полезного действия η .

Подачей (расходом) насоса называют величину, равную отношению массы (или объёма) жидкости, подаваемой насосом, ко времени, за которое была подана жидкость.

Напор насоса. Чтобы перекачать жидкость из нижнего резервуара 4 (рис.4.1) по всасывающей 3 и нагнетательной 2 трубам в напорный бак 1, двигатель должен сообщить жидкости необходимую энергию, т.е. создать напор насоса.

Напором насоса называют приращение удельных энергий потока жидкости при входе и выходе из насоса, выраженной в метрах столба перекачиваемой жидкости.

Манометрический напор, т.е. напор действующего насоса, определяют по показаниям манометра M и вакуумметра B насосной установки по формуле

$$H = h_{ман} + h_{вак} + z_0 + (v_{наг}^2 - v_{вс}^2)/(2g), \quad (4.1)$$

где $h_{ман}$ и $h_{вак}$ - показания соответственно манометра и вакуумметра, м;

z_0 – расстояние между точками присоединения манометра и вакуумметра, м;

$(v_{наг}^2 - v_{вс}^2)/(2g)$ – разность скоростных напоров во всасывающем и нагнетательном трубопроводах, м.

Разностью скоростных напоров ввиду её малости пренебрегают. Тогда формула (4.1) принимает вид

$$H = h_{ман} + h_{вак} + z_0 \quad (4.2)$$

Из формулы (4.2) видно, что манометрический напор насоса равен сумме показаний манометра и вакуумметра в метрах водяного столба плюс вертикальное расстояние между точками присоединения манометра и вакуумметра. При подборе насоса (рис 4.1) его напор определяют по следующей формуле:

$$H = (p_1 - p_0)/(\rho g) + z_{вс} + z_{наг} + z_0 + h_{сomp}, \quad (4.3)$$

где $z_{вс}$ – высота всасывания, м;

$z_{наг}$ – высота нагнетания, м;

$h_{сomp} = h_{вс} + h_{наг}$ – общая потеря напора на преодоление гидравлического сопротивления во всасывающем и нагнетающем трубопроводах, м;

p_0 и p_1 – давление соответственно на входе в насос и на выходе из него, м;

ρ – плотность прокачиваемой жидкости, кг/м³;

g – ускорение свободного падения, м/с².

Так как $z_{вс} + z_{наг} + z_0 = z$, то формулу (4.3) можно записать:

$$H = (p_1 - p_0)/(\rho g) + z + h_{сomp} \quad (4.4)$$

Высота всасывания. На свободную поверхность жидкости (см рис.4.1) в нижнем резервуаре действует атмосферное давление p_0 . Для того чтобы жидкость из приёмного резервуара поднялась по всасывающей трубе на высоту $z_{вс}$ и заполнила рабочую камеру

насоса, необходимо создать в ней разрежение. При этом в рабочей камере действует остаточное абсолютное давление $p_{вс} < p_0$.

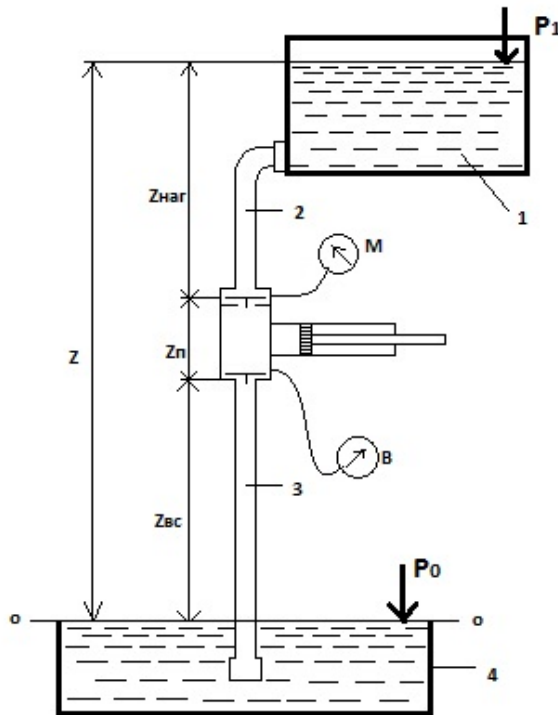


Рисунок 4.1- Поршневой насос

Вследствие разности давлений $p_0 - p_{вс}$ создаётся напор $(p_0 - p_{вс})/(\rho g)$, выраженный в метрах столба данной жидкости. Часть этого напора затрачивается на подъём жидкости во всасывающем тракте на высоту $z_{вс}$. Остальная же часть напора расходуется на преодоление всех сопротивлений, встречающихся на пути всасываемой жидкости.

Напишем уравнение Бернулли для процесса всасывания и рассмотрим неизбежные потери напора при всасывании:

$$(p_0 - p_{вс})/(\rho g) = z_{вс} + v^2/(2g) + h_{сопр} + h_{кл} + h_{ин} \quad (4.5)$$

где $v^2/(2g)$ – напор, расходуемый на сообщение жидкости, движущейся за поршнем, скорости v , равной скорости движения поршня;

$h_{сопр}$ – напор, теряемый на преодоление всех сопротивлений во всасывающем трубопроводе (в сумму сопротивлений входят отдельные местные сопротивления и сопротивления трению);

$h_{кл}$ – напор, расходуемый на преодоление сопротивления открыванию всасывающего клапана;

$h_{ин}$ – напор, расходуемый на преодоление инерции движущегося столба жидкости.

Мощность и КПД насоса. При подаче объёма V жидкости на высоту H насос совершает полезную работу, измеряемую в джоулях:

$$W = V\rho gH \quad (4.6)$$

Полезная мощность (в ваттах) определяется по формуле:

$$N = QH\rho g, \quad (4.7)$$

где Q – объёмный расход жидкости, $\text{м}^3/\text{сек}$.

Однако полезная работа насоса сопровождается дополнительными потерями энергии, затрачиваемой:

- 1 на преодоление гидравлического сопротивления в самом насосе, что учитывается гидравлическим КПД η_i ;

- 2 на утечку части жидкости из рабочей камеры, которая учитывается объёмным КПД $\eta_{об}$;
- 3 На преодоление трения в механизмах насоса, что учитывается механическим КПД $\eta_{мех}$.

Обычно полный КПД насоса $\eta = 0,6 - 0,85$. Меньшие значения η относятся к насосам малой мощности (примерно до 5 кВт), а большие к насосам больших мощностей.

Мощность, потребляемая насосом, измеряется в ваттах и равна:

$$N_{нас} = N_{пол}/\eta = Q\rho gH/\eta \quad (4.8)$$

Классификация насосов. По принципу действия, а также по конструктивным особенностям насосы подразделяют на лопастные, объёмные и струйные.

Лопастными их называют потому, что основным элементом этих насосов является рабочее колесо с закреплёнными на ней лопастями. Принцип действия лопастных насосов основан на силовом взаимодействии лопасти с обтекающим её потоком жидкости. В зависимости от формы рабочих колёс и характера протекания в них жидкости лопастные насосы в свою очередь подразделяются на центробежные, осевые и вихревые.

К *объёмным насосам* относятся поршневые, плунжерные, роторные (шестерённые, винтовые и др.) и крыльчатые насосы. Принцип действия объёмных насосов основан на принудительном выталкивании определённого объёма жидкости из замкнутой камеры.

К *струйным насосам*, относятся эжекторы, инжекторы, водоструйные насосы и т.п. Для перекачивания жидкости струйным насосом используется кинетическая энергия подведённого потока рабочей жидкости.

4.2. Лопастные насосы

Центробежные насосы. На рис.4.2,а приведена схема центробежного насоса, расположенного на высоте z_1 над уровнем жидкости, которая находится в приёмном резервуаре.

Основные части центробежного насоса – рабочее колесо 2 и неподвижная спиральная камера 3. Рабочее колесо состоит из двух дисков, между которыми размещены изогнутые лопатки. Они образуют ряд отдельных каналов, соединяющих внутреннюю окружность радиусом r_1 (рис.4.2,б) с внешней окружностью радиусом r_2 . Рабочее колесо располагается в спиральной камере, которая соединена с нагнетательным трубопроводом.

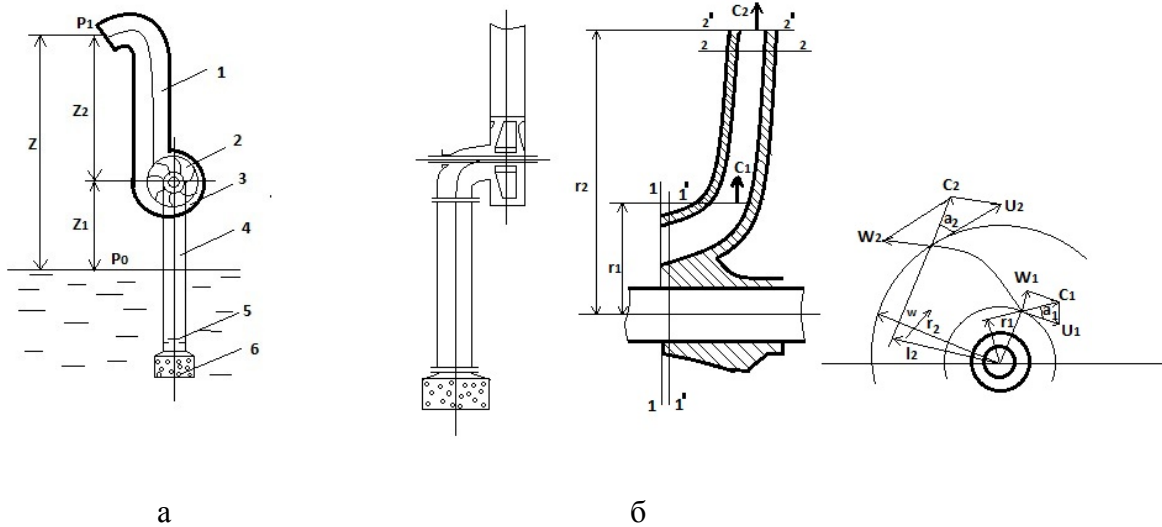
Перед пуском насоса закрывают задвижку (на рисунке задвижка не показана), разъединяющую нагнетательный трубопровод 1 (рис.4.2,а) с насосной камерой 3. Затем насос и всасывающую трубу 4 заполняют перекачиваемой жидкостью, включают двигатель, который приводит в движение рабочее колесо 2. После этого постепенно открывают задвижку, переключая, таким образом, насос на нагнетательную линию.

Вращаясь вместе с колесом, жидкость под действием центробежной силы, отбрасывается от центра колеса к периферии. В результате давление и скорость жидкости на выходе из рабочего колеса (в нагнетательный трубопровод) оказываются большими, чем перед входом в колесо (из всасывающего трубопровода). Такое перераспределение давления в жидкости создаёт разрежение у входа в рабочее колесо и во всасывающем трубопроводе. Под действием атмосферного давления на свободную поверхность жидкости в приёмном резервуаре, она поднимается через фильтр 6 и клапан 5 по трубе 4 и заполняет входную часть рабочего колеса.

Под постоянным действием центробежной силы, создаётся непрерывный поток через всю систему: всасывающий трубопровод – насос – напорный трубопровод. При течении жидкости через рабочее колесо механическая энергия двигателя преобразуется в энергию потока жидкости.

Центробежные насосы классифицируются по следующим признакам:

- 1 По числу колёс: одноступенчатые и многоступенчатые насосы. В многоступенчатых насосах жидкость проходит через последовательно соединённые рабочие колёса, постепенно увеличивающие напор до заданной величины.
- 2 По расположению вала рабочего колеса: горизонтальные и вертикальные.
- 3 По типу всасывания: с односторонним и двусторонним всасыванием.
- 4 По создаваемому напору: низконапорные (20 – 25 м), средненапорные (20 – 60 м) и высоконапорные (свыше 60 м).
- 5 По быстроходности: тихоходные и быстроходные.



а - общий вид насоса, б – схема канала рабочего колеса

Рисунок 4.2 - Схема центробежного насоса

Характеристика насоса. Подача насоса, напор и потребляемая насосом мощность изменяются при изменении частоты вращения. При этом его рабочая характеристика изменяется и может быть получена пересчётом: подачу нужно изменить пропорционально первой степени частоты вращения, напор – пропорционально квадрату частоты вращения и мощность – пропорционально кубу частоты вращения, т. е.

$$Q_2/Q_1 = n_2/n_1; \quad (4.9)$$

$$H_2/H_1 = n_2^2/n_1^2; \quad (4.10)$$

$$N_2/N_1 = n_2^3/n_1^3 \quad (4.11)$$

На рис.4.3 приведены типичные кривые изменения напора H , мощности N и КПД η в зависимости от подачи насоса Q при постоянной частоте вращения n .

Характеристика центробежного насоса показывает, что напор развиваемый насосом при постоянной скорости вращения вала и колеса насоса, не остаётся постоянным, а изменяется в зависимости от подачи насоса. Так, например, для насоса, характеристика которого приведена на рис.4.3, наибольший напор $H_{\text{макс}}$ соответствует расходу жидкости Q . При дальнейшем увеличении расхода Q напор H , развиваемый насосом, постепенно уменьшается.

Если на нагнетательном трубопроводе полностью закрыть задвижку, подача жидкости центробежным насосом прекращается, $Q = 0$. При этом, как показывают кривые характеристики, незначительно понизится и напор насоса H .

Вместе с изменением подачи насоса и соответствующим изменением напора, изменяется мощность N , потребляемая насосом, а также его КПД.

Минимальная мощность, потребляемая насосом при полной закрытой задвижке на нагнетательном трубопроводе, соответствует так, называемому холостому ходу насоса, т.е. работе насоса при $Q = 0$. При $Q = 0$ КПД = 0, так как полезной работы по перемещению жидкости насос не совершает, а затрачиваемая мощность холостого хода целиком расходуется лишь на преодоление механических потерь от всех видов трения в насосе

(трение в подшипниках и уплотнениях вала, трение жидкости, заполняющей корпус насоса о лопапки и т.п.).

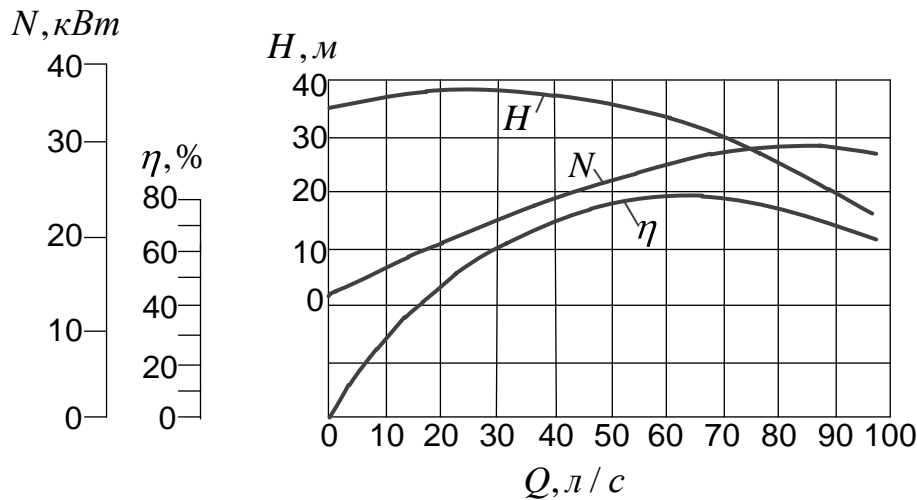


Рисунок 4.3 - Характеристика центробежного насоса

На рис.4.3 видно, что наиболее высокий КПД порядка 79 – 80% достигается для данного насоса при вполне определённом расходе жидкости $Q = 65$ л/с, а дальнейшее уменьшение или увеличение приводит к понижению КПД насоса. Это показывает, что, пользуясь характеристикой насоса, можно выбрать режимы, когда насос будет работать при наибольших значениях КПД, т. е с наибольшей экономичностью потреблять энергию. По расходу жидкости и значениям КПД можно также судить о целесообразности использования насоса в заданных условиях.

Используя зависимости (4.9) - (4.11) и зная характеристику насоса при какой – то определённой частоте вращения n_1 , всегда можно построить его характеристику при другой частоте n_2 .

Основные уравнения центробежного насоса. Это уравнение позволяет в принципе теоретически определить характеристику насоса.

На рис. 4.2,б приведена общая схема канала рабочего колеса центробежного насоса. Поток жидкости из нижнего резервуара (рис. 4.2,а) со скоростью c_0 , поднимается к рабочей камере. Затем жидкость направляется в канал колеса, увеличивая при этом скорость до величины $c_1 > c_0$, а относительно колеса жидкость движется со скоростью w_1

Допустим, далее, что в каждом канале колеса движется одна элементарная струйка, траектория которой повторяет контур лопапки. Частицы жидкости в элементарной струйке, двигаясь по каналу изменяют свою скорость не только по направлению, но и по величине. С точки зрения кинематики это происходит по двум причинам: во первых, жидкость движется относительно лопапки, а, во – вторых, само колесо вращается, т. е. лопапка движется относительно подводящего и отводящего патрубков. В результате скорость c частиц жидкости относительно покоящихся частей насоса складывается (векторно) из скоростей w жидкой частицы относительно лопапки и скорости u той точки вращающейся лопапки, к которой примыкает данная жидкая частица. Таким образом,

$$c = w + u \quad (4.12)$$

Равенство (4.12) выражает хорошо известное правило векторного сложения скоростей и справедливо для любой точки канала, в частности и на входе и на выходе из него. Геометрически формуле (4.12) соответствует известное правило параллелограмма (треугольника векторов).

Поскольку движение колеса вращательное, то скорость u направлена по касательной к колесу (рис.4.2,б), а её величина связана с угловой скоростью ω известным соотношением:

$$u = \omega r = 2\pi r, \quad (4.13)$$

где r расстояние рассматриваемой точки (жидкой частицы) от центра колеса;
 ω – частота вращения колеса.

Что касается скорости w , то её направление для данного колеса также известно и, согласно сделанному допущению, определяется направлением лопатки в данной точке. Итак, в треугольнике векторов c , w , u (из кинематики и геометрии лопатки) определяются одна сторона и угол. Для того чтобы определить скорость жидкости на выходе из насоса, остаётся найти ещё один элемент треугольника скоростей. Недостающую связь и даёт основное уравнение центробежного насоса, которое устанавливает соотношение между скоростями на входе и выходе с создаваемым напором H .

Для вывода этого уравнения воспользуемся известным из динамики законом изменения момента количества движения (момента импульса), согласно которому для любой механической системы скорость изменения момента количества движения L относительно некоторой оси равна моменту M внешних сил, приложенных к системе, или

$$dL/dt = M \quad (4.14)$$

В рассматриваемом случае стационарного течения элементарной струйки по каналу колеса её момент количества движения меняется под действием момента внешних сил, приложенных к струйке со стороны стенок канала.

Пусть в момент времени t элементарная струйка занимает положение между сечениями $1 - 1$ и $2 - 2$ (см. рис.4.2, б), тогда за время dt к моменту $t' = t + dt$ вся рассматриваемая жидкость переместится в новое положение между сечениями $1' - 1'$ и $2' - 2'$.

Обозначим через L и L' моменты количества движения всей струйки во времени t и t' соответственно и отметим индексами $1 - 1'$, $1' - 2$ и $2 - 2'$ моменты количества движения жидкости между соответствующими сечениями, тогда согласно рис. 4.2,б можно записать

$$L = L_{1-1'} + L_{1'-2}; \quad L' = L_{1'-2} + L_{2-2'}.$$

Отсюда изменение момента количества движения струйки

$$dL = L' - L = L_{2-2'} - L_{1-1'}. \quad (4.15)$$

Смысл этого равенства нетрудно понять. Здесь, как и при выводе уравнения Бернулли, средняя часть струйки между сечениями $1' - 1'$ и $2 - 2$ не вносит вклада в изменение момента количества движения всей струйки. Физически это связано с тем, что при стационарном течении в каждой точке участка от $1' - 1'$ и $2 - 2$ скорости жидких частиц во все моменты времени совпадают, а следовательно совпадают и их моменты количества движения. На участок же $1 - 1'$ поступают новые частицы жидкости, в то время как с участка $2 - 2'$ жидкость уходит. Поэтому вклад в изменение L всей струйки дают моменты количества движения $L_{2-2'}$ и $L_{1-1'}$ жидкости только на этих двух участках, что и показывает уравнение (4.15).

Далее масса dm жидкости на участке $1 - 1'$ согласно уравнению неразрывности (3.4) равна массе на участке $2 - 2'$

$$dm = \rho q dt,$$

где q — расход жидкости в канале колеса.

Обозначим через c_1 и c_2 скорости жидкости на входе и выходе из канала, т. е. На участках $1 - 1'$ и $2 - 2'$ соответственно. Тогда векторы $K_{1-1'}$ и $K_{2-2'}$ количества движения (импульсов) жидкости на соответствующих участках можно записать в виде

$$\begin{aligned} K_{1-1'} &= c_1 dm = c_1 \rho q dt \\ K_{2-2'} &= c_2 dm = c_2 \rho q dt \end{aligned} \quad (4.16)$$

Момент количества движения материальной точки по определению равен произведению её количества движения K на плечо l , т. е. В рассматриваемом случае имеем

$$\begin{aligned} L_{1-1'} &= K_{1-1'} l_1 = c_1 l_1 \rho q dt \\ L_{2-2'} &= K_{2-2'} l_2 = c_2 l_2 \rho q dt \end{aligned} \quad (4.17)$$

Как видно из рис.4.2,б, $l_1 = r_1 \cos \alpha_1$ и $l_2 = r_2 \cos \alpha_2$, где α_1 угол между c_1 и u_1 , а α_2 - угол между c_2 и u_2 . Используя эти выражения для l_1 и l_2 из равенств (4.17) и (4.15) находим

$$dL = (c_2 r_2 \cos \alpha_2 - c_1 r_1 \cos \alpha_1) \rho q dt$$

или, разделив обе части на dt , получим

$$dL/dt = (c_2 r_2 \cos \alpha_2 - c_1 r_1 \cos \alpha_1) \rho q \quad (4.18)$$

Выражение в правой части этого равенства согласно закону изменения момента количества движения (4.14), следует приравнять моменту внешних сил M . Выражение M удобно выразить через угловую скорость ω и мощность N , подводимую насосом струйке:

$$M = N/\omega$$

Это равенство вместе с формулами (4.18) и (4.14) даёт

$$N = [c_2 (r_2 \omega) \cos \alpha_2 - c_1 (r_1 \omega) \cos \alpha_1] \rho q \quad (4.19)$$

Согласно формуле (4.13) величины $r_2 \omega$ и $r_1 \omega$ это окружные скорости u_2 и u_1 внешней и внутренней точек колеса. Поэтому формула (4.19) примет вид

$$N = (c_2 u_2 \cos \alpha_2 - c_1 u_1 \cos \alpha_1) \rho q \quad (4.20)$$

Кроме того мощность N можно выразить через напор, создаваемый насосом, и расход в струйке по формуле (4.7)

$$N = qH\rho g$$

Сравнивая это выражение с формулой (4.20) получим уравнение центробежного насоса.

$$H = (c_2 u_2 \cos \alpha_2 - c_1 u_1 \cos \alpha_1)/g \quad (4.21)$$

Формула (4.21) в самом общем виде выведена Л. Эйлером в XVIII в. для определения теоретического напора колеса. Она справедлива для всех лопастных машин: водяных, паровых и газовых турбин, центробежных насосов, вентиляторов и турбокомпрессоров.

В обычных центробежных насосах жидкость входит в канал рабочего колеса в радиальном направлении, т. е. при $\alpha_1 = 90^\circ$, поэтому второй член правой части уравнения (4.21) равен нулю и уравнение примет вид

$$H_T = (c_2 u_2 \cos \alpha_2)/g \quad (4.22)$$

Однако напор, развиваемый реальным насосом, меньше теоретического вследствие расхода части напора на преодоление гидравлических сопротивлений при протекании жидкости через колесо насоса. Действительный напор насоса принимают равным теоретическому H_T , умноженному на гидравлический КПД η_r :

$$H_T = \eta_r (c_2 u_2 \cos \alpha_2)/g \quad (4.23)$$

Значение гидравлического КПД η_r зависит от конструкции рабочего колеса, плавности входа потока на его лопатки, от чистоты обработки поверхностей проточных частей насоса, от размеров колеса и других факторов. Для современных крупных насосов гидравлический КПД имеет значения 0,85 — 0,95.

Кавитация. Кавитацией называют явление нарушения сплошности потока движущейся жидкости, т. е. образование в ней газовых полостей (пустот, каверн) в виде пузырьков, заполненных паром или смесью пара с газом. Каждый кавитационный пузырёк формируется из ядра, растёт до конечных размеров, после чего схлопывается. Этот процесс происходит в течение нескольких миллисекунд. Пузырьки могут появляться друг за другом так быстро, что могут показаться одной каверной. В жизни кавитационного пузырька различают две стадии — расширение и схлопывание. Явление кавитации наблюдается при работе быстроходных гидравлических машин: гидротурбин, гребных винтов, насосов и других механизмов; при этом снижается подъёмная сила,

характеристики и КПД машин. Если кавитационные пузырьки схлопываются на поверхности стенок гидросистемы или вблизи их, то стенки подвергаются непрерывным гидравлическим микроударам, которые нарушают нормальную работу агрегата: в нём создаются опасные вибрации, сопровождающиеся стуком, треском и общим шумом.

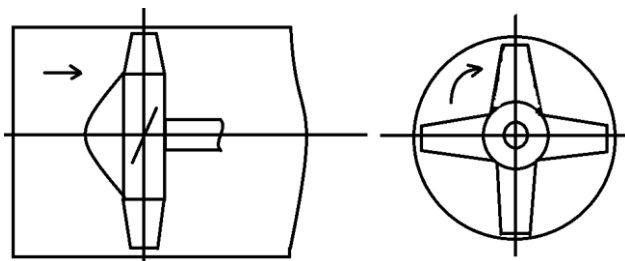
Действие микроударов и значительное повышение в этих местах температуры дополняется химическим воздействием на металл кислорода воздуха, выделяющегося из жидкости, а также воздействием электролитических явлений, сопровождающих кавитацию. В трубопроводах небольшого сечения при возникновении кавитации образуются газовые пробки. Движение образующейся смеси жидкости и газа имеет импульсный характер и сопровождается также повышенной вибрацией и шумом. Шум может служить признаком возникновения кавитации.

Основной проблемой в кавитации является эрозия. Быстро меняющиеся высокие давления и тепловые ударные волны разрушают материал деталей, находящихся в кавитационной области. По экспериментальным данным установлено, что максимальный шум и эрозия на деталях наступают одновременно. Процесс эрозии деталей насосов, турбин, клапанов и других механизмов происходит так быстро, что, например, рабочее колесо насоса после нескольких недель работы часто выходит из строя. Насосы кавитируют, когда давления низки или скорости очень велики. В этих случаях происходит отрыв жидкости от рабочего элемента насоса (поршня, лопатки и др.). Отрыв же жидкости в основном зависит от величины давления на входе в рабочую камеру насоса. Если давление оказывается недостаточным и не обеспечивает неразрывности потока, то происходит отрыв жидкости и в насосе возникает кавитация. Для борьбы с кавитацией в насосах необходимо во всасывающей камере создать такое давление, которое могло бы без разрыва преодолеть гидравлические сопротивления во всасывающей магистрали и в камере всасывания, а также сопротивление, обусловленное инерцией жидкости. Для уменьшения разрушительного действия кавитации применяют более твёрдые и химически стойкие материалы для изготовления деталей, расположенных в зоне кавитируемой жидкости.

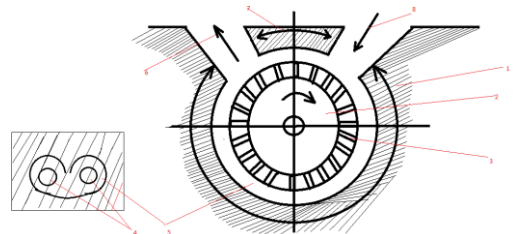
Осевые насосы. Рабочие колёса осевых насосов состоят из нескольких винтовых полостей, имеющих форму лопастей пропеллера (рис.4.4,а). Движение жидкости в них происходит вдоль оси вращения колеса без изменения направления.

Напоры, создаваемые осевыми насосами, невелики и их высота всасывания незначительна (до 3 км.), но они просты по конструкции, компактны, имеют высокую подачу, небольшую массу и несколько большей КПД, чем КПД центробежных насосов. Такие насосы могут перекачивать загрязнённые жидкости. Применяют их для перекачивания больших количеств жидкости при небольших напорах.

а



б



а — осевой, б — вихревой
Рисунок 4.4 - Схемы насосов

Вихревые насосы. На рис.4.4,б представлена схема вихревого насоса. Внутри неподвижного корпуса 1 расположено рабочее колесо 2, на окружности которого

находится два ряда коротких прямолинейных радиальных лопаток 3. Каждые две смежные лопатки, по обеим сторонам колеса, образуют ячейки 4. Между колесом 2 и корпусом 1, в зоне дуги β , размещена кольцевая полость 5, в которую по каналу 8 подаётся жидкость, заполняющая её и ячейки 4 на колесе.

В отличие от центробежных насосов, в данном случае, жидкость подводится не к центру колеса, а по касательной к её окружности.

При вращении рабочего колеса 2 жидкость, находящаяся в ячейках 4 и полости 5, увлекается и под действием центробежной силы, закручивается в ячейках, образуя вихри, показанные круговыми стрелками в сечении $A - A$. Таким образом, по полости 5 вместе с колесом одновременно движутся с каждой стороны рабочего колеса два спаренных вихревых валика, начинающихся у всасывающего канала 8. Перемычка 7 примыкает с малым зазором к окружности колеса по дуге α и способствует выжиманию жидкости в нагнетательный канал 6.

Вихревой насос создаёт напор от 10 до 90 м, что в несколько раз больше напора, создаваемого центробежным насосом, при одинаковых диаметрах колёс и угловых скоростях. Если нагнетательный канал затоплен жидкостью, насос приобретает свойство самовсасывания, и при этом высота всасывания достигает 4 — 5 м.

Вихревые насосы могут перекачивать только чистые жидкости, без механических примесей, ввиду малых зазоров между колесом, корпусом и перемычкой. При возрастании вязкости жидкости работа насоса заметно ухудшается. Подача выпускаемых в России вихревых насосов достигает 35 м³/час. Недостаток таких насосов является их низкий КПД (30 -33%), что ограничивает их применение.

4.3 Регулирование подачи и напора лопастных насосов

Регулирование дросселированием. Подачу центробежных насосов регулируют вентилем, установленном на нагнетательном трубопроводе. Вентиль позволяет изменять пропускное сечение нагнетательного трубопровода. При этом соответственно увеличивается или уменьшается количество подаваемой жидкости Q . Как было ранее указано, что изменение сечения трубопровода изменяет расход Q и соответственно регулирует напор H . Такое регулирование просто и легко осуществлять и поэтому получило широкое применение. Однако этот метод не экономичен, так как часть энергии двигателя расходуется на преодоление сопротивлений в задвижке.

Регулирование изменением частоты вращения. Этот метод наиболее экономичный. Однако такое регулирование возможно при использовании электродвигателей постоянного тока, двигателей внутреннего сгорания и паровых турбин. Электропривод переменного тока не допускает изменение частоты вращения без специальных устройств.

Регулирование поворотными направляющими лопатками. Такой метод применяют в насосах большой подачи. Поворотные направляющие лопатки позволяют изменять абсолютную скорость перекачиваемой жидкости и этим оказывают влияние на изменение подачи и напора насоса.

По экономичности этот метод приближается к регулированию частотой вращения, так как и в том и в другом случаях напор насоса всегда приводится в соответствие с переменным напором сети.

4.4 Объёмные насосы

Поршневые насосы. Поршневые насосы получили широкое применение во многих областях промышленности. Их применяют для перекачки холодных и горячих нефтепродуктов, агрессивных жидкостей (кислот, щелочей и др.), вязких и густых растворов (цемента, глины, грязи и пр.). С помощью насосов жидкость поднимают из глубоких скважин и шахтных колодцев, а также перекачивают сжиженные газы. Ими

удобно перекачивать жидкость при высоком и резко меняющемся напоре в условиях постоянного расхода.

В насосах, создающих давление до нескольких Мпа, применяют дисковые поршни. Их и называют поршневыми насосами. В насосах, создающих давление до нескольких десятков Мпа, применяют вместо дисковых поршней плунжеры — Длинные цилиндрические штоки. Такие насосы называют плунжерными.

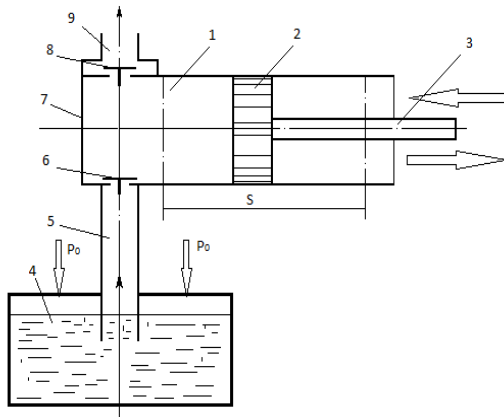


Рисунок 4.5 - Схема поршневого насоса

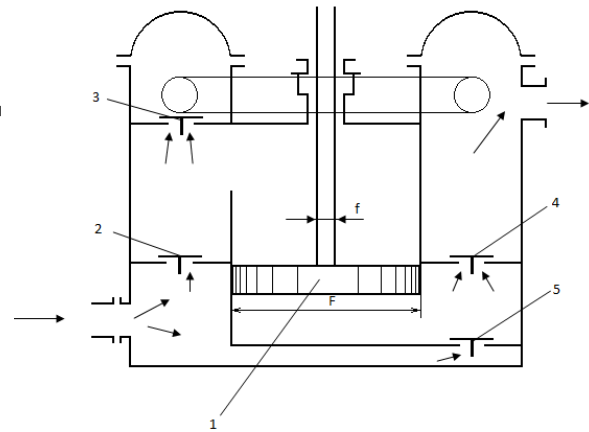


Рисунок 4.6 - Схема поршневого насоса двустороннего действия

К основным частям поршневого насоса (рис.4.5) относятся: цилиндр с поршнем или плунжером, клапанная коробка, всасывающие и нагнетательные клапаны и трубопроводы.

Рабочий орган насоса — поршень 2, соединённый штоком 3 с кривошипным механизмом, совершает внутри цилиндра 1 возвратно — поступательное движение. Для того чтобы между цилиндром и поршнем не происходила утечка жидкости, на боковой поверхности поршня устанавливают металлические или резиновые уплотнительные кольца, плотно прилегающие к внутренней стенке цилиндра. Расстояние s , на которое перемещается поршень внутри цилиндра от одной мёртвой точки до другой, называют длиной хода поршня. Два хода поршня (всасывающий и нагнетательный), совершаемые при одном обороте вала кривошипного механизма, называют одним двойным ходом поршня.

В клапанной коробке размещены клапаны — всасывающий 6 и нагнетательный 8. Расстояние между поршнем и клапаном называют рабочей камерой 7 насоса. Всасывающая труба 5 через всасывающий клапан 6 соединяет рабочую камеру с приёмным (нижним) резервуаром 4, а нагнетательная труба 9 через нагнетательный клапан 8 — с нагнетательным (верхним) резервуаром, из которого жидкость поступает к месту потребления.

Насос, у которого поршень выталкивает жидкость только одной своей торцевой частью, называют насосом одностороннего действия.

Если цилиндр насоса имеет две рабочие камеры, расположенные по обеим сторонам поршня, и поршень поочерёдно выталкивает жидкость из них, то такой насос называют насосом двустороннего действия.

Рассмотрим принцип работы поршневого насоса простого действия (рис.4.5). Допустим, что поршень насоса передвигается вправо, совершая ход всасывания. При этом объём рабочей камеры увеличивается, а давление в ней уменьшается и становится ниже атмосферного, т. е. в камере создаётся разрежение. Свободная поверхность жидкости в нижнем резервуаре (бассейне, из которой насос забирает жидкость) находится под атмосферным давлением p_0 . Под действием разности между давлением атмосферы и

пониженным давлением $p_{вс}$ в рабочей камере цилиндра создаётся разрежение и жидкость из резервуара устремляется по всасывающей трубе в цилиндр и, открыв всасывающий клапан, заполняет пространство рабочей камеры насоса. Когда поршень займет крайнее правое положение, жидкость заполнит рабочую камеру и всасывающий клапан закроется.

При обратном движении поршня справа налево (нагнетательный ход) поршень давит на жидкость, заполнившую полость цилиндра и рабочую камеру, и выталкивает её через нагнетательный клапан в нагнетательную трубу.

На рис. 4.6 представлена схема вертикального поршневого насоса двустороннего действия. По обеим сторонам цилиндра такого насоса находятся две самостоятельные рабочие камеры с соответствующими всасывающими 2, 5 и нагнетательными 3 и 4 клапанами. При движении поршня 1 сверху вниз в верхней камере происходит всасывание жидкости через клапан 2. Одновременно вторая сторона поршня вытесняет жидкость из нижней камеры через клапан 4. Когда поршень движется снизу вверх, в нижней камере происходит всасывание, а в верхней — нагнетание.

Многоцилиндровые насосы представляют собой соединение в одном агрегате нескольких насосов одинарного или двойного действия. Они приводятся в действие от одного общего вала и одного двигателя. При этом каждая камера в отдельности работает как насос простого действия. Многоцилиндровые насосы, нагнетая жидкость в общий напорный трубопровод, обеспечивают достаточно равномерную подачу.

Воздушные колпаки. Поршень насоса движется возвратно — поступательно. Поэтому его скорость не равномерна, а изменяется от нуля в мертвых положениях до максимума в средних. Всасывание и нагнетание жидкости, особенно в одноцилиндровых насосах одностороннего действия, происходит также неравномерно. В период, когда поршень ускоряет своё движение, может произойти отрыв жидкости от поршня во всасывающем трубопроводе, а это сопровождается вредными явлениями:

во - первых, когда поршень замедлит движение или изменит направление своего движения на обратное, жидкость, продолжая по инерции подниматься, столкнётся с поршнем, в результате чего произойдёт гидравлический удар, который создаёт большую перегрузку механизмов насоса и может привести его к поломкам;

во - вторых, при отрыве жидкости от поршня насос может потерять способность всасывания, заполнение его цилиндра прекратиться и подача жидкости приостановится.

Для выравнивания пульсаций скорости и давления жидкости, а также для получения плавного и равномерного течения во всасывающем и нагнетательном трубопроводах насосы снабжают особыми устройствами — воздушными колпаками.

На рис. 4.7 представлена схема плунжерного насоса одностороннего действия, снабжённого воздушными колпаками на всасывающем и нагнетательном трубопроводах. Верхняя часть внутренней полости воздушных колпаков заполнена воздухом, а нижняя перекачиваемой жидкостью.

Когда плунжер 3 движется с максимальной скоростью и подача жидкости превышает среднюю подачу, избыток жидкости поступает в нагнетательный колпак 2. Уровень жидкости в колпаке при этом повышается, и жидкость сжимает воздух, находящийся над ней. Когда же подача жидкости уменьшается (при понижении скорости плунжера) или прекращается совсем (при всасывающем ходе), жидкость под давлением расширяющегося в колпаке воздуха продолжает поступать в нагнетательный трубопровод.

Таким образом, под действием колеблющегося в небольших пределах давления в колпаке жидкость в нагнетательном трубопроводе движется равномерно, почти с постоянной средней скоростью. Точно также вследствие колебаний давления воздуха в нижнем воздушном колпаке 1 выравниваются колебания скорости движения жидкости при всасывании, чем обеспечивается более равномерное и плавное её течение по всасывающему тракту.

Производительность (Подача) насоса. Производительностью, или подачей поршневого насоса, называют количество жидкости, подаваемое насосом за один двойной ход поршня в единицу времени. Среднюю производительность (подачу) насоса обозначают буквой Q и выражают в объемных единицах, отнесенных к секунде или часу (л/сек; м²/сек', м³/ч).

Подачу поршневого насоса одностороннего действия определяют по формуле

$$Q = \alpha \frac{A n s i}{60} \text{ м}^3/\text{сек}, \quad (4.24)$$

где α — коэффициент подачи;

A_1 — площадь сечения поршня, м²;

s — ход поршня, м;

n — число двойных ходов поршня или число оборотов вала в минуту, об/мин;

i — число цилиндров.

Коэффициент подачи учитывает утечку жидкости из насоса через клапаны и другие неплотности, а также приток воздуха в камеру с перекачиваемой жидкостью, снижающей её наполнение. Обычно $\alpha = 0,85 - 0,96$. Меньшие значения α принимаются для быстроходных насосов.

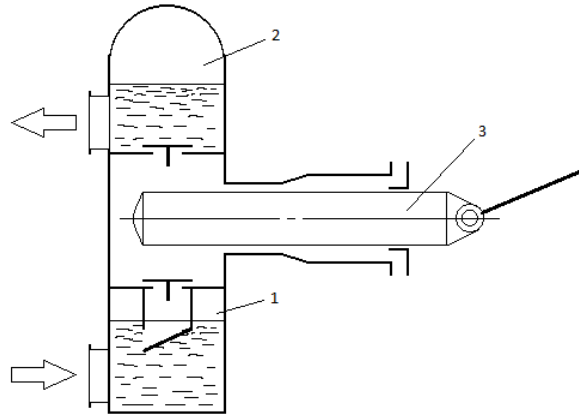


Рисунок 4.7 - Схема плунжера насоса

В насосах двустороннего действия рабочий объем той полости цилиндра, в которой находится шток (верхняя камера на рис. 4.6) уменьшается на величину объема, занимаемого штоком. Подачу такого насоса определяют по формуле

$$Q = \alpha \frac{(2F - f) n s i}{60} \text{ м}^3/\text{сек}, \quad (4.25)$$

где A_2 — площадь сечения штока;

f — площадь сечения штока.

Если сравнивать два насоса, имеющие одинаковые площади сечения поршней и одинаковые ходы поршней, то их подачи будут зависеть от скоростей движения поршней. Чем быстрее движется поршень, тем больше жидкости всасывается в цилиндр насоса и подается из него в нагнетательный резервуар за единицу времени.

Однако с увеличением скорости поршня уменьшается время заполнения цилиндра жидкостью и соответственно уменьшается коэффициент подачи α , а с уменьшением α уменьшается подача. Поэтому частота вращения вала поршневых насосов ограничена.

Высота всасывания. Рассмотрим процесс всасывания жидкости поршневым насосом простого действия без колпака (рис. 4.1). На свободную поверхность жидкости в нижнем резервуаре действует атмосферное давление p_0 . Для того чтобы жидкость из приемного резервуара поднялась по всасывающей трубе на высоту $z_{вс}$ и заполнила рабочую камеру насоса, необходимо создать в ней разрежение. Разрежение в камере создается поршнем

при его движении слева направо (ход всасывания). Вследствие образовавшейся разности давлений $p_0 - p_{вс}$, (где $p_{вс}$ — остаточное абсолютное давление в рабочей камере насоса) создается напор $(p_0 - p_{вс})/\rho g$, выраженный в метрах столба жидкости. Часть этого напора затрачивается на подъем жидкости во всасывающем тракте на высоту $z_{вс}$. Остальная же часть напора расходуется на преодоление всех сопротивлений, встречающихся на пути всасываемой жидкости.

Напишем основное уравнение процесса всасывания в поршневых насосах и рассмотрим неизбежные потери напора при всасывании

$$\frac{p_0 - p_{вс}}{\rho g} = z_{вс} + \frac{v^2}{2g} + h_{сопр} + h_{кл} + h_{ин} \quad (4.26)$$

где $v^2/2g$ — напор, расходуемый на сообщение жидкости движущейся за поршнем, скорости v , равной скорости движения поршня;

$h_{сопр}$ — напор, теряемый на преодоление всех сопротивлений во всасывающем трубопроводе (в сумму сопротивлений входят отдельные местные сопротивления и сопротивления трению);

$h_{кл}$ — напор, расходуемый на преодоление сопротивления открыванию всасывающего клапана;

$h_{ин}$ — напор, расходуемый на преодоление инерции движущегося столба жидкости длиной $l_{вс}$, равной высоте всасывания $z_{вс}$.

Инерционный напор $h_{ин}$ выражается следующей формулой:

$$h_{ин} = \frac{l_{вс}}{g} \frac{A}{A_{вс}} j, \quad (4.27)$$

где A — площадь сечения поршня;

$A_{вс}$ — сечение всасывающей трубы;

j — ускорение поршня;

g — ускорение силы тяжести.

В начальный момент движения поршня, когда $v = 0$ и $h_{сопр} = 0$, создается наибольшее разрежение в цилиндре. В это время величина инерционного напора принимает максимальное значение

$$h_{ин}^{макс} = \frac{l_{вс}}{g} \frac{A}{A_{вс}} \omega^2 r \left(1 + \frac{r}{S} \right), \quad (4.28)$$

где r — радиус кривошипа;

S — длина шатуна;

ω — угловая скорость вращения вала.

Максимально допускаемая высота всасывания жидкости в начальный момент движения поршня определяется выражением

$$z_{вс} = \frac{p_0 - p_{вс}}{\rho g} - \frac{l_{вс}}{g} \frac{A}{A_{вс}} \omega^2 r \left(1 + \frac{r}{S} \right) - h_{кл}. \quad (4.29)$$

Из формулы видно, что высота всасывания быстро уменьшается с увеличением угловой скорости, а следовательно, и с увеличением числа оборотов вала насоса.

Мощность и к.п.д. насоса. Полезная работа L , совершаемая насосом при подаче V м³ жидкости на высоту H , равна

$$L = V \rho g H = [н \cdot м] = [дж]. \quad (4.30)$$

Следовательно, полезная мощность насоса равна

$$N_{\text{пол}} = QH\rho g = \left[\frac{\text{Н} \cdot \text{М}}{\text{сек}} \right] = [\text{Вт}], \quad (4.31)$$

где Q — секундный расход жидкости, $\text{м}^3/\text{сек}$.

Однако полезная работа насоса сопровождается дополнительными потерями энергии, затрачиваемой:

- 1) на преодоление гидравлического сопротивления в самом насосе, что учитывается гидравлическим к. п. д. $\eta_{\text{гидр}}$;
- 2) на утечку части жидкости из рабочей камеры, что учитывается объемным к.п.д. $\eta_{\text{об}}$;
- 3) на преодоление трения в механизмах насоса, что учитывается механическим к.п.д. $\eta_{\text{мех}}$.

Полный к.п.д. насоса η равен произведению упомянутых трех к.п.д., т. е.

$$\eta = \eta_{\text{гидр}} \eta_{\text{об}} \eta_{\text{мех}}$$

Обычно полный к. п. д. насоса $\eta = 0,6 - 0,85$. Меньшие значения η относятся к насосам малой мощности (примерно до 5 кВт), а большие - к насосам больших мощностей.

Мощность, потребляемая насосом, равна

$$N_{\text{нас}} = \frac{N_{\text{пол}}}{\eta} = \frac{Q\rho gH}{\eta 1000} \text{ кВт.}$$

Недостатками поршневых насосов являются:

- 1 Тихоходность;
- 2 Большие габариты и масса насоса;
- 3 Невозможность непосредственного соединения поршневого насоса с быстроходным двигателем;
- 4 Неприспособленность для регулирования подачи при данном числе двойных ходов.
- 5 К достоинствам поршневых насосов относятся:
- 6 Независимость подачи от развиваемого напора, что позволяет перекачивать жидкость с изменяющейся в зависимости от температуры вязкостью;
- 7 Возможность перекачивания густых и вязких жидкостей, а также жидкостей с абразивными примесями;
- 8 Возможность перекачивания малых количеств жидкости при высоких напорах;
- 9 Высокий КПД.

Шестерённые насосы. На рис. 4.8 представлена схема шестерённого насоса. В корпусе 1 расположена пара непрерывно вращающихся шестерён 2 и 3, находящихся в зацеплении. Работа насоса основана на следующем. При вращении шестерён каждый зуб одной шестерни, выходя из зацепления, освобождает соответствующий объём во впадине другой шестерни. Под действием атмосферного давления в приёмном резервуаре жидкость засасывается в освободившийся объём. При дальнейшем вращении шестерён жидкость, находящаяся между зубьями, вместе с ними перемещается из области всасывания 4 в область нагнетания 5.

В момент, когда зубья шестерён снова входят в зацепление, жидкость, заполнявшая впадины между зубьями обеих шестерён, выдавливается и поступает в нагнетательный патрубок 6.

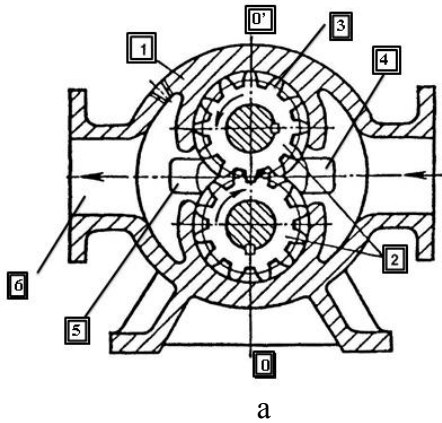


Рисунок 4.8 - Схема шестерённого насоса

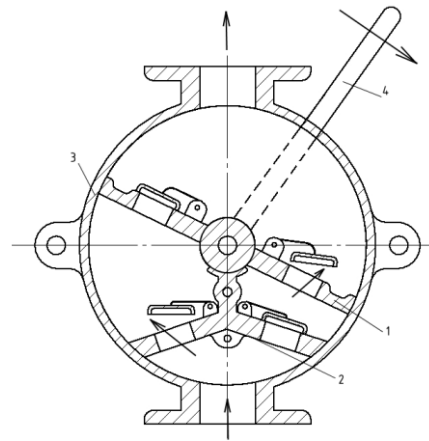


Рисунок 4.9 – Схема крыльчатого насоса

Шестерённые насосы могут работать с большой частотой вращения, поэтому они могут быть непосредственно соединены с валом быстроходного двигателя. Они просты по конструкции, надёжны в эксплуатации, отличаются небольшими габаритами и низкой стоимостью. Поэтому их широко применяют на практике.

Винтовые насосы. Эти насосы работают по тому же принципу, что и шестерённые. Жидкость из области всасывания поступает в промежутки между витками нарезки винтов и переносится по направлению оси вращения винтов в область нагнетания. Подача винтового насоса отличается равномерностью. Вал насоса непосредственно соединяется с валом двигателя.

Крыльчатые насосы. Крыльчатые насосы по существу являются упрощённой разновидностью поршневого насоса двустороннего действия. Крыло, расположенное в кожухе и снабжённое двумя нагнетательными клапанами, выполняет функции поршня. Крыло вручную приводится в колебательное движение рукояткой. Под крылом установлена неподвижная перегородка с двумя всасывающими клапанами.

При движении крыла вправо с левой его стороны создаётся разрежение. Жидкость из приёмного резервуара под действием разности давлений засасывается через левый всасывающий клапан и заполняет освободившийся объём рабочей камеры. Одновременно крыло сжимает жидкость, находящуюся в правой половине рабочей камеры, и повышает её давление. Под действием этого давления правый нагнетательный клапан открывается, и жидкость выталкивается в нагнетательный патрубок. Таким образом, когда в левой половине рабочей камеры происходит всасывание, в правой в это время происходит нагнетание.

Крыльчатые насосы работают при очень низких давлениях, порядка 0,2 — 0,3 Мпа. Их применяют для перекачивания вручную жидкости из бочек, для откачивания воды — из трюмов судов и т. п.

4.5 Регулирование подачи объёмных насосов

Регулирование подачи объёмных насосов осуществляется в основном тремя способами:

- 1 Изменение частоты вращения вала насоса;
- 2 Изменение длины хода поршня за счёт изменения радиуса кривошипа;
- 3 Перепуском. При таком способе устанавливается перепускной (обводной) трубопровод из нагнетательного во всасывающий. Когда необходимо уменьшить подачу, то часть жидкости из нагнетательного трубопровода по обводному перепускается (отводится) во всасывающий трубопровод. Этот способ также снижает КПД насоса.

4.6 Струйные насосы

Струйные насосы просты по конструкции и надёжны в эксплуатации. Их особенностью является полное отсутствие движущихся деталей.

Работа струйного насоса основана на использовании кинетической энергии рабочей жидкости, которая смешиваясь с жидкостью, перекачиваемой насосом, передаёт часть своей кинетической энергии, и образовавшаяся смесь нагнетается в сеть.

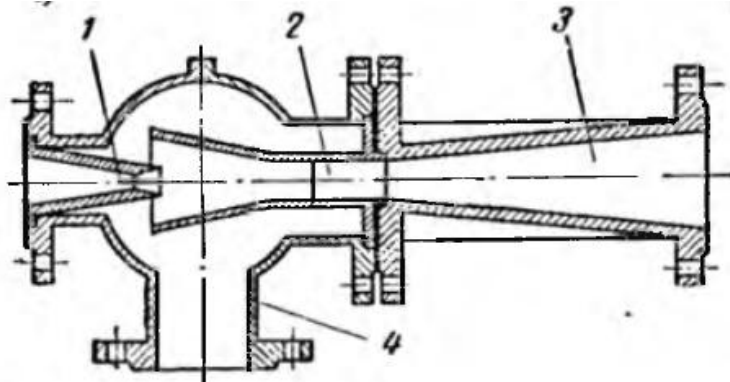


Рисунок 4.10 - Струйные насосы

К соплу подводится рабочая жидкость, имеющая напор, несколько больший напора, создаваемого насосом. Проходя по суживающему соплу, рабочая жидкость, теряя часть давления, увеличивает свою скорость. На выходе из сопла вокруг струи рабочей жидкости создаётся разрежение, перекачиваемая жидкость по трубопроводу через всасывающий патрубок засасывается в смесительную камеру и смешивается с рабочей жидкостью.

Полученная таким образом смесь направляется в диффузор, где она теряет скорость, давление её повышается и далее жидкость выходит в нагнетательный трубопровод. Рабочей и перекачиваемой жидкостью могут быть как жидкость, так и газ (либо пар) в различных комбинациях.

Струйные насосы имеют низкий КПД, их применяют там, где вследствие быстрого износа невыгодно применять другие дорогостоящие насосы (строительные и горные работы, при откачке загрязнённой песком воды из затопленных помещений и др.)

4.7 Сравнение работы центробежных и поршневых насосов

Поршневые и центробежные насосы различаются между собой следующим. При изменении напора в нагнетательном трубопроводе количество жидкости, подаваемой поршневым насосом, не изменяется. У центробежных насосов количество подаваемой жидкости может быть различным при изменении напора в нагнетательном трубопроводе (рис.4.3).

Если установить задвижку на нагнетательном трубопроводе центробежного насоса и регулировать ею количество жидкости, подаваемое насосом, то, как видно из рис.4.3, по мере закрывания задвижки подача жидкости будет уменьшаться и при полной закрытой задвижке прекратится совсем. Напор при этом будет оставаться близким к наибольшему напору насоса, а мощность насоса уменьшится с уменьшением количества жидкости, подаваемой насосом. Если же задвижку установить на нагнетательном трубопроводе поршневого насоса и попытаться регулировать количество нагнетаемой жидкости, то, поскольку подача поршневого насоса не зависит от давления в нагнетательном трубопроводе, масса жидкости, подаваемая насосом, останется неизменной, несмотря на уменьшение площади сечения нагнетательного трубопровода задвижкой. Однако по мере уменьшения проходного сечения трубопровода скорость жидкости будет возрастать и давление перед задвижкой соответственно повышаться. Если задвижку закрыть

полностью, то давление может стать неограниченно большим. При этом произойдёт либо поломка насоса или разрыв трубопровода, либо остановка двигателя из-за перегрузки.

Из сказанного следует, что центробежные насосы могут применяться в условиях, при которых масса перекачиваемой жидкости изменяется в широких пределах. Поршневые насосы целесообразно применять для перекачивания жидкости при постоянной подаче и под высоким давлением.

Центробежные насосы отличаются простотой конструкции, меньшей массой, габаритами, стоимостью. Подача жидкости центробежными насосами происходит равномерно, без пульсаций давления. Поршневые насосы по сравнению с центробежными очень тихоходны.

4.8 Основные понятия о вентиляторах

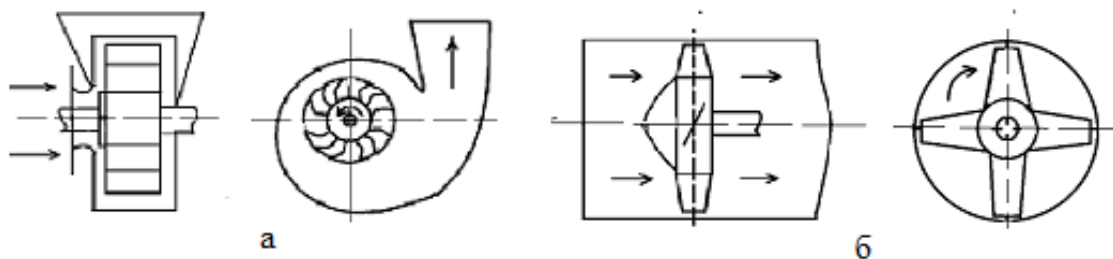
Вентиляторами называют машины, предназначенные для перемещения воздушных потоков в системах вентиляции, для пневматического транспортирования аэросмесей по трубопроводам, подачи воздуха в топки котельных установок, плавильные и сушильные печи, также для отсасывания дымовых газов. Широкое применение вентиляторы получили в горнорудной, угольной, металлургической промышленности, а также в сельском хозяйстве.

Газ подаётся вентиляторами при сравнительно малых избыточных давлениях, порядка 0,2 — 15 кПа.

По принципу действия вентиляторы делятся на центробежные и осевые. Центробежные вентиляторы применяют для подачи газа при относительно больших напорах, а осевые — при малых напорах, но больших подачах. В зависимости от создаваемого избыточного давления вентиляторы подразделяют на три группы;

- 1 низкого давления до 1 кПа;
- 2 среднего давления от 1 до 3 кПа;
- 3 высокого давления от 3 до 15 кПа.

Это деление является условным, т. к. в зависимости от частоты вращения рабочего колеса один и тот же вентилятор может быть отнесён к одной из двух соседних групп. В тех случаях, когда один вентилятор не обеспечивает необходимую подачу газа при данном напоре, включают параллельно два или несколько вентиляторов. Если необходимо увеличить напор при заданном расходе, то вентиляторы включают последовательно.



а — центробежные, б — осевые

Рисунок 4.11 - Схемы вентиляторов.

На рис. 4.11,а показана схема центробежного вентилятора, основной частью которого является колесо с рабочими лопатками, помещённое в спиральный кожух.

Центробежные вентиляторы работают на том же принципе, что и центробежные насосы. При вращении рабочего колеса воздух или газ, находящийся в рабочем пространстве вентилятора, вращается вместе с колесом и под воздействием центробежной силы отбрасываются к периферии колеса. Сойдя с лопаток колеса, газ попадает в спиральную камеру и из неё — в нагнетательный трубопровод.

Когда газ сходит с лопаток колеса, в центральной части колеса образуется разрежение, и новая порция газа под действием атмосферного давления перемещается

через всасывающее отверстие в корпусе вентилятора и поступает в центральную часть колеса. Затем газ попадает на лопапки колеса, закручивается и процесс продолжается.

Напор, создаваемый центробежным вентилятором, определяется основным уравнением центробежного насоса (4.21).

$$H = (c_2 u_2 \cos \alpha_2 - c_1 u_1 \cos \alpha_1) / g$$

Осевой вентилятор представляет собой осевое лопаточное колесо, расположенное в цилиндрическом кожухе (рис.4.10,б). Газ, поступающий во входное отверстие вентилятора, под воздействием лопаток вращающегося колеса перемещается в осевом направлении к выпускному отверстию. Так как у осевых вентиляторов газ перемещается в осевом направлении, то окружные скорости отдельных струек газа, проходящих через вентилятор, не изменяются, т. е. $u_1 = u_2 = u$. Полный напор осевых вентиляторов можно подсчитать по формуле

$$H = (c_2 \cos \alpha_2 - c_1 \cos \alpha_1) u / g$$

Напор центробежного вентилятора, его подача и потребляемая мощность зависят от частоты вращения колеса. Так с увеличением частоты вращения колеса от n_1 до n_2 пропорционально возрастает подача от Q_1 до Q_2

$$Q_2 / Q_1 = n_2 / n_1$$

Соответствующие напоры газа H_2 и H_1 , как и в центробежных насосах, пропорционально отношению квадратов частот вращения колеса центробежного вентилятора

$$H_2 / H_1 = n_2^2 / n_1^2$$

Мощность N_2 и N_1 потребляемые вентилятором при разных частотах вращения, пропорциональны отношению кубов частот вращения

$$N_2 / N_1 = n_2^3 / n_1^3$$

Мощность, потребляемую вентилятором определяют по формуле

$$N_{\text{вен}} = Q H \rho g / \eta$$

где Q — подача вентилятора, м³/с; H — полный напор, м; η — полный КПД вентилятора; ρ — плотность, кг/м³; g — ускорение свободного падения, м/с².

Список использованных источников

- 1 Плужников С, Брюханов О. Основы гидравлики и теплотехники. Изд. Академия ,2011,240с.
- 2 Трофимова Т.И. Курс общей физики, Учебное пособие для вузов, 18-е изд, М – Академия, 2010.
- 3 А. С. Ткаченко. Прикладная механика. Курс лекций по гидромеханике : Учебное пособие / ; Министерство образования Российской Федерации, Томский государственный педагогический университет. - Томск : Томский государственный педагогический университет, 2002. - 69 с.
- 4 Черняк О.В. Основы теплотехники и гидравлики. Изд. «Высшая школа».1969. 311с.
- 5 Е. Ф. Рабинович. Гидравлика : Учебное пособие для техникумов / Е. З. Рабинович. - 2-е изд., испр. - М. : Гостехиздат, 1956. - 395 с. .
- 6 А.С. Апкарьян. Гидравлика. Учебное пособие для направления подготовки 20.03.01. «Техносферная безопасность» / Апкарьян А. С. — 2015. 56 с. [Электронный ресурс] : Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (Томск). - Электрон. текстовые дан. – Томск. <https://edu.tusur.ru/publications/5678>.