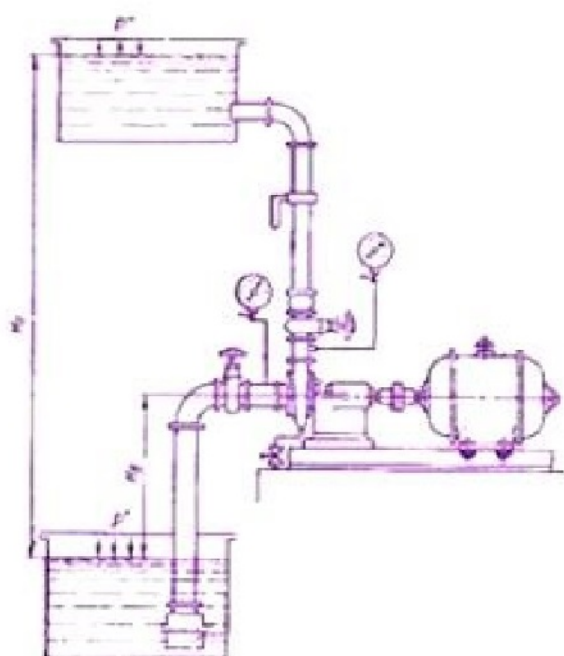


# ГИДРАВЛИКА ГИДРОМАШИНЫ И ГИДРОПРИВОДЫ



Альянс

# ГИДРАВЛИКА ГИДРОМАШИНЫ И ГИДРОПРИВОДЫ

---

Четвертое издание, стереотипное  
Перепечатка со второго издания 1982 г.

*Второе издание допущено  
Министерством высшего и среднего  
специального образования СССР в качестве  
учебника для студентов высших технических  
учебных заведений*

*Альянс*  
Москва, 2010

ББК 30.123  
Г46  
УДК 62-82(075)

*Т. М. Башта, С. С. Руднев, Б. Б. Некрасов,  
О. В. Байбаков, Ю. Л. Кирилловский*

Рецензент: кафедра гидравлики и гидромашин  
Одесского политехнического института

Г46 **Гидравлика, гидромашинны и гидроприводы:** Учебник для машиностроительных вузов /Т. М. Башта, С. С. Руднев, Б. Б. Некрасов и др. – 4-е изд., стереотипное, перепечатка со второго издания 1982 г. – М: «Издательский дом Альянс», 2010. – 423 с.: ил.

ISBN 978-5-903034-88-8

Изложены основы общей гидравлики, рассмотрен рабочий процесс лопастных гидромашин – центробежных и осевых насосов, а также вихревых и струйных насосов; даны теория и расчет этих машин, описаны их эксплуатационные свойства и характеристики; рассмотрены устройства, основы теории и характеристики гидродинамических передач. Значительная часть посвящена объемным гидромашинам, объемному гидроприводу.

**ББК 30.123  
532**

**Трифон Максимович Башта, Сергей Сергеевич Руднев,  
Борис Борисович Некрасов и др.**

## **ГИДРАВЛИКА, ГИДРОМАШИНЫ И ГИДРОПРИВОДЫ**

Редактор *И. Н. Якунина*  
Художественный редактор *Ю. Г. Ворончихин*  
Технический редактор *Ф. П. Мельниченко*  
Корректоры *О. Е. Мишина* и *Л. Я. Шабашова*  
Оформление художника *В. В. Евдокимова*

Подписано в печать 02.02.2010. Формат 60х90 1/16.  
Бумага офсетная. Гарнитура «Обыкновенная новая». Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 26,5. Уч.-изд. л. 28,25. Тираж 1000 экз. Заказ № 611.

ООО «Издательский дом Альянс»  
Тел./факс (495) 221-21-95  
E-mail: [izdat@aliantsbooks.ru](mailto:izdat@aliantsbooks.ru)  
Адрес в Интернете: [www.aliantsbook.ru](http://www.aliantsbook.ru)

Отпечатано в ГУП «Брянское областное полиграфическое объединение»  
241019, г. Брянск, пр-т Ст. Димитрова, 40

ISBN 978-5-903034-88-8



© ООО «Издательский дом Альянс», 2010

## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

Настоящая книга предназначена в качестве учебника для студентов машиностроительных специальностей вузов, в учебных планах которых предусмотрен общий курс гидравлики, гидромашин и гидроприводов. Такой же объединенный курс читается и для других специальностей в связи с тем, что гидрооборудование, гидропривод и гидроавтоматика широко применяются в производственных процессах разных отраслей: при разработке месторождений полезных ископаемых, в энергетике, металлургии, лесной промышленности, на транспорте, строительстве и т. д.

Книга написана в соответствии с учебной программой указанного курса, утвержденной Министерством высшего и среднего образования СССР, и содержит все основные разделы этой программы.

Второе издание книги отличается от первого тем, что оно частично переработано и дополнено некоторым новым материалом. Несколько повышен теоретический уровень изложения.

Так, в первой части введены дифференциальные уравнения движения жидкости, теорема о количестве движения в применении к жидкости, понятие о  $\lambda$ -теореме и методе размерностей и др.

Во второй части не только несколько изменена методика изложения, но и внесены дополнительные материалы особенно по теории подобия лопастных насосов, кавитации в них, а также даны современные примеры использования гидродинамических (лопастных) передач.

В третью часть введены следующие новые вопросы: общие свойства объемных гидромашин, рабочий процесс насосных и регулирующих клапанов, учет сжимаемости жидкости в гидромашинах, кавитация в поршневых и роторных насосах, конструктивные схемы современных роторно-поршневых и других роторных гидромашин, характеристики и КПД различных типов гидроприводов, сравнение способов регулирования гидроприводов и др.

Первая часть написана проф. д-ром техн. наук Б. Б. Некрасовым, вторая часть — проф. С. С. Рудневым, проф. д-ром техн. наук О. В. Байбаковым и доц. канд. техн. наук Ю. Л. Кирилловским, третья часть — проф. д-ром техн. наук Т. М. Баштой при участии Ю. Л. Кирилловского и Б. Б. Некрасова.



### Глава 1. ВВЕДЕНИЕ. СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ

#### 1.1. Предмет гидравлики

Раздел механики, в котором изучают равновесие и движение жидкости, а также силовое взаимодействие между жидкостью и обтекаемыми ею телами или ограничивающими ее поверхностями, называется гидромеханикой. Если же помимо жидкостей изучают движение газов и обтекание ими тел, то науку называют аэрогидродинамикой.

Науку о законах равновесия и движения жидкостей и о способах приложения этих законов к решению практических задач называют гидравликой. В гидравлике рассматривают, главным образом, потоки жидкости, ограниченные и направленные твердыми стенками, т. е. течения в открытых и закрытых руслах (каналах). В понятие «русло» или «канал» включают поверхности (стенки), которые ограничивают и направляют поток, следовательно, не только русла рек, каналов и лотков, но и различные трубопроводы, насадки, элементы гидромашин и других устройств, внутри которых протекает жидкость.

Таким образом, можно сказать, что в гидравлике изучают в основном внутренние течения жидкостей и решают так называемую внутреннюю задачу в отличие от внешней, связанной с внешним обтеканием тел сплошной средой, которое имеет место при движении твердого тела в жидкости или газе (воздухе). Внешнюю задачу рассматривают в аэрогидромеханике. Она получает значительное развитие в связи с потребностями авиации и судостроения.

Термину «жидкость» в гидромеханике часто придают более широкий смысл, чем это принято в обыденной жизни. В понятие «жидкость» включают все тела, для которых свойственна текучесть, т. е. способность сильно изменять свою форму под действием сколь угодно малых сил. Таким образом, в это понятие включают как жидкости обычные, называемые капельными, так и газы. Первые отличаются тем, что в малом количестве под действием поверхностного натяжения принимают сферическую форму, а в большом — обычно образуют свободную поверхность раздела с газом. Важной особенностью капельных жидкостей является то, что они ничтожно мало изменяют свой объем при изменении давления, поэтому их обычно считают несжимаемыми. Газы, наоборот, могут значительно уменьшаться в объеме под действием давления и неограниченно расширяться при отсутствии давления, т. е. они обладают большой сжимаемостью.

Несмотря на это различие, законы движения капельных жидкостей и газов при определенных условиях можно считать одинаковыми. Основным из этих условий является малая скорость течения газа по сравнению со скоростью распространения в нем звука.

В гидравлике изучают движения, главным образом, капельных жидкостей, причем в подавляющем большинстве случаев последние рассматривают как несжимаемые. Внутренние течения газа относятся к области гидравлики лишь в тех случаях, когда их скорости значительно меньше скорости звука и, следовательно, сжимаемостью газа можно пренебречь. Такие случаи движения встречаются в практике довольно часто (например, течение воздуха в вентиляционных системах, в системах кондиционирования воздуха и некоторых газопроводах). В дальнейшем изложении под термином «жидкость» будем понимать капельную жидкость, а также газ, когда его можно считать несжимаемым.

Историческое развитие механики жидкостей шло двумя различными путями.

Первый путь — теоретический, путь точного математического анализа, основанного на законах механики. Он привел к созданию теоретической гидромеханики, которая долгое время являлась самостоятельной дисциплиной, непосредственно не связанной с экспериментом. Метод теоретической гидромеханики является весьма эффективным средством научного исследования. Однако на пути чисто теоретического исследования движения жидкости встречается множество трудностей, и методы теоретической гидромеханики не всегда дают ответы на вопросы, выдвигаемые практикой.

Второй путь — путь широкого привлечения эксперимента и накопления опытных данных для использования их в инженерной практике — привел к созданию гидравлики; он возник из насущных задач практической, инженерной деятельности людей. В начальный период своего развития гидравлика была наукой чисто эмпирической. В настоящее же время в ней, где это возможно и целесообразно, все больше применяют методы теоретической гидромеханики для решения отдельных задач, а теоретическая гидромеханика все чаще начинает прибегать к эксперименту как к критерию достоверности своих выводов. Таким образом, различие в методах этих двух направлений одной и той же науки постепенно исчезает.

Метод, используемый в современной гидравлике при исследовании движения, заключается в следующем. Исследуемые явления сначала упрощают и к ним применяют законы теоретической механики. Затем полученные результаты сравнивают с данными опытов, выясняют степень расхождения, уточняют и исправляют теоретические выводы и формулы для приспособления их к практическому использованию. Целый ряд явлений, крайне трудно поддающихся теоретическому анализу из-за сложности, исследуют экспериментальным путем, а результаты представляют в виде эмпирических формул.

Гидравлика дает методы расчета и проектирования разнообразных гидротехнических сооружений (плотин, каналов, водосливов,

трубопроводов для подачи всевозможных жидкостей), гидромашин (насосов, гидротурбин, гидропередач), а также других гидравлических устройств, применяемых во многих областях техники. Особенно велико значение гидравлики в машиностроении, где приходится иметь дело с закрытыми руслами (например, трубами) и напорными течениями в них, т. е. с потоками без свободной поверхности и с давлением, отличным от атмосферного.

Гидросистемы, состоящие из насосов, трубопроводов, различных гидроагрегатов широко используют в машиностроении в качестве систем жидкостного охлаждения, топливоподачи, смазочных и др.

На различных современных машинах все более широкое применение находят гидропередачи (гидроприводы) и гидроавтоматика.

Гидропередачи представляют собой устройства для передачи механической энергии и преобразования движения посредством жидкости. По сравнению с передачами других видов (зубчатыми и т. п.) гидропередачи имеют ряд существенных преимуществ: простота преобразования вращательного движения в возвратно-поступательное, возможность плавного (бесступенчатого) изменения соотношения скоростей входного и выходного звеньев, компактность конструкций и малая масса гидромашин при заданной мощности по сравнению, например, с электромашинными и др.

Гидропередачи, снабженные системами автоматического или ручного управления, образуют гидроприводы, которые благодаря перечисленным преимуществам широко используют в различных металлообрабатывающих станках, на летательных аппаратах (самолетах, вертолетах, ракетах), на сухопутных транспортных машинах (колесных и гусеничных), в строительно-дорожных и подъемно-транспортных машинах, в прокатных станах и прессах и т. п.

Гидроприводы, гидроавтоматика и различные гидравлические устройства являются весьма перспективными для комплексной автоматизации и механизации производства.

Для расчета и проектирования гидроприводов, их систем автоматического регулирования и других устройств с гидромашинными и гидроавтоматикой, а также для правильной их эксплуатации, ремонта и наладки нужно иметь соответствующую подготовку в области гидравлики и теории гидромашин.

## 1.2 Силы, действующие на жидкость.

### Давление в жидкости

Жидкость в гидравлике рассматривают как непрерывную среду, заполняющую пространство без пустот и промежутков, т. е. отвлекаются от молекулярного строения жидкости и ее частицы, даже бесконечно малые, считая состоящими из большого числа молекул.

Вследствие текучести (подвижности частиц) в жидкости действуют силы не сосредоточенные, а непрерывно распределенные по ее объему (массе) или поверхности. В связи с этим силы, действующие на объемы жидкости и являющиеся по отношению к ним внешними, разделяют на массовые (объемные) и поверхностные.

**Массовые** силы в соответствии со вторым законом Ньютона пропорциональны массе жидкости или, для однородной жидкости, — ее объему. К ним относятся сила тяжести и сила инерции переносного движения, действующая на жидкость при относительном ее покое в ускоренно движущихся сосудах или при относительном движении жидкости в рулах, перемещающихся с ускорением.

**Поверхностные** силы непрерывно распределены по поверхности жидкости и при равномерном их распределении пропорциональны площади этой поверхности. Эти силы обусловлены непосредственным воздействием соседних объемов жидкости на данный объем или же воздействием других тел (твердых или газообразных), соприкасающихся с данной жидкостью. Как следует из третьего закона Ньютона, с такими же силами, но в противоположном направлении, жидкость действует на соседние с нею тела.

В общем случае поверхностная сила  $\Delta R$ , действующая на площадке  $\Delta S$ , направлена под некоторым углом к ней, и ее можно разложить на нормальную  $\Delta F$  и тангенциальную  $\Delta T$  составляющие (рис. 1.1). Первая называется силой давления, а вторая — силой трения.

Как массовые, так и поверхностные силы в гидромеханике рассматривают обычно в виде единичных сил, т. е. сил, отнесенных к соответствующим единицам. Массовые силы относят к единице массы, а поверхностные — к единице площади.

Так как массовая сила равна произведению массы на ускорение, следовательно, единичная массовая сила численно равна соответствующему ускорению.

Единичная поверхностная сила, называемая напряжением поверхностной силы, раскладывается на нормальное и касательное напряжения.

Нормальное напряжение, т. е. напряжение силы давления, называется *гидромеханическим* (в случае покоя — гидростатическим) *давлением*, или просто давлением, и обозначается буквой  $p$ .

Если сила давления  $\Delta F$  равномерно распределена по площадке  $\Delta S$ , то среднее гидромеханическое давление определяют по формуле

$$p = \Delta F / \Delta S. \quad (1.1)$$

В общем случае гидромеханическое давление в данной точке равно пределу, к которому стремится отношение силы давления к площади  $\Delta S$ , на которую она действует, при уменьшении  $\Delta S$  до нуля, т. е. при стягивании ее к точке

$$p = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \Delta F / \Delta S. \quad (1.2)$$

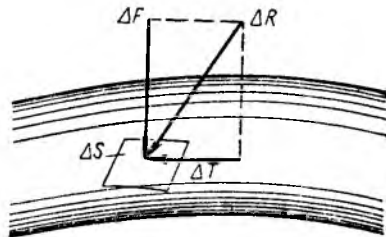


Рис. 1.1. Разложение поверхностной силы на две составляющие

Если давление  $p$  отсчитывают от абсолютного нуля, то его называют абсолютным, а если отсчитывают от атмосферного давления  $p_a$ , т. е. от условного нуля, то его называют избыточным ( $p_{изб}$ ) или манометрическим. Следовательно, абсолютное давление

$$p_{абс} = p_a + p_{изб}.$$

За единицу давления в Международной системе единиц (СИ) принят паскаль — давление, вызываемое силой 1Н, равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности площадью 1 м<sup>2</sup>. Наряду с этой единицей давления применяют укрупненные единицы: килопаскаль (кПа) и мегапаскаль (МПа):

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 10^{-3} \text{ кПа} = 10^{-6} \text{ МПа}.$$

В технике в настоящее время продолжают применять также систему единиц МКГСС (метр, килограмм-сила, секунда), в которой за единицу давления принимается 1 кгс/м<sup>2</sup>. Используют также внесистемные единицы — техническую атмосферу и бар

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 10\,000 \text{ кгс/м}^2;$$

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па} = 1,02 \text{ ат}.$$

Соотношение между единицами давления в системах СИ и МКГСС следующее:

$$1 \text{ Па} = 0,102 \text{ кгс/м}^2 \text{ или } 1 \text{ кгс/м}^2 = 9,81 \text{ Па}.$$

Касательное напряжение в жидкости, т. е. напряжение трения, обозначается буквой  $\tau$  и выражается подобно давлению пределом

$$\tau = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \Delta T / \Delta S, \quad (1.3)$$

а размерность его та же, что и размерность давления.

### 1.3. Основные свойства капельных жидкостей

Одной из основных механических характеристик жидкости является ее плотность.

Плотностью  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>) называют массу жидкости, заключенную в единице объема; для однородной жидкости

$$\rho = m/V, \quad (1.4)$$

где  $m$  — масса жидкости в объеме  $V$ .

Удельным весом  $\gamma$  (Н/м<sup>3</sup>) называют вес единицы объема жидкости, т. е.

$$\gamma = G/V, \quad (1.5)$$

где  $G$  — вес жидкости в объеме  $V$ .

Например, для воды при 4 °С имеем

$$\gamma = 1000 \text{ кгс/м}^3 = 0,001 \text{ кгс/см}^3 = 9,81 \cdot 10^3 \text{ Н/м}^3.$$

Связь между удельным весом  $\gamma$  и плотностью  $\rho$  легко найти, если учесть, что  $G = gm$ :

$$\rho = G/(gV) = \gamma/g. \quad (1.6)$$

Если жидкость неоднородна, то формулы (1.4) и (1.5) определяют лишь среднее значение удельного веса или плотности в данном объеме. Для определения истинного значения  $\gamma$  и  $\rho$  в данной точке следует рассматривать объем, уменьшающийся до нуля, и искать предел соответствующего отношения.

Применяют еще относительную плотность жидкости  $\delta$ , равную отношению плотности жидкости к плотности воды при  $4^\circ\text{C}$ :

$$\delta = \rho_{\text{ж}}/\rho_{\text{вод}}. \quad (1.7)$$

Коротко рассмотрим основные физические свойства капельных жидкостей.

1. *Сжимаемость*, или свойство жидкости изменять свой объем под действием давления, характеризуется коэффициентом  $\beta_p$  ( $\text{м}^2/\text{Н}$ ) объемного сжатия, который представляет собой относительное изменение объема, приходящееся на единицу давления, т. е.

$$\beta_p = - (dV/dp) (1/V). \quad (1.8)$$

Знак минус в формуле обусловлен тем, что положительному приращению давления  $p$  соответствует отрицательное приращение (т. е. уменьшение) объема  $V$ .

Рассматривая конечные приращения  $\Delta p = p - p_1$  и  $\Delta V = V - V_1$  и считая  $\beta_p$  постоянным, получаем

$$V \approx V_1 (1 - \beta_p \Delta p),$$

или, учитывая равенство (1.4), находим приближенную формулу для определения плотности

$$\rho \approx \rho_1 / (1 - \beta_p \Delta p), \quad (1.9)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho$  — плотности при давлениях  $p_1$  и  $p$ .

Величина, обратная коэффициенту  $\beta_p$ , представляет собой объемный модуль упругости  $K$ .

Через модуль  $K$  и конечные разности формулу (1.8) можно переписать в виде зависимости

$$\Delta V/V = - \Delta p/K, \quad (1.8)$$

которую называют обобщенным законом Гука.

Выразив объем через плотность, вместо формулы (1.8) получим

$$K = - dp/[rd(1/\rho)] = \rho dp/d\rho \quad \text{или} \quad K/\rho = dp/d\rho = c^2, \quad (1.10)$$

где  $c$  — скорость распространения продольных волн в упругой среде, равная скорости звука.

Для капельных жидкостей модуль  $K$  несколько уменьшается с увеличением температуры и возрастает с повышением давления. Для воды он составляет при атмосферном давлении приблизительно 2000 МПа. Следовательно, при повышении давления на 0,1 МПа

объем воды уменьшается всего лишь на 1/20 000 часть. Такого же порядка модуль упругости и для других капельных жидкостей, например для минеральных масел он равен приблизительно 1200 МПа.

Как следует из формулы (1.9), при повышении давления воды, например, до 40 МПа ее плотность повышается лишь на 2 %, а масла — на 3 %. Поэтому в большинстве случаев капельные жидкости можно считать практически несжимаемыми, т. е. принимать их плотность не зависящей от давления. Но при очень высоких давлениях и упругих колебаниях сжимаемость жидкостей следует учитывать.

Различают адиабатный и изотермический модуль упругости. Первый больше второго приблизительно в 1,5 раза и проявляется при быстротечных процессах сжатия жидкости без теплообмена. Приведенные выше значения  $K$  являются значениями изотермического модуля.

2. *Температурное расширение* характеризуется коэффициентом  $\beta_T$  объемного расширения, который представляет собой относительное изменение объема при изменении температуры  $T$  на 1 °С и постоянном давлении, т. е.

$$\beta_T = (1/V_1) (\partial V / \partial T). \quad (1.11)$$

Рассматривая конечные приращения  $\Delta V = V - V_1$  и  $\Delta T = T - T_1$  и принимая  $\beta_T$  постоянным, получаем

$$V = V_1 (1 + \beta_T \Delta T),$$

а учитывая равенство (1.4), находим приближенную формулу

$$\rho = \rho_1 / (1 + \beta_T \Delta T), \quad (1.12)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho$  — плотности при температурах  $T_1$  и  $T$ .

Для воды коэффициент  $\beta_T$  возрастает с увеличением давления и температуры от  $14 \cdot 10^{-6}$  при 0 °С и 0,1 МПа до  $700 \cdot 10^{-6}$  при 100 °С и 10 МПа. Для минеральных масел в диапазоне давлений от 0 до 15 МПа  $\beta_T$  можно в среднем принимать равным  $800 \cdot 10^{-6}$ .

3. *Сопротивление растяжению* внутри капельных жидкостей по молекулярной теории может быть весьма значительным. При опытах с тщательно очищенной и дегазированной водой в ней были получены кратковременные напряжения растяжения до 23—28 МПа. Однако технически чистые жидкости, содержащие взвешенные твердые частицы и мельчайшие пузырьки газов, не выдерживают даже незначительных напряжений растяжения. Поэтому в дальнейшем будем считать, что напряжения растяжения в капельных жидкостях невозможны.

4. На поверхности раздела жидкости и газа действуют силы *поверхностного натяжения*, стремящиеся придать объему жидкости сферическую форму и вызывающие некоторое дополнительное давление. Однако это давление заметно сказывается лишь при малых объемах жидкости и для сферических объемов (капель) определяется

формулой

$$p = 2\sigma/r,$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости;  $r$  — радиус сферы.

Коэффициент  $\sigma$  имеет следующие значения (Н/м) для разных жидкостей, граничащих с воздухом при температуре 20 °С: для воды  $73 \cdot 10^{-3}$ , спирта  $22,5 \cdot 10^{-3}$ , керосина  $27 \cdot 10^{-3}$ , ртути  $460 \cdot 10^{-3}$ . С ростом температуры поверхностное натяжение уменьшается.

В трубках малого диаметра дополнительное давление, обусловленное поверхностным натяжением, вызывает подъем (или опускание) жидкости относительно нормального уровня, характеризующий капиллярность жидкости.

Высоту подъема смачивающей жидкости (или опускание несмачивающей жидкости) в стеклянной трубке диаметром  $d$  определяют по формуле для полусферического мениска

$$h = 4\sigma/(d\gamma) = k/d, \quad (1.13)$$

где  $k$  (мм<sup>2</sup>) имеет следующие значения: для воды +30, ртути -10,1; спирта +11,5.

С явлением капиллярности приходится сталкиваться при использовании стеклянных трубок в приборах для измерения давления, а также в некоторых случаях истечения жидкости. Большое значение приобретают силы поверхностного натяжения в жидкости, находящейся в условиях невесомости.

5. *Вязкость* представляет собой свойство жидкости сопротивляться сдвигу (скольжению) ее слоев. Это свойство проявляется в том, что в жидкости при определенных условиях возникают касательные напряжения. Вязкость есть свойство, противоположное текучести: более вязкие жидкости (глицерин, смазочные масла и др.) являются менее текучими, и наоборот.

При течении вязкой жидкости вдоль твердой стенки происходит торможение потока, обусловленное вязкостью (рис. 1.2). Скорость  $v$  уменьшается по мере уменьшения расстояния  $y$  от стенки вплоть до  $v = 0$  при  $y = 0$ , а между слоями происходит проскальзывание, сопровождающееся возникновением касательных напряжений (напряжений трения).

Согласно гипотезе, высказанной впервые Ньютоном в 1686 г., а затем экспериментально обоснованной проф. Н. П. Петровым в 1883 г., касательное напряжение в жидкости зависит от ее рода и характера течения и при слоистом течении изменяется прямо пропорционально так называемому поперечному градиенту скорости. Таким образом

$$\tau = \mu \, dv/dy, \quad (1.14)$$

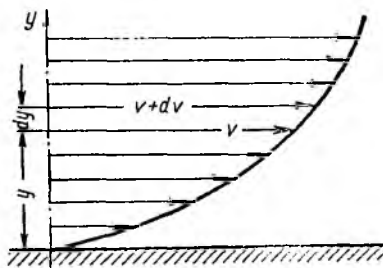


Рис. 1.2. Профиль скоростей при течении вязкой жидкости вдоль стенки



где  $\mu$  — коэффициент пропорциональности, получивший название динамической вязкости жидкости;  $dv$  — приращение скорости, соответствующее приращению координаты  $dy$  (см. рис. 1.2).

Поперечный градиент скорости  $dv/dy$  определяет изменение скорости, приходящееся на единицу длины в направлении нормали к стенке и, следовательно, характеризует интенсивность сдвига жидкости в данной точке (точнее  $dv/dy$  — это модуль градиента скорости; сам градиент — вектор).

Из закона трения, выражаемого уравнением (1.14), следует, что напряжения трения возможны только в движущейся жидкости, т. е. вязкость жидкости проявляется лишь при ее течении. В покоящейся жидкости касательные напряжения будем считать равными нулю\*.

Изложенное позволяет сделать вывод, что трение в жидкостях, обусловленное вязкостью, подчинено закону, принципиально отличному от закона трения твердых тел.

Если течение жидкости таково, что имеется еще градиент скорости в направлении, нормальном к плоскости рисунка (см. рис. 1.2), то полную производную в формуле (1.14) надо заменить частной производной  $\partial v/\partial y$ .

При постоянстве касательного напряжения по поверхности  $S$  полная касательная сила (сила трения), действующая по этой поверхности

$$T = \mu (dv/dy) S. \quad (1.15)$$

Для определения размерности вязкости  $\mu$  (Па·с) решим уравнение (1.14) относительно  $\mu$ , в результате чего получим

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

В системе СГС за единицу вязкости принимается пуаз:

$$1 \text{ П} = 1 \text{ дин} \cdot \text{с}/\text{см}^2.$$

Так как  $1 \text{ дин} = 10^{-5} \text{ Н} = 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ кгс}$ , а  $1 \text{ м}^2 = 10^4 \text{ см}^2$ , то  $1 \text{ П} = 0,1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 0,0102 \text{ кгс} \cdot \text{с}/\text{м}^2$ .

Наряду с динамической вязкостью  $\mu$  применяют кинематическую  $\nu = \mu/\rho$ .

$$(1.16)$$

Единицей измерения кинематической вязкости является стокс:

$$1 \text{ Ст} = 1 \text{ см}^2/\text{с}.$$

Сотая доля стокса называется сантистоксом (сСт).

Вязкость капельных жидкостей зависит от температуры и уменьшается с увеличением последней (рис. 1.3). Вязкость газов, наоборот, с увеличением температуры возрастает. Объясняется это различием природы вязкости в жидкостях и газах. В жидкостях молекулы расположены гораздо ближе друг к другу, чем в газах, и вязкость

---

\* Существуют так называемые аномальные, или неньютоновские жидкости (суспензии, коллоиды и др.), в которых касательные напряжения возможны также при покое, а вязкость зависит от градиента скорости.

вызывается силами молекулярного сцепления. Эти силы с увеличением температуры уменьшаются, поэтому вязкость падает. В газах же вязкость обусловлена, главным образом, беспорядочным тепловым движением молекул, интенсивность которого увеличивается с повышением температуры. Поэтому вязкость газов с увеличением температуры возрастает.

Влияние температуры на вязкость жидкостей можно оценить формулой

$$\mu = \mu_0 e^{-\beta(T - T_0)}, \quad (1.17)$$

где  $\mu$  и  $\mu_0$  — вязкости при температуре  $T$  и  $T_0$ ;  $\beta$  — коэффициент, значение которого для масел изменяется в пределах 0,02—0,03.

Вязкость жидкостей зависит также от давления, однако эта зависимость существенно проявляется лишь при относительно больших изменениях давления (в несколько десятков МПа). С увеличением давления вязкость большинства жидкостей возрастает, что может быть оценено формулой

$$\mu = \mu_0 e^{\alpha(p - p_0)}, \quad (1.18)$$

где  $\mu$  и  $\mu_0$  — вязкости при давлении  $p$  и  $p_0$ ;  $\alpha$  — коэффициент, значение которого для минеральных масел изменяется в пределах 0,02—0,03 (нижний предел соответствует высоким температурам, а верхний — низким).

Приближенная зависимость относительной вязкости  $\mu/\mu_0$  от давления для минеральных масел показана на рис. 1.4 для предельных значений коэффициента  $\alpha$ .

Вязкость жидкостей измеряют при помощи вискозиметров. Наиболее распространенным является вискозиметр Энглера, который представляет собой цилиндрический сосуд диаметром 106 мм, с короткой трубкой диаметром 2,8 мм, встроенной в дно. Время  $t$  истечения 200 см<sup>3</sup> испытуемой жидкости из вискозиметра через эту трубку под действием силы тяжести, деленное на время  $t_{\text{вод}}$  истечения того же объема дистиллированной воды при 20 °С выражает вязкость в градусах Энглера:  $1^\circ \text{E} = t/t_{\text{вод}}$ , где  $t_{\text{вод}} = 51,6$  с.

Для пересчета градусов Энглера в стоксы в случае минеральных масел применяют формулу

$$\nu = 0,073^\circ \text{E} - \frac{0,063}{^\circ \text{E}}.$$

6. *Испаряемость* свойственна всем каплевым жидкостям, однако интенсивность испарения неодинакова у различных жидкостей и зависит от условий, в которых они находятся.

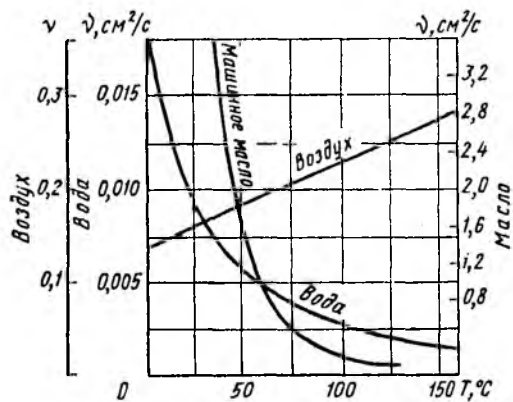


Рис. 1.3. Зависимость кинематической вязкости от температуры

Одним из показателей, характеризующих испаряемость жидкости, является температура ее кипения при нормальном атмосферном давлении; чем выше температура кипения, тем меньше испаряемость жидкости. В гидросистемах нормальное атмосферное давление является лишь частным случаем; обычно приходится иметь дело с испарением, а иногда и кипением жидкостей в замкнутых объемах при различных температурах и давлениях. Поэтому более полной характеристикой испаряемости является давление (упругость) насыщенных паров  $p_{н.п.}$ , выраженное в функции температуры. Чем больше давление насыщенных паров при данной температуре, тем больше испаряемость жидкости. С увеличением температуры давление  $p_{н.п.}$  увеличивается, однако у разных жидкостей в разной степени (рис. 1.5).

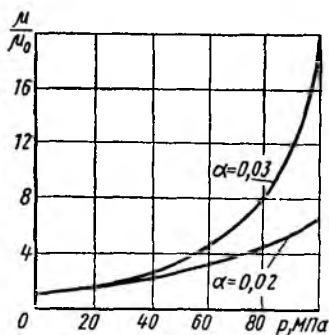


Рис. 1.4. Зависимость относительной вязкости минерального масла от давления

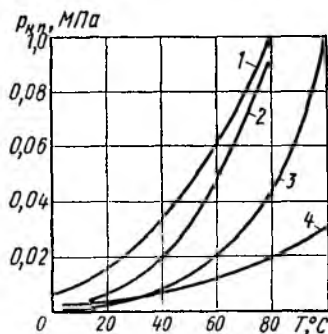


Рис. 1.5. Зависимость давления насыщенных паров жидкостей от температуры:

1 — бензин Б-70; 2 — спирт; 3 — вода; 4 — керосин

Если для простой жидкости рассматриваемая зависимость является вполне определенной, то для сложных жидкостей, представляющих собой многокомпонентные смеси (например, для бензина и др.), давление  $p_{н.п.}$  зависит не только от физико-химических свойств и температуры, но и от соотношения объемов жидкой и паровой фаз. Давление насыщенных паров возрастает с увеличением части объема, занятого жидкой фазой. Обычно значения упругости паров сложных жидкостей даются для отношения паровой и жидкой фаз, равного 4 : 1.

7. *Растворимость газов в жидкостях* характеризуется количеством растворенного газа в единице объема жидкости, различна для разных жидкостей и изменяется с увеличением давления.

Относительный объем газа, растворенного в жидкости до ее полного насыщения, можно считать по закону Генри прямо пропорциональным давлению, т. е.

$$V_{г}/V_{ж} = kp/p_0,$$

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

Коэффициент  $k$  имеет следующие значения при 20 °С: для воды 0,016, керосина 0,13, минеральных масел 0,08, жидкости АМГ-10 — 0,1.

При понижении давления выделяется растворенный в жидкости газ, причем интенсивнее, чем растворяется в ней. Это явление может отрицательно сказываться на работе гидросистем.

## Глава 2. ГИДРОСТАТИКА

### 1.4. Гидростатическое давление и его свойство

Гидростатикой называется раздел гидравлики, в котором рассматриваются законы равновесия жидкости и их практические приложения.

Как следует из гл. 1, жидкости практически не способны сопротивляться растяжению, а в неподвижных жидкостях не действуют касательные силы. Поэтому на неподвижную жидкость из поверхностных сил могут действовать только силы давления; причем на внешней поверхности рассматриваемого объема жидкости силы давления всегда направлены по нормали внутрь объема жидкости и, следовательно, являются сжимающими. Под внешней поверхностью жидкости понимают не только поверхность раздела жидкости с газообразной средой или твердыми стенками, но и поверхность объема, мысленно выделяемого из общего объема жидкости.

Таким образом, в неподвижной жидкости возможен лишь один вид напряжения — напряжение сжатия, т. е. гидростатическое давление.

Рассмотрим основное свойство гидростатического давления: в любой точке жидкости гидростатическое давление не зависит от ориентировки площадки, на которую оно действует, т. е. от углов ее наклона по отношению к координатным осям.

Для доказательства этого свойства выделим в неподвижной жидкости элементарный объем в форме тетраэдра с ребрами, параллельными координатным осям и соответственно равными  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$  (рис. 1.6). Пусть внутри выделенного объема на жидкость действует единичная массовая сила, составляющие которой равны  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ . Обозначим через  $p_x$  гидростатическое давление, действующее на грань, нормальную к оси  $Ox$ , через  $p_y$  — давление на грань, нормальную к оси  $Oy$ , и т. д. Гидростатическое давление, действующее на наклонную грань, обозначим через  $p_n$ , а площадь этой грани — через  $dS$ .

Составим уравнение равновесия выделенного объема жидкости сначала в направлении оси  $Ox$ , учитывая при этом, что все силы направлены по нормальям к соответствующим площадкам внутрь объема жидкости. Проекция сил давления на ось  $Ox$

$$p_x dy dz/2 - p_n dS \cos(\widehat{n, x}).$$

Масса жидкости в тетраэдре равна произведению ее объема на плотность, т. е.  $dx dy dz / 6$ , следовательно, массовая сила, действующая на тетраэдр вдоль оси  $Ox$ , составляет  $dx dy dz \rho X / 6$ .

Уравнение равновесия тетраэдра запишем в виде:

$$dy dz p_x / 2 - p_n dS \cos(\widehat{n, x}) + dx dy dz \rho X / 6 = 0.$$

Разделив это уравнение на площадь  $dy dz / 2$ , которая равна площади проекции наклонной грани  $dS$  на плоскость  $yOz$ , т. е.  $dy dz / 2 = dS \cos(\widehat{n, x})$ , получим

$$p_x - p_n + dx X \rho / 3 = 0.$$

При стремлении размеров тетраэдра к нулю последний член уравнения, содержащий множитель  $dx$ , также стремится к нулю,

а давления  $p_x$  и  $p_n$  остаются величинами конечными. Следовательно, в пределе получим

$$p_x - p_n = 0 \quad \text{или} \quad p_x = p_n.$$

Аналогично составляя уравнения равновесия вдоль осей  $Oy$  и  $Oz$ , находим

$$p_y = p_n, \quad p_z = p_n \quad \text{или} \\ p_x = p_y = p_z = p_n. \quad (1.19)$$

Так как размеры тетраэдра  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$  взяты произвольно, то и наклон площадки  $dS$  произволен и, следовательно, в пределе при стягивании тетраэдра в точку давление в этой точке по всем направлениям будет одинаково.

Это положение можно легко доказать, основываясь на формулах сопротивления материалов

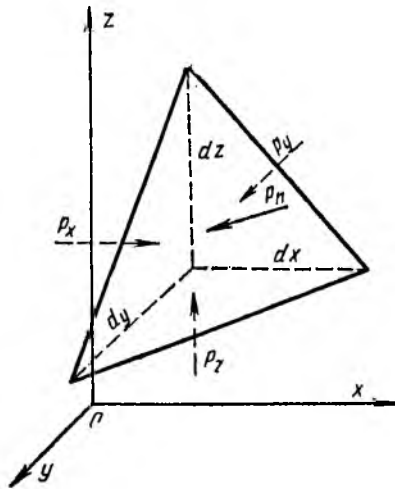


Рис. 1.6. Схема для доказательства свойства гидростатического давления

для напряжений при сжатии по двум и трем взаимно перпендикулярным направлениям\*. Для этого положим в указанных формулах касательное напряжение равным нулю, в результате чего получим  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = -p$ .

Рассмотренное свойство давления в неподвижной жидкости имеет место также при движении невязкой жидкости. При движении же реальной жидкости возникают касательные напряжения, вследствие чего давление в реальной жидкости указанным свойством, строго говоря, не обладает.

\* Для сжатия по двум направлениям эти формулы имеют следующий вид:

$$\sigma_n = \sigma_x \cos^2 \varphi + \sigma_y \sin^2 \varphi; \quad \tau = \frac{1}{2} (\sigma_x - \sigma_y) \sin 2\varphi.$$

## 1.5. Основное уравнение гидростатики

Рассмотрим распространенный частный случай равновесия жидкости, когда на нее действует лишь одна массовая сила — сила тяжести, и получим уравнение, позволяющее находить гидростатическое давление в любой точке рассматриваемого объема жидкости. Если этот объем весьма мал по сравнению с объемом Земли, то свободную поверхность жидкости можно считать горизонтальной плоскостью.

Пусть жидкость содержится в сосуде (рис. 1.7) и на ее свободную поверхность действует давление  $p_0$ . Найдем гидростатическое давление  $p$  в произвольно взятой точке  $M$ , расположенной на глубине  $h$ .

Выделим около точки  $M$  элементарную горизонтальную площадку  $dS$  и построим на ней вертикальный цилиндрический объем высотой  $h$ . Рассмотрим условие равновесия указанного объема жидкости, выделенного из общей массы жидкости. Давление жидкости на нижнее основание цилиндра теперь будет внешним и направлено по нормали внутрь объема, т. е. вверх.

Запишем сумму сил, действующих на рассматриваемый объем в проекции на вертикаль:

$$p dS - p_0 dS - \rho g h dS = 0.$$

Последний член уравнения представляет собой вес жидкости в указанном объеме. Силы давления по боковой поверхности цилиндра в уравнение не входят, так как они нормальны к вертикали. Сократив выражение на  $dS$  и перегруппировав члены, найдем

$$p = p_0 + h\rho g = p_0 + h\gamma. \quad (1.20)$$

Полученное уравнение называют основным уравнением гидростатики; по нему можно подсчитать давление в любой точке покоящейся жидкости. Это давление, как видно из уравнения, складывается из двух величин: давления  $p_0$  на внешней поверхности жидкости и давления, обусловленного весом вышележащих слоев жидкости.

Величина  $p_0$  является одинаковой для всех точек объема жидкости, поэтому, учитывая свойство гидростатического давления, можно сказать, что давление, приложенное к внешней поверхности жидкости, передается всем точкам этой жидкости и по всем направлениям одинаково. Это положение известно под названием закона Паскаля\*.

\* Б. П а с к а л ь (1623 — 1662 гг.) — известный французский математик, физик и философ. В возрасте 16 лет написал трактат о теории кривых сечений. Далее опубликовал работы по теории чисел, теории вероятностей, анализу бесконечно малых и др. В физике исследовал атмосферное давление и заложил основы гидростатики.

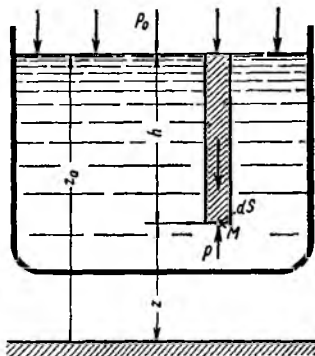


Рис. 1.7. Схема для вывода основного уравнения гидростатики

Давление жидкости, как видно из формулы (1.20), возрастает с увеличением глубины по закону прямой и на данной глубине есть величина постоянная.

Поверхность, во всех точках которой давление одинаково, называется *поверхностью уровня*. В данном случае поверхностями уровня являются горизонтальные плоскости, а свободная поверхность является одной из поверхностей уровня.

Возьмем на произвольной высоте горизонтальную плоскость сравнения, от которой вертикально вверх будем отсчитывать координаты  $z$ . Обозначив через  $z$  координату точки  $M$ , через  $z_0$  — координату свободной поверхности жидкости и заменив в уравнении (1.20)  $h$  на  $z_0 - z$ , получим

$$z + p/(\rho g) = z_0 + p_0/(\rho g). \quad (1.21)$$

Так как точка  $M$  взята произвольно, можно утверждать, что для всего рассматриваемого неподвижного объема жидкости

$$z + p/(\rho g) = \text{const.}$$

Координата  $z$  называется *геометрической высотой*. Величина  $p/(\rho g)$  имеет линейную размерность и называется *пьезометрической высотой*. Сумма  $z + p/(\rho g)$  называется *гидростатическим напором*.

Таким образом, гидростатический напор есть величина постоянная для всего объема неподвижной жидкости.

Те же результаты можно получить путем интегрирования дифференциальных уравнений равновесия жидкости, которые рассмотрены в следующем параграфе.

### 1.6. Дифференциальные уравнения равновесия жидкости и их интегрирование для простейшего случая

Получим дифференциальные уравнения равновесия жидкости в общем случае, когда на нее действуют не только сила тяжести, но и другие массовые силы, например, силы инерции переносного движения при так называемом относительном покое (см. пп. 1.10 и 1.11).

В неподвижной жидкости возьмем произвольную точку  $M$  с координатами  $x$ ,  $y$  и  $z$  и давлением  $p$  (рис. 1.8). Систему координат будем считать жестко связанной с сосудом, содержащим жидкость. Выделим в жидкости элементарный объем в форме прямоугольного параллелепипеда с ребрами, параллельными координатным осям и соответственно равными  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$ . Пусть точка  $M$  будет одной из вершин параллелепипеда. Рассмотрим условия равновесия выделенного объема жидкости. Пусть внутри параллелепипеда на жидкость действует

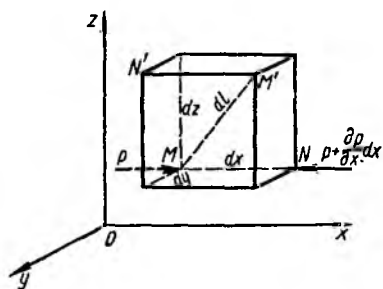


Рис. 1.8. Схема для вывода дифференциальных уравнений равновесия жидкости

равнодействующая массовая сила, составляющие которой, отнесенные к единице массы (см. п. 1.2), равны  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ . Тогда массовые силы, действующие на выделенный объем в направлении координатных осей, будут равны этим составляющим, умноженным на массу выделенного объема.

Давление  $p$  есть функция координат  $x$ ,  $y$  и  $z$ , но вблизи точки  $M$  по всем трем граням параллелепипеда оно одинаково, что вытекает из доказанного выше свойства гидростатического давления (см. п. 1.4). При переходе от точки  $M$ , например, к точке  $N$  изменяется лишь координата  $x$  на бесконечно малую величину  $dx$ , в связи с чем функция  $p$  получает приращение, равное частному дифференциалу  $(\partial p/\partial x) dx$ , поэтому давление в точке  $N$  равно

$$p + (\partial p/\partial x) dx,$$

где  $\partial p/\partial x$  — градиент давления вблизи точки  $M$  в направлении оси  $x$ .

Рассматривая давления в других соответствующих точках грани, нормальных к оси  $x$ , например в точках  $N'$  и  $M'$ , видим, что они отличаются на одинаковую (с точностью до бесконечно малых высших порядков) величину

$$p - \left( p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} dx.$$

Ввиду этого разность сил давления, действующих на параллелепипед в направлении оси  $x$ , равна указанной величине, умноженной на площадь грани:  $-\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz$ .

Аналогичным образом, но через градиенты давления  $\partial p/\partial y$  и  $\partial p/\partial z$  выразим разности сил давления, действующие на параллелепипед в направлении двух других осей.

На выделенный параллелепипед действуют лишь указанные массовые силы и силы давления, поэтому уравнения равновесия параллелепипеда в направлениях трех координатных осей запишем в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} X\rho dx dy dz - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz &= 0; \\ Y\rho dx dy dz - \frac{\partial p}{\partial y} dx dy dz &= 0; \\ Z\rho dx dy dz - \frac{\partial p}{\partial z} dx dy dz &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

Разделим эти уравнения на массу  $\rho dx dy dz$  параллелепипеда и перейдем к пределу, устремляя  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$  к нулю, т. е. стягивая параллелепипед к исходной точке  $M$ . Тогда в пределе получим уравнения равновесия жидкости, отнесенные к точке  $M$ :

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.23)$$



Система (1.23) дифференциальных уравнений гидростатики называется уравнениями Эйлера\*.

Для практического пользования удобнее вместо системы уравнений (1.23) получить одно эквивалентное им уравнение, не содержащее частных производных. Для этого умножим первое из уравнений (1.23) на  $dx$ , второе — на  $dy$ , третье — на  $dz$  и, сложив все три уравнения, получим

$$X dx + Y dy + Z dz - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = 0.$$

Трехчлен, заключенный в скобках, представляет собой полный дифференциал давления, т. е. функции  $p(x, y, z)$ , поэтому предыдущее уравнение можно переписать в виде:

$$X dx + Y dy + Z dz - dp/\rho = 0$$

или

$$dp = \rho (X dx + Y dy + Z dz). \quad (1.24)$$

Полученное уравнение выражает приращение давления  $dp$  при изменении координат на  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$  в общем случае равновесия жидкости.

Если предположить, что на жидкость действует только сила тяжести, и направить ось  $z$  вертикально вверх, то  $X = Y = 0$ ,  $Z = -g$  и, следовательно, вместо уравнения (1.24) для этого частного случая равновесия жидкости получим

$$dp = -\rho g dz. \quad (1.25)$$

После интегрирования будем иметь

$$p = -\rho g z + C.$$

Постоянную интегрирования найдем, подставив параметры свободной поверхности, для которой при  $z = z_0$   $p = p_0$  (см. рис. 1.7). Получим

$$C = p_0 + \rho g z_0.$$

При этом

$$p = p_0 + (z_0 - z) \rho g \quad (1.26)$$

или

$$z + p/(\rho g) = z_0 + p_0/(\rho g) = \text{const.}$$

---

\* Л. Эйлер (1707—1783 гг.) — известный математик, механик и физик. Родился и получил образование в Базеле (Швейцария). Свыше 30 лет прожил в Петербурге, работая в Петербургской академии наук. Помимо математики, физики, теории упругости, теории машин и других наук занимался гидромеханикой, вывел дифференциальные уравнения движения жидкостей и газов (см. ниже), предложил критерий гидродинамического подобия. Считается одним из основоположников гидромеханики.

Заменяя в уравнении (1.26) разность  $z_0 - z$  на  $h$  — глубину расположения точки  $M$ , найдем

$$p = p_0 + \rho gh.$$

Получили то же основное уравнение гидростатики [(1.20) или (1.21)], которое было выведено в предыдущем параграфе иным путем.

Интегрирование уравнения (1.24) для других случаев равновесия будет рассмотрено ниже (см. пп. 1.10 и 1.11).

### 1.7. Пьезометрическая высота. Вакуум. Измерение давления

В данном параграфе, а также в пп. 1.8 и 1.9 продолжим рассмотрение важнейшего частного случая равновесия жидкости — равновесие в поле лишь одной массовой силы — силы тяжести.

Пьезометрическая высота, равная  $p/(\rho g)$ , представляет собой высоту столба данной жидкости, соответствующую данному давлению  $p$  (абсолютному или избыточному). Пьезометрическую высоту, соответствующую избыточному давлению, можно определить по пьезометру — простейшему устройству для измерения давления. Пьезометр представляет собой вертикальную стеклянную трубку, верхний конец которой открыт в атмосферу, а нижний присоединен к емкости, в которой измеряется давление (рис. 1.9).

Применяя формулу (1.20) к жидкости, заключенной в пьезометре, получим

$$p_{\text{абс}} = p_a + \rho gh_p,$$

где  $p_{\text{абс}}$  — абсолютное давление в жидкости на уровне присоединения пьезометра;  $p_a$  — атмосферное давление.

Отсюда высота подъема жидкости в пьезометре

$$h_p = (p_{\text{абс}} - p_a)/(\rho g) = p_{\text{изб}}/(\rho g), \quad (1.27)$$

где  $p_{\text{изб}}$  — избыточное давление на уровне присоединения пьезометра.

Очевидно, что если на свободную поверхность покоящейся жидкости действует атмосферное давление, то пьезометрическая высота для любой точки рассматриваемого объема жидкости равна глубине расположения этой точки.

Часто давление в жидкостях или газах численно выражают в виде соответствующей этому давлению пьезометрической высоты по формуле (1.27).

Например, одной технической атмосфере соответствуют

$$h_1 = p/(\rho_{\text{вод}}g) = p/\gamma_{\text{вод}} = 10\,000/1000 = 10 \text{ м вод. ст.}$$

$$h_2 = p/(\rho_{\text{рт}}g) = p/\gamma_{\text{рт}} = 10\,000/13\,600 = 0,735 \text{ м рт. ст.}$$

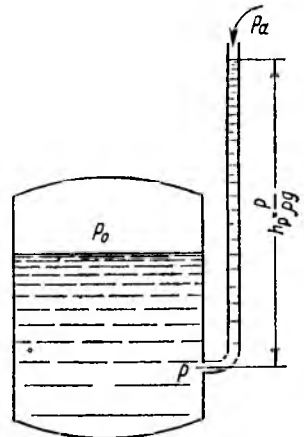


Рис. 1.9. Пьезометр, присоединенный к баку

Если абсолютное давление в жидкости или газе меньше атмосферного, то говорят, что имеет место *разрежение*, или *вакуум*. За величину разрежения, или вакуума, принимается недостаток до атмосферного давления:

$$p_{\text{вак}} = p_a - p_{\text{абс}} \quad \text{или} \quad h_{\text{вак}} = (p_a - p_{\text{абс}})/(\rho g).$$

Возьмем, например, трубу с плотно пригнанным к ней поршнем, опустим нижний ее конец в сосуд с жидкостью и будем постепенно поднимать поршень (рис. 1.10). Жидкость будет следовать за поршнем и вместе с ним поднимется на некоторую высоту  $h$  от свободной

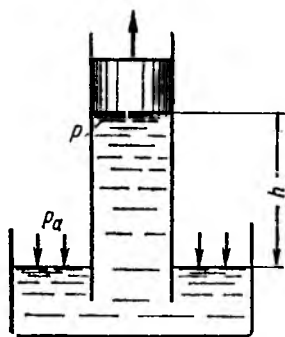


Рис. 1.10. Всаживание жидкости поршнем

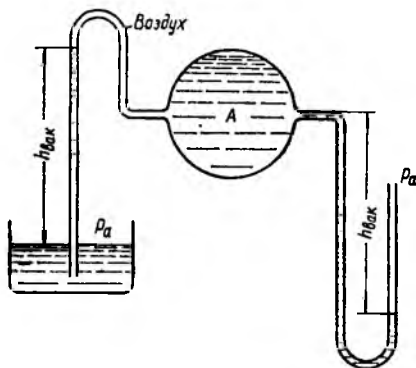


Рис. 1.11. Простейшие вакуумметры

поверхности с атмосферным давлением. Так как для точек, расположенных под поршнем, глубина погружения относительно свободной поверхности отрицательна, согласно уравнению (1.20), абсолютное давление жидкости под поршнем

$$p = p_a - \rho gh, \tag{1.28}$$

а вакуум

$$p_{\text{вак}} = p_a - p = \rho gh \quad \text{или} \quad h_{\text{вак}} = (p_a - p)/(\rho g) = h.$$

По мере подъема поршня абсолютное давление жидкости под ним уменьшается. Нижним пределом для абсолютного давления в жидкости является нуль, а максимальное значение вакуума численно равно атмосферному давлению, поэтому максимальную высоту всасывания  $h_{\text{max}}$  жидкости можно определить из уравнения (1.28), если в нем положить  $p = 0$  (точнее  $p = p_{\text{н.п}}$ ). Таким образом, без учета давления  $p_{\text{н.п}}$  насыщенных паров

$$h_{\text{max}} = p_a/(\rho g) = p_a/\gamma.$$

При нормальном атмосферном давлении (0,1033 МПа) высота  $h_{\text{max}}$  равна для воды 10,33 м, для бензина ( $\rho = 750 \text{ кг/м}^3$ ) 13,8 м, для ртути 0,760 м и т. д.

Простейшим устройством для измерения вакуума может служить стеклянная трубка, показанная на рис. 1.11 в двух вариантах. Вакуум в жидкости  $A$  можно измерять при помощи U-образной трубки (см. рисунок справа) или перевернутой U-образной трубки, один конец которой опущен в сосуд с жидкостью (см. рисунок слева).

Для измерения давления жидкостей и газов в лабораторных условиях помимо пьезометра пользуются жидкостными и механическими манометрами.

На рис. 1.12 показаны схемы жидкостных манометров. Так называемый U-образный манометр (рис. 1.12, а) представляет собой изогнутую стеклянную трубку, содержащую ртуть. При измерении небольших давлений газа вместо ртути применяют спирт, воду и

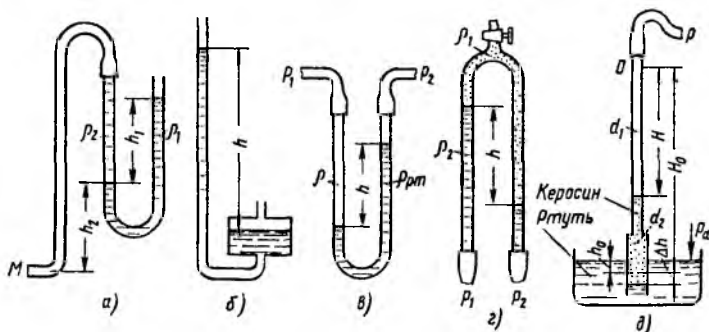


Рис. 1.12. Схемы жидкостных манометров

иногда тетрабромэтан ( $\delta = 2,95$ ). Если измеряется давление жидкости в точке  $M$ , и соединительная трубка заполнена этой же жидкостью, то следует учитывать высоту расположения манометра над точкой  $M$ . Так, избыточное давление в точке  $M$

$$p_M = h_1 \rho_1 g + h_2 \rho_2 g.$$

Чашечный манометр (рис. 1.12, б) удобнее описанного выше тем, что при пользовании им необходимо фиксировать положение лишь одного уровня жидкости (при достаточно большом диаметре чашки по сравнению с диаметром трубки уровень жидкости в чашке можно считать неизменным).

Для измерения разности давлений в двух точках служат дифференциальные манометры, простейшим из которых является U-образный манометр (рис. 1.12, в). Если при помощи такого манометра, обычно заполняемого ртутью, измерена разность давлений  $p_1$  и  $p_2$  в жидкости плотностью  $\rho$ , которая полностью заполняет соединительные трубки, то

$$p_1 - p_2 = hg (\rho_{рт} - \rho).$$

Для измерения малых перепадов давления воды применяют двухжидкостный микроманометр, представляющий собой перевернутую

У-образную трубку с маслом или керосином в верхней части (рис. 1.12, з).  
Для этого случая

$$p_1 - p_2 = hg(\rho_2 - \rho_1).$$

Двухжидкостный чашечный манометр (рис. 1.12, д) предназначен для измерения давлений или разрежений воздуха в интервале от 0,01 до 0,05 МПа, т. е. для того случая, когда спиртовой или водяной манометр дает чрезмерно высокий столб спирта или воды, а потому неудобен для пользования, а ртутный манометр не дает необходимой точности из-за недостаточной высоты столба ртути. Таким манометром, например, пользуются при опытах в скоростных аэродинамических трубах. В чашку заливают ртуть, а в трубку — спирт, керосин или иную жидкость. Соответствующим подбором диаметров верхнего  $d_1$  и нижнего  $d_2$  участков трубки можно получить любую условную плотность  $\rho_{ус}$ , входящую в формулу

$$p = H\rho_{ус}g,$$

где  $p$  — измеряемое давление (или разрежение);  $H$  — показание манометра.

Найдем выражение для  $\rho_{ус}$  из следующих уравнений:

уравнение равновесия столбов ртути и керосина при  $p = p_a$

$$H_0\rho_{кг} = h_0\rho_{рт}g;$$

уравнение равновесия при  $p > p_a$

$$p + (H_0 - H + \Delta h)\rho_{кг} = (h_0 + \Delta h)\rho_{рт}g$$

уравнение объемов (объем керосина, переместившегося из верхней трубки диаметром  $d_1$  в нижнюю трубку диаметром  $d_2$ , равен объему вытесненной ртути)

$$Hd_1^2 = \Delta h d_2^2,$$

где  $\rho_{кг}$  и  $\rho_{рт}$  — плотности керосина и ртути соответственно.

Произведя подстановки и преобразования, получим

$$\rho_{ус} = (d_1^2/d_2^2)\rho_{рт} + (1 - d_1^2/d_2^2)\rho_{кг}.$$

Например, при  $d_2 = 2d_1$  имеем  $\rho_{ус} = 0,25 \cdot 13\,600 + 0,75 \cdot 800 = 4000 \text{ кг/м}^3$ .

Для измерения давлений более 0,2—0,3 МПа применяют механические манометры — пружинные или мембранные. Принцип их действия основан на деформации поллой пружины или мембраны под действием измеряемого давления. Через механизм эта деформация передается стрелке, которая показывает величину измеряемого давления на циферблате.

Наряду с механическими манометрами применяют электрические манометры. В качестве чувствительного элемента (датчика) в электроманометре используют мембрану. Под действием измеряемого давления мембрана деформируется и через передаточный механизм перемещает движок потенциометра, который вместе с указателем включен в электрическую схему.

## 1.8. Сила давления жидкости на плоскую стенку

Используем основное уравнение гидростатики (1.20) для нахождения полной силы давления жидкости на плоскую стенку, наклоненную к горизонту под произвольным углом  $\alpha$  (рис. 1.13). Вычислим силу  $F$  давления, действующую со стороны жидкости на некоторый участок рассматриваемой стенки, ограниченный произвольным контуром и имеющий площадь, равную  $S$ .

Ось  $Ox$  направим по линии пересечения плоскости стенки со свободной поверхностью жидкости, а ось  $Oy$  — перпендикулярно к этой линии в плоскости стенки.

Выразим сначала элементарную силу давления, приложенную к бесконечно малой площадке  $dS$ :

$$dF = p dS = (p_0 + \rho gh) dS = p_0 dS + \rho gh dS,$$

где  $p_0$  — давление на свободной поверхности;  $h$  — глубина расположения площадки  $dS$ .

Для определения полной силы  $F$  проинтегрируем полученное выражение по всей площади  $S$ :

$$F = p_0 \int_S dS + \rho g \int_S h dS = p_0 S + \rho g \sin \alpha \int_S y dS,$$

где  $y$  — координата площадки  $dS$ .

Последний интеграл представляет собой статический момент площади  $S$  относительно оси  $Ox$  и равен произведению этой площади на координату ее центра тяжести (точка  $C$ ), т. е.

$$\int_S y dS = y_C S.$$

Следовательно,

$$F = p_0 S + \rho g \sin \alpha y_C S = p_0 S + \rho g h_C S$$

(здесь  $h_C$  — глубина расположения центра тяжести площади  $S$ ), или

$$F = (p_0 + \rho g h_C) S = p_C S, \quad (1.29)$$

т. е. полная сила давления жидкости на плоскую стенку равна произведению площади стенки на гидростатическое давление  $p_C$  в центре тяжести этой площади.

В частном случае, когда давление  $p_0$  является атмосферным и действует также с другой стороны стенки, сила  $F_{\text{изб}}$  избыточного давления жидкости на плоскую стенку равна лишь силе  $F_{\text{ж}}$  давления от веса жидкости, т. е.

$$F_{\text{изб}} = F_{\text{ж}} = \rho g h_C S = p_{C \text{ изб}} S.$$

В общем случае давление  $p_0$  может существенно отличаться от атмосферного, поэтому полную силу  $F$  давления жидкости на стенку будем рассматривать как сумму двух сил:  $F_0$  от внешнего давления  $p_0$  и силы  $F_{\text{ж}}$  от веса жидкости, т. е.

$$F = F_0 + F_{\text{ж}} = (p_0 + p_C) S.$$

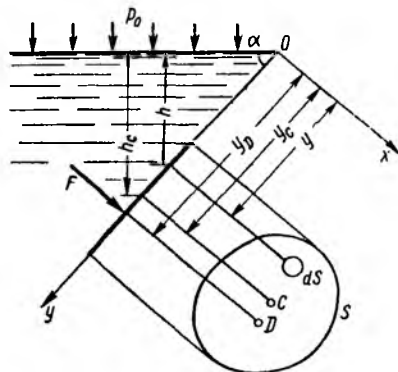


Рис. 1.13. Схема для определения силы давления жидкости на плоскую стенку

Рассмотрим вопрос о точках приложения этих сил, называемых центрами давления\*.

Так как внешнее давление  $p_0$  передается всем точкам площади  $S$  одинаково, то его равнодействующая  $F_0$  будет приложена в центре тяжести площади  $S$ . Для нахождения точки приложения силы давления  $F_{ж}$  от веса жидкости (точка  $D$ ) применим теорему механики, согласно которой момент равнодействующей силы относительно оси  $Ox$  равен сумме моментов составляющих сил, т. е.

$$F_{ж}y_D = \int_S y dF_{ж},$$

где  $y_D$  — координата точки приложения силы  $F_{ж}$ .

Выражая  $F_{ж}$  и  $dF_{ж}$  через  $y_C$  и  $y$  и определяя  $y_D$ , получаем

$$y_D = \frac{\rho g \sin \alpha \int_S y^2 dS}{\rho g \sin \alpha y_C S} = \frac{J_x}{y_C S},$$

где  $J_x = \int_S y^2 dS$  — момент инерции площади  $S$  относительно оси  $Ox$ .

Учитывая, что

$$J_x = J_{x0} + y_C^2 S,$$

( $J_{x0}$  — момент инерции площади  $S$  относительно центральной оси, параллельной  $Ox$ ), находим

$$y_D = y_C + J_{x0}/(y_C S). \quad (1.30)$$

Таким образом, точка приложения силы  $F_{ж}$  расположена ниже центра тяжести площади стенки; расстояние между ними

$$\Delta y = J_{x0}/(y_C S).$$

Если давление  $p_0$  равно атмосферному, то точка  $D$  и будет центром давления. При  $p_0$  выше атмосферного центр давления находится по правилам механики как точку приложения равнодействующей

Рис. 1.14. Эпюра давления жидкости на прямоугольную стенку

двух сил:  $F_0$  и  $F_{ж}$ ; чем больше первая сила по сравнению со второй, тем, очевидно, центр давления ближе к центру тяжести площади  $S$ .

В частном случае, когда стенка имеет форму прямоугольника размерами  $a \times b$  (рис. 1.14) и одна из его сторон  $a$  лежит на свободной поверхности с атмосферным давлением, центр давления  $D$  находится на расстоянии  $b/3$  от нижней стороны.

\* В п. 1.2 указывалось, что в жидкостях возможны лишь распределенные силы. Поэтому центры давления можно рассматривать лишь условно.

### 1.9. Сила давления жидкости на криволинейные стенки. Плавание тел

Нахождение силы давления жидкости на поверхности произвольной формы в общем случае приводится к определению трех составляющих суммарной силы и трех моментов. Чаще всего рассматривают цилиндрические или сферические поверхности, имеющие вертикальную плоскость симметрии. Сила давления жидкости в этом случае сводится к равнодействующей силе, лежащей в плоскости симметрии.

Возьмем цилиндрическую поверхность  $AB$  с образующей, перпендикулярной к плоскости чертежа (рис. 1.15), и определим силу давления жидкости на эту поверхность в двух случаях: 1) жидкость расположена сверху (рис. 1.15,  $a$ ); 2) жидкость расположена снизу (рис. 1.15,  $b$ ).

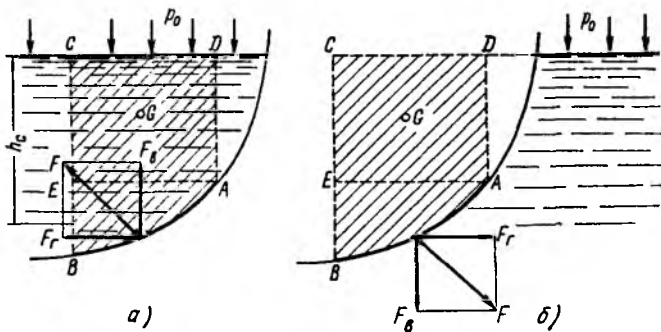


Рис. 1.15. Схема для определения силы давления жидкости на цилиндрическую поверхность

В первом случае выделим объем жидкости, ограниченный рассматриваемой поверхностью  $AB$ , вертикальными поверхностями, проведенными через границы этого участка, и свободной поверхностью жидкости, т. е. объем  $ABCD$ , и рассмотрим условия его равновесия в вертикальном и горизонтальном направлениях. Если жидкость действует на стенку  $AB$  с силой  $F$ , то стенка  $AB$  действует на жидкость с силой  $F$ , направленной в обратную сторону. На рис. 1.15 показана эта сила реакции, разложенная на две составляющие: горизонтальную  $F_r$  и вертикальную  $F_v$ .

Условие равновесия объема  $ABCD$  в вертикальном направлении имеет вид

$$F_v = p_0 S_r + G, \quad (1.31)$$

где  $p_0$  — давление на свободной поверхности жидкости;  $S_r$  — площадь горизонтальной проекции поверхности  $AB$ ;  $G$  — вес выделенного объема жидкости.

Условие равновесия того же объема в горизонтальном направлении запишем с учетом того, что силы давления жидкости на поверхности  $EC$  и  $AD$  взаимно уравновешиваются и остается лишь сила давления на площадь  $BE$ , т. е. на вертикальную проекцию поверх-



ности  $AB — S_B$ . Тогда

$$F_r = S_B \rho g h_C + p_0 S_B. \quad (1.32)$$

Определив по формулам (1.31) и (1.32) вертикальную и горизонтальную составляющие полной силы давления  $F$ , найдем

$$F = \sqrt{F_B^2 + F_r^2}.$$

Когда жидкость расположена снизу (см. рис. 1.15, б), гидростатическое давление во всех точках поверхности  $AB$  имеет те же значения, что и в первом случае, но направление его будет противоположным, и суммарные силы  $F_B$  и  $F_r$  определяются теми же формулами (1.31) и (1.32), но с обратным знаком. При этом под величиной  $G$  следует понимать так же, как и в первом случае, вес жидкости в объеме  $ABCD$ , хотя этот объем и не заполнен жидкостью.

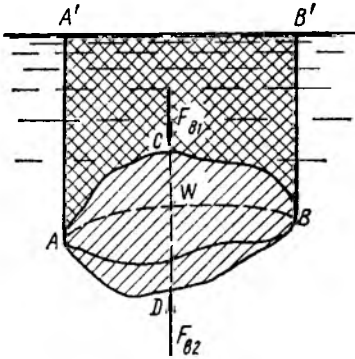


Рис. 1.16. Схема для доказательства закона Архимеда

сила при этом пересекает ось поверхности, так как любая элементарная сила давления нормальна к поверхности, т. е. направлена по радиусу.

Изложенный способ определения силы давления на цилиндрические поверхности применим и к сферическим поверхностям, причем равнодействующая сила в этом случае также проходит через центр поверхности и лежит в вертикальной плоскости симметрии.

Описанный выше прием нахождения вертикальной составляющей силы давления жидкости на криволинейную стенку используют для доказательства закона Архимеда.

Пусть в жидкость погружено тело произвольной формы объемом  $V$  (рис. 1.16). Спроектируем его на свободную поверхность жидкости и проведем проектирующую цилиндрическую поверхность, которая касается поверхности тела по замкнутой кривой. Эта кривая отделяет верхнюю часть поверхности тела  $ACB$  от нижней ее части  $ADB$ . Вертикальная составляющая  $F_{B1}$  силы избыточного давления жидкости на верхнюю часть поверхности тела направлена вниз и равна весу жидкости в объеме  $AA'B'BCA$ . Вертикальная составляющая  $F_{B2}$  силы давления жидкости на нижнюю часть поверхности тела направлена вверх и равна весу жидкости в объеме  $AA'B'BDA$ . Отсюда следует, что вертикальная равнодействующая сил давления жидкости

на тело будет направлена вверх и равна весу жидкости в объеме, равном разности указанных двух объемов, т. е.

$$F_A = F_{B2} - F_{B1} = G_{ACBD} = V\rho g.$$

В этом и заключается закон Архимеда, обычно формулируемый так: на тело, погруженное в жидкость, действует выталкивающая сила, направленная вертикально вверх, численно равная весу жидкости, вытесненной телом, и приложенная в центре тяжести объема погруженной части тела.

Сила  $F_A$  называется *архимедовой силой*, или *силой поддержания*, а точка ее приложения, т. е. центр тяжести объема  $V$ , — *центром водоизмещения*.

В зависимости от соотношения веса  $G$  тела и архимедовой силы  $F_A$  возможны три случая: 1)  $G > F_A$  — тело тонет; 2)  $G < F_A$  — тело всплывает и плавает на поверхности жидкости в частично погруженном состоянии; 3)  $G = F_A$  — тело плавает в полностью погруженном состоянии.

Для равновесия плавающего тела кроме равенства сил  $G = F_A$  должен быть равен нулю суммарный момент. Последнее условие соблюдается тогда, когда центр тяжести тела лежит на одной вертикали с центром водоизмещения. Условие устойчивого равновесия тела, плавающего в полностью погруженном состоянии заключается в следующем: центр тяжести тела должен находиться ниже центра водоизмещения. Устойчивость равновесия тел, плавающих на поверхности жидкости, здесь не рассматривается.

#### 1.10. Прямолинейное равноускоренное движение сосуда с жидкостью

Ранее было рассмотрено в основном равновесие жидкости под действием лишь одной массовой силы — ее веса. Этот случай имеет место тогда, когда жидкость покоится в сосуде, неподвижном относительно Земли, а также в сосуде, движущемся равномерно и прямолинейно. Если же сосуд с жидкостью находится в неравномерном или непрямолинейном движении, то на частицы жидкости кроме силы тяжести действуют еще силы инерции, причем если они постоянны по времени, то жидкость принимает новое положение равновесия. Такое равновесие жидкости называется *относительным покоем*.

При относительном покое свободная поверхность жидкости и прочие поверхности уровня (см. п. 1.5) могут существенно отличаться от поверхностей уровня при покое жидкости в неподвижном сосуде, т. е. от горизонтальной плоскости. При определении формы и положения свободной поверхности жидкости, находящейся в относительном покое, следует руководствоваться основным свойством всякой поверхности уровня, которое заключается в следующем: равнодействующая массовых сил всегда действует нормально к поверхности уровня. В самом деле, если бы равнодействующая массовая сила действовала под некоторым углом к поверхности уровня, то касательная составляющая этой силы вызвала бы перемещение частиц

жидкости вдоль поверхности уровня. Однако в состоянии относительного покоя отсутствуют какие-либо перемещения частиц жидкости как относительно стенок сосуда, так и друг относительно друга. Следовательно, единственным возможным направлением равнодействующей массовой силы является направление, нормальное к свободной поверхности, а также и к другим поверхностям уровня.

Поверхности уровня не могут между собой пересекаться, иначе по линии пересечения двух таких поверхностей был бы получен ряд точек, давление в которых в одно и то же время имело бы два разных значения, что невозможно.

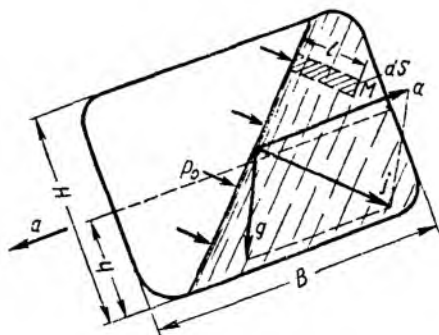


Рис. 1.17. Силы, действующие при относительном покое жидкости и прямолинейном равноускоренном движении сосуда

Рассмотрим два характерных случая относительного покоя жидкости: в сосуде, движущемся прямолинейно и равноускоренно и в сосуде, вращающемся вокруг вертикальной оси с постоянной угловой скоростью.

Пусть сосуд с жидкостью движется прямолинейно с постоянным ускорением  $a$ . В этом случае результирующую массовую силу, действующую на жидкость, найдем как сумму векторов силы инерции, направленной в сторону, обратную ускорению  $a$  и силы тяжести (рис. 1.17).

Обозначив вектор равнодействующей массовой силы, отнесенной к единице массы, через  $\vec{j}$ , получим

$$\vec{j} = \vec{a} + \vec{g},$$

где  $\vec{a}$  и  $\vec{g}$  — векторы единичных сил инерции и тяжести.

Для всех частиц рассматриваемого объема жидкости равнодействующие массовые силы параллельны друг другу, а поверхности уровня перпендикулярны к этим силам, поэтому все поверхности уровня, в том числе свободная поверхность, являются плоскостями, параллельными друг другу. Угол наклона этих плоскостей к горизонту определяется из условия перпендикулярности их к силе  $\vec{j}$ .

Для определения положения свободной поверхности жидкости в сосуде, движущемся прямолинейно равноускоренно, необходимо к предыдущему условию добавить уравнение объемов, т. е. нужно знать объем жидкости в сосуде и выразить его через размеры сосуда  $B$  и  $H$  и первоначальный уровень жидкости  $h$ .

Уравнение, позволяющее находить давление в любой точке рассматриваемого объема жидкости, можно получить аналогично тому, как это сделано в п. 1.5. Возьмем, например, около точки  $M$  площадку  $dS$ , параллельную свободной поверхности, и на этой пло-

падке построим цилиндрический объем с образующей, нормальной к свободной поверхности. Условие равновесия указанного объема жидкости в направлении нормали к свободной поверхности будет иметь вид

$$p dS = p_0 dS + j\rho l dS,$$

где последний член представляет собой полную массовую силу, действующую на выделенный объем жидкости, а  $l$  — расстояние от точки  $M$  до свободной поверхности.

После сокращения на  $dS$  получим

$$p = p_0 + j\rho l. \quad (1.33)$$

В частном случае, когда  $a = 0$  и соответственно  $j = g$ , формула (1.33) превращается в основное уравнение гидростатики (1.20).

То же уравнение (1.33) можно получить интегрированием дифференциального уравнения (1.24). Для этого одну из координатных осей удобнее направить вдоль линии действия результирующей массовой силы  $j$ . Приняв такое направление, например, для оси  $z$ , будем иметь

$$X = Y = 0; \quad Z = j; \quad dz = dl.$$

Следовательно, вместо уравнения (1.24) можно записать

$$dp = \rho j dl$$

или после интегрирования и определения постоянной подстановкой параметров свободной поверхности

$$p = \rho j l + p_0.$$

Полученное уравнение совпадает с формулой (1.33).

### 1.11 Равномерное вращение сосуда с жидкостью

Возьмем открытый цилиндрический сосуд с жидкостью и сообщим ему вращение с постоянной угловой скоростью  $\omega$  вокруг его вертикальной оси. Жидкость постепенно приобретет ту же угловую скорость, что и сосуд, а свободная поверхность ее видоизменится; в центральной части уровень жидкости понизится, у стенок — повысится, и вся свободная поверхность жидкости станет некоторой поверхностью вращения (рис. 1.18).

На жидкость в этом случае будут действовать две массовые силы — сила тяжести и центробежная сила, которые, будучи относенными к единице массы, соответственно равны  $g$  и  $\omega^2 r$ .

Равнодействующая массовая сила  $j$  увеличивается с увеличением радиуса за счет второй составляющей, а угол наклона ее к горизонту уменьшается. Эта сила нормальна к свободной поверхности жидкости, поэтому наклон этой поверхности с увеличением радиуса возрастает. Найдем уравнение кривой  $AOB$  в системе координат  $z$  и  $r$  с началом в центре дна сосуда. Учитывая, что сила  $j$  является нор-

малю к кривой  $AOB$ , из чертежа находим

$$\operatorname{tg} \alpha = dz/dr = \omega^2 r/g,$$

$$\text{откуда } dz = \omega^2 r dr/g,$$

или после интегрирования

$$z = \omega^2 r^2/(2g) + C.$$

В точке пересечения кривой  $AOB$  с осью вращения  $r = 0, z = h = C$ , поэтому окончательно будем иметь

$$z = h + \omega^2 r^2/(2g), \quad (1.34)$$

т. е. кривая  $AOB$  является параболой, а свободная поверхность жидкости — параболоидом. Такую же форму имеют и другие поверхности уровня.

Пользуясь уравнением (1.34), можно определить положение свободной поверхности в сосуде, например максимальную высоту  $H$  подъема жидкости и высоту  $h$  расположения вершины параболоида при данной угловой скорости  $\omega$ . Для этого необходимо использовать еще уравнение объемов: объем неподвижной жидкости равен ее объему во время вращения.

Для определения закона изменения давления во вращающейся жидкости в функции радиуса и высоты поступим аналогично тому, как это сделано в п. 1.5. Выделим вертикальный цилиндрический объем жидкости с основанием в виде элементарной горизонтальной площадки  $dS$  (точка  $M$ ) на произвольном радиусе  $r$  и высоте  $z$  и запишем условие его равновесия в вертикальном направлении. С учетом уравнения (1.34) будем иметь

$$p dS - [h - z + \omega^2 r^2/(2g)] \rho g dS - p_0 (dS/\cos \alpha) \cos \alpha = 0.$$

После сокращений получим

$$p = p_0 + [h - z + \omega^2 r^2/(2g)] \rho g. \quad (1.35)$$

Это значит, что давление возрастает пропорционально радиусу и уменьшается пропорционально высоте  $z$ .

Если сосуд, вращающийся вокруг вертикальной оси, имеет крышку и заполнен жидкостью доверху, то ее форма измениться не может, но изменится давление в соответствии с выражением (1.35). На рис. 1.19 показана эпюра давления по крышке, стенке и дну сосуда.

На практике часто рассматривается вращение сосуда с жидкостью, когда угловая скорость  $\omega$  столь велика, что силой тяжести можно пренебречь по сравнению с центробежными силами. При этом закон изменения давления в жидкости легко получить из формулы

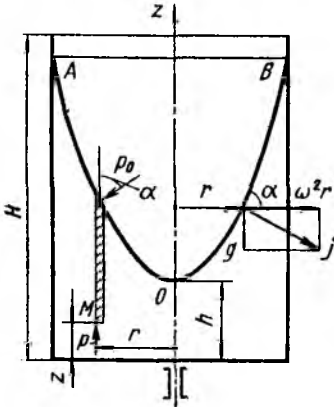


Рис. 1.18. Поверхность жидкости при вращении открытого сосуда вокруг вертикальной оси

(1.35), в которой следует принять  $z = h = 0$ . Угол, образуемый осью вращения сосуда с вертикалью, значения не имеет, а поверхности уровня можно считать круглыми цилиндрами с общей осью — осью вращения сосуда. Если к тому же давление  $p_0$  действует не в центре, а при  $r = r_0$ , то очевидно, что вместо выражения (1.35) будем иметь

$$p = p_0 + \rho\omega^2 (r^2 - r_0^2)/2. \quad (1.35')$$

Часто бывает необходимо определить силу давления вращающейся вместе с сосудом жидкости на его стенку, нормальную к оси вращения (или на кольцевую часть этой стенки). Для этого необходимо выразить сначала силу давления, приходящуюся на элементарную кольцевую площадку радиусом  $r$  и шириной  $dr$ :

$$dF = p dS = [p_0 + \rho\omega^2 (r^2 - r_0^2)/2] 2\pi r dr,$$

а затем выполнить интегрирование в требуемых пределах.

При большой угловой скорости жидкости можно получить весьма значительную суммарную силу давления на стенку. Это используется в некоторых фрикционных муфтах, где для осуществления сцепления двух валов требуется создание больших сил нормально-го давления. Способ, указанный выше, применяют для определения силы осевого давления жидкости на рабочие колеса центробежных насосов, а также на крышки центрифуг.

Те же формулы для рассмотренного случая относительного покоя можно вывести путем интегрирования дифференциального уравнения (1.24) равновесия жидкости. Поместив начало координат в центре дна сосуда и направив ось  $z$  вертикально вверх, получим

$$X = \omega^2 r \cos(\widehat{r}, x) = \omega^2 x; \quad Y = \omega^2 r \sin(\widehat{r}, y) = \omega^2 y; \quad Z = -g.$$

Подставляя эти величины в уравнение (1.24), находим

$$\omega^2 x dx + \omega^2 y dy - g dz = dp/\rho,$$

или

$$dp = \rho\omega^2 (x dx + y dy) - \rho g dz.$$

Если учесть, что

$$x dx + y dy = d(r^2/2),$$

то после интегрирования получим

$$p = \rho\omega^2 r^2/2 - \rho g z + C.$$

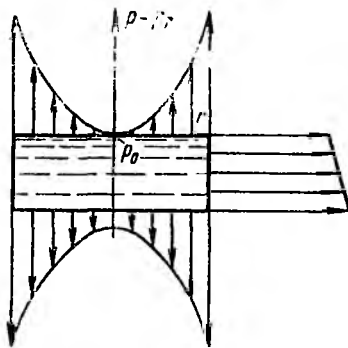


Рис. 1.19. Эпюры давлений на крышку, стенку и дно вращающегося сосуда

При  $r = 0$  и  $z = h$ ,  $p = p_0$ , следовательно,  
 $C = p_0 + h\rho g$ .

В результате окончательно получим  
 $p = p_0 + \rho g(h - z) + \rho\omega^2 r^2/2$ .

Уравнение свободной поверхности жидкости можно найти, если положить  $p = p_0$ . После сокращений и преобразований будем иметь  
 $z = \omega^2 r^2/(2g) + h$ ,  
что совпадает с ранее полученными формулами (1.34) и (1.35).

### Глава 3. КИНЕМАТИКА И ДИНАМИКА ЖИДКОСТИ

#### 1.12. Основные понятия

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

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

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

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

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

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

---

\* Последнее положение доказывается подобно тому, как это делалось для неподвижной жидкости (см. п. 1.4): составляются уравнения движения элементарного тетраэдра с учетом сил Д'Аламбера, которые затем вместе с массовыми силами стремятся к нулю при стягивании тетраэдра в точку.

положения в другое, но в данной неподвижной относительно русла точке давление и скорость при установившемся движении не изменяются по времени, т. е.

$$p = f_1(x, y, z); \quad \bar{v} = f_2(x, y, z); \\ \partial p / \partial t = 0; \quad \partial v_x / \partial t = 0; \quad \partial v_y / \partial t = 0; \quad \partial v_z / \partial t = 0,$$

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

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

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

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

$$p = F_1(x, y, z, t); \quad \bar{v} = F_2(x, y, z, t).$$

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

Исследование установившихся течений гораздо проще, чем неустановившихся. В дальнейшем будем рассматривать, главным образом, установившиеся течения и лишь некоторые частные случаи неустановившегося течения.

Траектории частиц жидкости при установившемся течении являются неизменными по времени.

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

*Линией тока* называется кривая, в каждой точке которой вектор скорости в данный момент времени направлен по касательной (рис. 1.20).

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

Если в движущейся жидкости взять бесконечно малый замкнутый контур и через все его точки провести линии тока, то образуется трубчатая поверхность, называемая *трубкой тока*. Часть потока, заключенная внутри трубки тока, называется *элементарной стружкой* (рис. 1.21). При стремлении поперечных размеров стружки к нулю она в пределе стягивается в линию тока.



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

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

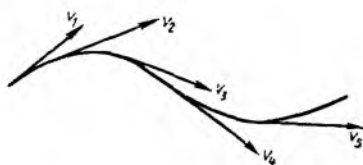


Рис. 1.20. Линия тока



Рис. 1.21. Струйка

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

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

### 1.13. Расход. Уравнение расхода

Расходом называется количество жидкости, протекающее через живое течение потока (струйки) в единицу времени. Это количество можно измерить в единицах объема, в весовых единицах или в единицах массы, в связи с чем различают объемный  $Q$ , весовой  $Q_G$  и массовый  $Q_m$  расходы.

Для элементарной струйки, имеющей бесконечно малые площади сечений, можно считать истинную скорость  $v$  одинаковой во всех точках каждого сечения. Следовательно, для этой струйки объемный

(м<sup>3</sup>/с), весовой (Н/с) и массовый (кг/с) расходы

$$dQ = v dS; \quad (1.36) \quad dQ_G = \rho g dQ; \quad (1.37)$$

$$dQ_m = \rho dQ = \rho v dS, \quad (1.38)$$

где  $dS$  — площадь сечения струйки.

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

$$Q = \int_S v dS. \quad (1.39)$$

Обычно в рассмотрение вводят среднюю по сечению скорость  $v_{\text{ср}} = Q/S$ , откуда  $Q = v_{\text{ср}} S$ . (1.40)

Основываясь на законе сохранения вещества, на предположении о сплошности (неразрывности) течения и на указанном выше свойстве трубки тока, заключающемся в ее «непроницаемости», для установившегося течения несжимаемой жидкости можно утверждать, что объемный расход во всех сечениях элементарной струйки (см. рис. 1.21) один и тот же:

$$dQ = v_1 dS_1 = v_2 dS_2 = \text{const} \quad (\text{вдоль струйки}) \quad (1.41)$$

Это уравнение называется *уравнением объемного расхода* для элементарной струйки.

Аналогичное уравнение можно составить и для потока конечных размеров, ограниченного непроницаемыми стенками, только вместо истинных скоростей следует ввести средние скорости. В результате  $Q = v_{\text{ср}1} S = v_{\text{ср}2} S_2 = \text{const}$  (вдоль потока). (1.42)

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

$$v_{\text{ср}1}/v_{\text{ср}2} = S_2/S_1.$$

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

#### 1.14. Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости

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

Возьмем одну из элементарных струек, составляющих поток, и выделим сечениями 1 и 2 участок этой струйки произвольной длины (рис. 1.22). Пусть площадь первого сечения равна  $dS_1$ , скорость в

нем  $v_1$ , давление  $p_1$ , а высота расположения центра тяжести сечения, отсчитанная от произвольной горизонтальной плоскости сравнения,  $z_1$ . Во втором сечении соответственно  $dS_2$ ,  $v_2$ ,  $p_2$  и  $z_2$ .

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

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

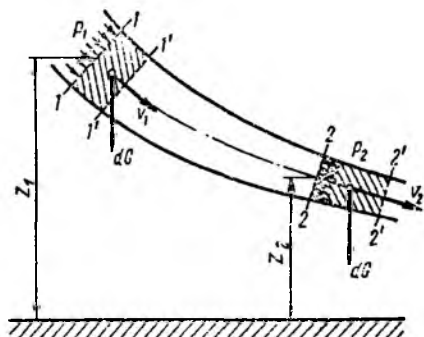


Рис. 1.22. Схема для вывода уравнения Бернулли

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

$$p_1 dS_1 v_1 dt.$$

Работа силы давления во втором сечении имеет знак минус, так как направление силы прямо противоположно направлению перемещения, и определяется выражением

$$- p_2 dS_2 v_2 dt.$$

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

Итак, работа сил давления будет равна

$$p_1 v_1 dS_1 dt - p_2 v_2 dS_2 dt. \quad (1.43)$$

Работа силы тяжести равна изменению потенциальной энергии положения участка струйки, поэтому надо из энергии положения жидкости в объеме  $1 - 2$  вычесть энергию положения жидкости в объеме  $1' - 2'$ . При этом энергия положения промежуточного объема  $1 - 1'$ ,  $2 - 2'$  сократится, и останется лишь разность энергий элементов  $1 - 1'$ ,  $2 - 2'$ . Если учесть уравнение расхода (1.41), то нетрудно заметить, что объемы, а следовательно, и силы тяжести заштрихованных элементов  $1 - 1'$  и  $2 - 2'$  равны между собой:

$$dG = \rho g v_1 dS_1 dt = \rho g v_2 dS_2 dt. \quad (1.44)$$

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

$$(z_1 - z_2) dG. \quad (1.45)$$

Чтобы подсчитать приращение кинетической энергии рассматриваемого участка струйки за время  $dt$ , необходимо из кинетической энергии объема  $1' - 2'$  вычесть кинетическую энергию объема  $1 - 2$ . При вычитании кинетическая энергия промежуточного объема  $1' - 2$  сократится, и останется лишь разность кинетических энергий элементов  $2 - 2'$  и  $1 - 1'$ , сила тяжести каждого из которых равна  $dG$ .

Таким образом, приращение кинетической энергии равно

$$(v_2^2 - v_1^2) dG / (2g). \quad (1.46)$$

Сложив работу сил давления [см. уравнение (1.43)] с работой силы тяжести [см. уравнение (1.45)] и приравняв эту сумму приращению кинетической энергии [см. уравнение (1.46)], получим

$$p_1 dS_1 v_1 dt - p_2 dS_2 v_2 dt + (z_1 - z_2) dG = (v_2^2 - v_1^2) dG / (2g). \quad (1.46')$$

Разделим это уравнение на  $dG$  [см. формулу (1.44)], и произведем сокращения, получим

$$\frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} + z_1 - z_2 = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g}.$$

Сгруппируем члены, относящиеся к первому сечению, в левой части уравнения, а члены, относящиеся ко второму сечению, в правой:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g}, \quad (1.47)$$

где  $z$  — геометрическая высота, или геометрический напор;  $p/(\rho g)$  — пьезометрическая высота, или пьезометрический напор;  $v^2/(2g)$  — скоростная высота, или скоростной напор.

Полученное уравнение называется *уравнением Бернулли для элементарной струйки идеальной несжимаемой жидкости*. Оно было выведено Даниилом Бернулли \* в 1738 г.

Трехчлен вида

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = H$$

называется полным напором.

Уравнение Бернулли (1.47) записано для двух произвольно взятых сечений струйки и выражает равенство полных напоров  $H$  в этих сечениях. Так как сечения взяты произвольно, следовательно, и для любого другого сечения этой же струйки полный напор будет иметь то же значение:

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

---

\* Д. Б е р н у л л и (1700—1782 гг.) — швейцарский ученый, сын известного математика Иоганна Бернулли, с 1725 по 1733 год жил в России, являясь профессором, а затем почетным членом Петербургской академии наук; с 1733 г. — профессор Базельского университета. В своем труде «Гидродинамика» осветил ряд гидравлических вопросов и в том числе вывел указанное выше уравнение. Считается одним из основоположников гидравлики как науки.

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

Это положение иллюстрируется графиком, приведенным на рис. 1.23, где показано изменение всех трех высот вдоль струйки. Линия изменения пьезометрических высот называется пьезометрической линией, ее можно рассматривать как геометрическое место уровней в пьезометрах, установленных вдоль струйки.

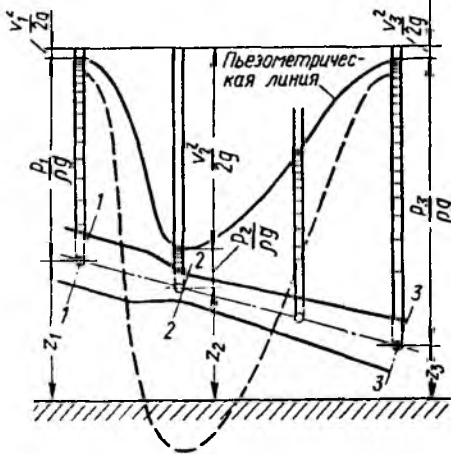


Рис. 1.23. Изменение пьезометрического и скоростного напоров вдоль струйки идеальной жидкости

скоростной напор увеличивается в 16 раз, а сечение 3 — 3 имеет ту же площадь, что и сечение 1 — 1. Штриховой линией показана пьезометрическая линия при увеличении расхода в  $\sqrt{2}$  раз, вследствие чего скоростные высоты увеличиваются в 2 раза, а в узкой части струйки давление становится меньше атмосферного.

Уравнение Бернулли можно записать в двух других формах. Разделим уравнение (1.46') на массу  $dm$  отрезка, равную  $\rho v_1 dS_1 dt = \rho v_2 dS_2 dt$  и преобразуем уравнение подобно предыдущему. Тогда вместо выражения (1.47) будем иметь

$$gz_1 + \frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} = gz_2 + \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2}. \quad (1.48)$$

Рассмотрим энергетический смысл уравнения Бернулли, записанный в форме (1.48). Условимся называть *удельной энергией* жидкости энергию, отнесенную к единице массы \*.

Нетрудно показать, что члены этого уравнения являются различными формами удельной механической энергии жидкости, а именно:  $gz$  — удельная энергия положения, так как частица жид-

\* Удельной энергией жидкости называют также энергию, отнесенную к единице веса и к единице объема.

кости массой  $\Delta m$ , находясь на высоте  $z$ , обладает энергией положения, равной  $\Delta mgz$ , а на единицу массы приходится энергия  $g\Delta mz/\Delta m = gz$ ;  $p/\rho$  — удельная энергия давления движущейся жидкости, так как частица жидкости массой  $\Delta m$  при давлении  $p$  обладает способностью подняться на высоту  $p/\rho g$  и приобрести энергию положения  $\Delta mgp/(\rho g)$  (после деления на  $\Delta m$  получаем  $p/\rho$ );  $gz + p/\rho$  — удельная потенциальная энергия жидкости;  $v^2/2$  — удельная кинетическая энергия жидкости, так как для той же частицы  $\Delta m$  кинетическая энергия, отнесенная к единице массы,  $\Delta mv^2/2 : \Delta m = v^2/2$ ;  $Hg = zg + p/\rho + v^2/2$  — полная удельная механическая энергия движущейся жидкости.

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

Энергию давления легко преобразовать в механическую работу. Простейшим устройством, с помощью которого осуществляют такое преобразование, является цилиндр с поршнем (рис. 1.24). Покажем, что при этом преобразовании каждая единица массы жидкости совершает работу, численно равную  $p/\rho$ .

Пусть площадь поршня равна  $S$ , его ход  $L$ , избыточное давление жидкости, подводимой к левой полости цилиндра  $p$ , избыточное давление по другую сторону поршня равно нулю. Тогда суммарная сила давления жидкости, равная силе  $F$ , преодолеваемой при перемещении поршня из левого положения в правое:  $F = pS$ , а работа этой силы  $A = pSL$ . Масса жидкости, которую необходимо подвести к цилиндру для совершения этой работы, равна массе жидкости в объеме цилиндра, т. е.  $m = SL\rho$ .

Следовательно, работа, приходящаяся на 1 кг массы,

$$e = A/m = pSL/(SL\rho) = p/\rho.$$

Уравнение Бернулли часто пишут еще и в третьей форме. Разделив все члены уравнения (1.46') на объем  $dV = dG/(\rho g)$ , после

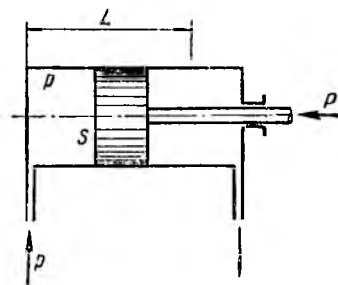


Рис. 1.24. Цилиндр с поршнем и штоком

преобразований получим

$$\rho g z_1 + p_1 + \rho v_1^2/2 = \rho g z_2 + p_2 + \rho v_2^2/2. \quad (1.49)$$

Теперь члены уравнения Бернулли имеют размерность давления (Па) и называются так:  $\rho g z$  — весовое давление;  $p$  — гидромеханическое давление (или просто давление);  $\rho v^2/2$  — динамическое давление\*.

Члены уравнения (1.49) представляют собой различные виды механической энергии жидкости, отнесенные к единице ее объема, а члены уравнения (1.47) — те же виды энергии, отнесенные к единице веса.

### 1.15. Вывод дифференциальных уравнений движения идеальной жидкости и их интегрирование

В потоке идеальной жидкости возьмем произвольную точку  $M$  с координатами  $x, y, z$  (рис. 1.25) и выделим у этой точки элемент

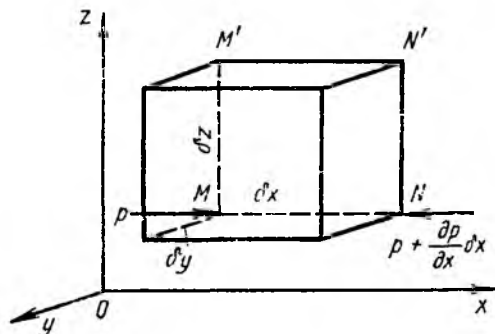


Рис. 1.25. Схема для вывода дифференциальных уравнений движения идеальной жидкости

жидкости (см. п. 1.6), будем считать, что внутри этого объема на жидкость действует результирующая массовая сила, составляющие которой, отнесенные к единице массы, равны  $X, Y$  и  $Z$ . Тогда массовые силы, действующие на выделенный объем в направлении координатных осей, будут равны этим составляющим, умноженным на массу выделенного объема. Если давление в точке  $M$  обозначить через  $p$ , то, рассуждая так же, как в п. 1.6, получим, что разность сил давления, действующих на параллелепипед, например, в направлении оси  $x$ , составляет

$$-\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \delta y \delta z.$$

\* Реально существующим давлением в потоке, т. е. напряжением нормальной поверхностной силы, является лишь давление  $p$ . Однако, две другие величины ( $\rho g z$  и  $\rho v^2/2$ ) могут быть преобразованы в соответствующие давления  $p$ , а потому условно также называются давлениями.

Скорость движения жидкости в точке  $M$  обозначим через  $v$ , а ее компоненты — через  $v_x$ ,  $v_y$  и  $v_z$ . Тогда проекции ускорения, с которым движется выделенный объем, будут равны:  $dv_x/dt$ ,  $dv_y/dt$  и  $dv_z/dt$ , а силы, которые необходимо ввести в уравнения движения по принципу Д'Аламбера, определяются как произведения этих ускорений на массу параллелепипеда.

Уравнения движения выделенного объема жидкости в проекциях на координатные оси будут иметь вид

$$\rho \delta x \delta y \delta z \frac{dv_x}{dt} = X \rho \delta x \delta y \delta z - \frac{\partial p}{\partial x} \delta x \delta y \delta z;$$

$$\rho \delta x \delta y \delta z \frac{dv_y}{dt} = Y \rho \delta x \delta y \delta z - \frac{\partial p}{\partial y} \delta x \delta y \delta z;$$

$$\rho \delta x \delta y \delta z \frac{dv_z}{dt} = Z \rho \delta x \delta y \delta z - \frac{\partial p}{\partial z} \delta x \delta y \delta z.$$

Разделим эти уравнения почленно на массу элемента  $\rho \delta x \delta y \delta z$  и перейдем к пределу, устремляя одновременно  $\delta x$ ,  $\delta y$  и  $\delta z$  к нулю, т. е. стягивая параллелепипед к исходной точке  $M$ . Тогда в пределе получим уравнения движения жидкости, отнесенные к точке  $M$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{dv_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{dv_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (1.50)$$

Полученная система дифференциальных уравнений движения идеальной жидкости носит название уравнений Эйлера. Члены этих уравнений представляют собой соответствующие ускорения, а смысл каждого из уравнений заключается в следующем: полное ускорение частицы вдоль координатной оси складывается из ускорения от массовых сил и ускорения от сил давления.

Уравнения Эйлера в таком виде справедливы как для несжимаемой, так и для сжимаемой жидкости, а также для случая, когда из числа массовых сил действует лишь сила тяжести, и для общего случая относительного движения жидкости (см. п. 1.18). При этом в величины  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  должны войти компоненты ускорения переносного (или поворотного) движения. Так как при выводе уравнений (1.50) не накладывались условия стационарности движения, то они справедливы и для неустановившегося движения.

Рассматривая установившееся движение жидкости, умножим каждое из уравнений (1.50) на соответствующие проекции элементарного перемещения, равные  $dx = v_x dt$ ;  $dy = v_y dt$ ;  $dz = v_z dt$ , и сложим уравнения. Будем иметь

$$\begin{aligned} X dx + Y dy + Z dz - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = \\ = v_x dv_x + v_y dv_y + v_z dv_z. \end{aligned} \quad (1.51)$$



Учитывая, что выражение в скобках является полным дифференциалом давления, а также, что

$$v_x dv_x = d\left(\frac{v_x^2}{2}\right); \quad v_y dv_y = d\left(\frac{v_y^2}{2}\right); \quad v_z dv_z = d\left(\frac{v_z^2}{2}\right);$$

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2,$$

уравнение (1.51) можно переписать в следующем виде:

$$X dx + Y dy + Z dz = \frac{1}{\rho} dp + \left(\frac{v^2}{2}\right), \quad (1.52)$$

или

$$dU = \frac{1}{\rho} dp + d\left(\frac{v^2}{2}\right),$$

где  $U$  — силовая функция.

Интегрирование этого уравнения выполним для основного частного случая установившегося движения идеальной жидкости, когда на жидкость действует лишь одна массовая сила — сила тяжести. При направлении оси  $z$  вертикально вверх

$$X = 0; \quad Y = 0; \quad Z = -g.$$

Подставляя эти значения в уравнение (1.52) получим

$$g dz + \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{v^2}{2}\right) = 0 \quad \text{или} \quad dz + \frac{dp}{\rho g} + d\left(\frac{v^2}{2g}\right) = 0.$$

Так как для несжимаемой жидкости  $\rho = \text{const}$ , предыдущее уравнение можно переписать в виде

$$d\left(z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g}\right) = 0.$$

Это уравнение означает, что приращение суммы трех членов, заключенных в скобки, при перемещении частицы жидкости вдоль линии тока (траектории) равно нулю. Следовательно, указанный трехчлен есть величина постоянная вдоль линии тока, а следовательно, и вдоль элементарной струйки, т. е.

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = \text{const}.$$

Таким образом, получили уравнение Бернулли для струйки идеальной жидкости, найденное в предыдущем параграфе другим способом.

Если записать это уравнение для двух сечений струйки 1—1 и 2—2, оно примет вид выражения (1.47).

### 1.16. Уравнение Бернулли для потока реальной (вязкой) жидкости

При переходе от элементарной струйки идеальной жидкости к потоку реальной (вязкой) жидкости, имеющему конечные размеры и ограниченному стенками, необходимо учесть неравномерность

распределения скоростей по сечению, а также потери энергии (напора). То и другое является следствием вязкости жидкости.

При движении вязкой жидкости вдоль твердой стенки, например, в трубе, происходит торможение потока вследствие влияния вязкости, а также из-за действия сил молекулярного сцепления между жидкостью и стенкой. Поэтому наибольшего значения скорость достигает в центральной части потока, а по мере приближения к стенке она уменьшается практически до нуля. Получается распределение скоростей, подобное тому, которое показано на рис. 1.26.

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

Из-за неравномерного распределения скоростей приходится вводить в рассмотрение среднюю по сечению скорость  $v_{ср}$  (см. п. 1.13), а также среднее значение удельной энергии жидкости в данном сечении.

Прежде чем приступить к рассмотрению уравнения Бернулли для потока вязкой жидкости, сделаем следующее допущение: будем считать, что в пределах рассматриваемых поперечных сечений потока справедлив основной закон гидростатики, например в форме (1.21), т. е. гидростатический напор в пределах сечения есть величина, одинаковая для всех точек данного сечения:

$$z + p/(\rho g) = \text{const},$$

т. е. предполагаем, что при движении жидкости отдельные струйки оказывают одна на другую в поперечном направлении такое же давление, как слой жидкости в неподвижном состоянии. Это соответствует действительности и может быть доказано теоретически в том случае, когда течение в данных поперечных сечениях является параллельноструйным. Поэтому именно такие (или близкие к ним) поперечные сечения и будем рассматривать.

Введем понятие мощности потока. *Мощностью потока* в данном сечении будем называть полную энергию, которую пронесит поток через это сечение в единицу времени. Так как в различных точках поперечного сечения потока частицы жидкости обладают различной энергией, сначала выразим элементарную мощность (мощность эле-

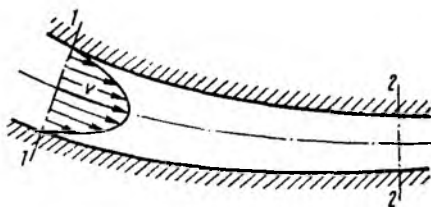


Рис. 1.26. Распределение скоростей в реальном потоке

ментарной струйки) в виде произведения полной удельной энергии жидкости в данной точке на элементарный массовый расход:

$$dN = gH dQ_m = (gz + p/\rho + v^2/2) \rho v dS.$$

Мощность всего потока найдем как интеграл от предыдущего выражения по всей площади  $S$ :

$$N = \rho \int_S (gz + p/\rho + v^2/2) v dS,$$

или, учитывая сделанное допущение,

$$N = \rho \left( gz + \frac{p}{\rho} \right) \int_S v dS + \frac{\rho}{2} \int_S v^3 dS.$$

Найдем среднее по сечению значение полной удельной энергии жидкости делением полной мощности потока на массовый расход. Используем выражение (1.39), получаем

$$gH_{cp} = \frac{N}{Q\rho} = gz + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2Q} \int_S v^3 dS.$$

Умножив и разделив последний член на  $v_{cp}^2$ , получим (переходя к напорам)

$$H_{cp} = z + \frac{p}{\rho g} + \frac{\int_S v^3 dS}{v_{cp}^2 S} \frac{v_{cp}^2}{2g} = z + \frac{p}{\rho g} + \alpha \frac{v_{cp}^2}{2g}, \quad (1.53)$$

где  $\alpha$  — безразмерный коэффициент Кориолиса, учитывающий неравномерность распределения скоростей и равный

$$\alpha = \frac{\int_S v^3 dS}{v_{cp}^3 S}. \quad (1.54)$$

Если умножить числитель и знаменатель выражения (1.54) на  $\rho/2$ , то нетрудно убедиться, что коэффициент  $\alpha$  представляет собой отношение действительной кинетической энергии потока в данном сечении к кинетической энергии того же потока и в том же сечении, но при равномерном распределении скоростей.

Для обычного распределения скоростей (см. рис. 1.26) коэффициент  $\alpha$  всегда больше единицы\*, а при равномерном распределении скоростей равен единице.

Возьмем два сечения реального потока, первое и второе, и обозначим средние значения полного напора жидкости в этих сечениях соответственно  $H_{cp1}$  и  $H_{cp2}$ . Тогда

$$H_{cp1} = H_{cp2} + \Sigma h_n,$$

где  $\Sigma h_n$  — суммарная потеря полного напора на участке между рассматриваемыми сечениями.

\* Это можно доказать, если в формуле (1.54) скорость  $v$  выразить в виде суммы  $v = v_{cp} + \Delta v$ , интеграл разбить на четыре интеграла и проанализировать численное значение каждого из них.

Используя формулу для  $H_{\text{ср}}$ , предыдущее уравнение можно переписать так:

$$z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_{\text{ср}1}^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{v_{\text{ср}2}^2}{2g} + \Sigma h_{\text{п}}. \quad (1.55)$$

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

Умножив уравнение (1.55) на  $g$ , получим форму записи уравнения Бернулли, соответствующую формуле (1.48), где члены выражают виды энергии, отнесенной к единице массы, а член  $g \Sigma h_{\text{п}}$  представляет собой потерю удельной энергии жидкости.

Умножение уравнения (1.55) на  $\rho g$  даст третью форму записи уравнения Бернулли для потока вязкой жидкости, соответствующую формуле (1.49), но член  $\rho g \Sigma h_{\text{п}}$  выражает потерю энергии, отнесенную к единице объема жидкости.

Уравнение Бернулли (1.55) и его формы применимы не только для жидкостей, но и для газов при условии, что скорость их движения значительно меньше скорости звука.

Графически это уравнение можно представить диаграммой подобно тому, как это делали для идеальной жидкости, но с учетом потери напора. Последняя является некоторой высотой, которая неуклонно возрастает вдоль потока (рис. 1.27).

Если для струйки идеальной жидкости уравнение Бернулли представляет собой закон сохранения механической энергии, то для потока реальной жидкости оно является уравнением баланса энергии с учетом потерь. Энергия, теряемая жидкостью на рассматриваемом участке течения, разумеется, не исчезает бесследно, а лишь превращается в другую форму — тепловую. Так как удельная теплоемкость жидкостей обычно велика по сравнению с потерями удельной энергии, а также ввиду того, что тепловая энергия непрерывно рассеивается, повышение температуры часто бывает практически малозаметным. Этот процесс преобразования механической энергии

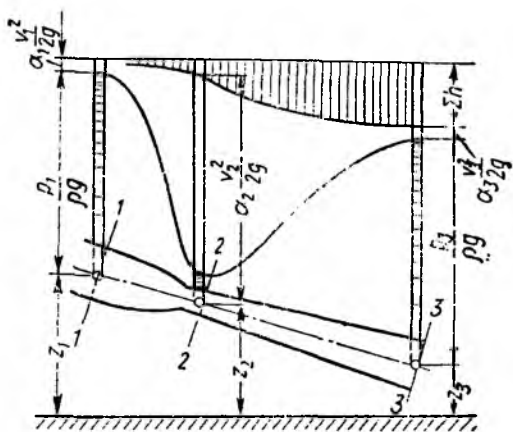


Рис. 1.27. Графическая иллюстрация уравнения Бернулли для реального потока

в тепловую является необратимым, т. е. таким, обратное течение которого (превращение тепловой энергии в механическую) невозможно.

Уменьшение среднего значения полной удельной энергии жидкости вдоль потока, отнесенное к единице его длины, называется *гидравлическим уклоном*. Изменение удельной потенциальной энергии жидкости, отнесенное к единице длины, называется *пьезометрическим уклоном*. Очевидно, что в трубе постоянного диаметра с неизменным распределением скоростей указанные уклоны одинаковы.

### 1.17. Гидравлические потери (общие сведения)

Потери удельной энергии (напора), или, как их часто называют, гидравлические потери, зависят от формы, размеров русла, скорости течения и вязкости жидкости, а иногда и от абсолютного давления в ней. Вязкость жидкости, хотя и является первопричиной всех гидравлических потерь, по далеко не всегда оказывает существенное влияние на их величину.

Как показывают опыты, во многих, но не во всех случаях гидравлические потери приблизительно пропорциональны скорости течения жидкости во второй степени, поэтому в гидравлике принят следующий общий способ выражения гидравлических потерь полного напора в линейных единицах:

$$h_n = \zeta v_{cp}^2 / (2g), \quad (1.56)$$

или в единицах давления

$$p_n = \rho g h_n = \zeta \rho v_{cp}^2 / 2.$$

Такое выражение удобно тем, что включает в себя безразмерный коэффициент пропорциональности  $\zeta$ , называемый *коэффициентом потерь*, или коэффициентом сопротивления, значение которого для данного русла в первом грубом приближении постоянно.

Коэффициент потерь  $\zeta$ , таким образом, есть отношение потеряного напора к скоростному напору.

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

*Местные потери энергии* обусловлены так называемыми местными гидравлическими сопротивлениями, т. е. местными изменениями формы и размера русла, вызывающими деформацию потока. При протекании жидкости через местные сопротивления изменяется ее скорость и обычно возникают крупные вихри. Последние образуются за местом отрыва потока от стенок и представляют собой области, в которых частицы жидкости движутся в основном по замкнутым кривым или близким к ним траекториям.

Примерами местных сопротивлений могут служить устройства, изображенные на рис. 1.28. Там же показаны отрывы потока и вихреобразования.

Местные потери напора определяются по формуле (1.56) следующим образом:

$$h_m = \zeta v^2 / (2g), \quad (1.57)$$

или в единицах давления

$$p_m = \zeta \rho v^2 / 2.$$

(Далее в п. 1.32 эта формула для важнейшего случая будет получена теоретически.)

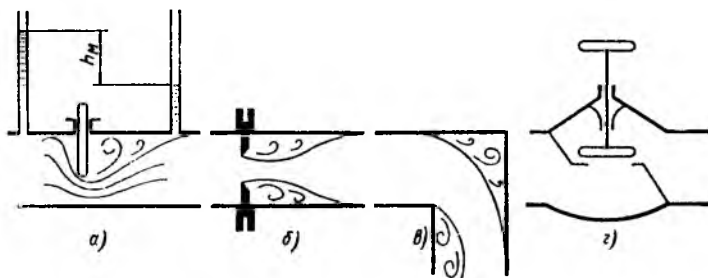


Рис. 1.28. Схемы местных гидравлических сопротивлений:  
а — задвижка; б — диафрагма; в — колено; г — вентиль

Выражение (1.57) часто называют формулой Вейсбаха. В ней  $v$  — средняя по сечению скорость в трубе, в которой установлено данное местное сопротивление \*. Если же диаметр трубы и, следовательно, скорость в ней изменяются по длине, то за расчетную скорость удобнее принимать большую из скоростей, т. е. ту, которая соответствует меньшему диаметру трубы.

Каждое местное сопротивление характеризуется своим значением коэффициента сопротивления  $\zeta$ , которое во многих случаях приближенно можно считать постоянным для данной формы местного сопротивления. Более подробно местные гидравлические сопротивления будут рассмотрены в гл. 7.

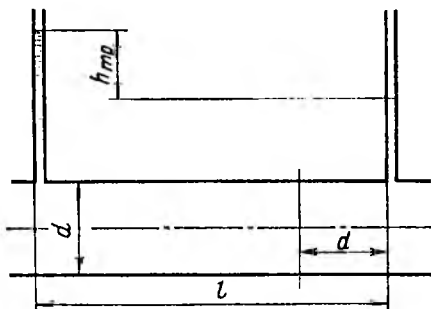


Рис. 1.29. Потери напора на трение по длине трубы

Потери на трение по длине, — это потери энергии, которые в чистом виде возникают в прямых трубах постоянного сечения, т. е. при равномерном течении, и возрастают пропорционально длине трубы (рис. 1.29). Рассматриваемые потери обусловлены

\* В дальнейшем индекс «ср» при  $v$  будем употреблять лишь в тех случаях, когда среднюю скорость можно спутать с местной.

внутренним трением в жидкости, а потому имеют место не только в шероховатых, но и в гладких трубах.

Потерю напора на трение можно выразить по общей формуле (1.56) для гидравлических потерь, т. е.

$$h_{\text{тр}} = \zeta_{\text{тр}} v^2 / (2g), \quad (1.58)$$

однако удобнее коэффициент  $\zeta$  связать с относительной длиной трубы  $l/d$ .

Возьмем участок круглой трубы длиной, равной ее диаметру, и обозначим его коэффициент потерь, входящий в формулу (1.58), через  $\lambda$ . Тогда для всей трубы длиной  $l$  и диаметром  $d$  коэффициент потерь будет в  $l/d$  раз больше:

$$\zeta_{\text{тр}} = \lambda l/d.$$

В результате формула (1.58) примет вид

$$h_{\text{тр}} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad (1.59)$$

или в единицах давления

$$p_{\text{тр}} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2} \rho. \quad (1.60)$$

(Далее в пп. 1.24 и 1.30 эта формула для основных режимов течения жидкости будет получена теоретически.)

Формулу (1.59) обычно называют формулой Вейсбаха — Дарси.

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

Нетрудно выяснить физический смысл коэффициента  $\lambda$ , если рассмотреть условие равномерного движения в трубе цилиндрического объема длиной  $l$  и диаметром  $d$  (см. рис. 1.29), т. е. равенство нулю суммы сил, действующих на объем: сил давления и силы трения. Это равенство имеет вид

$$\pi d^2 p_{\text{тр}} / 4 - \pi d l \tau_0 = 0,$$

где  $\tau_0$  — напряжение трения на стенке трубы.

Если учесть формулу (1.60), то легко получить

$$\lambda = \frac{4\tau_0}{\rho v^2 / 2}, \quad (1.61)$$

т. е. коэффициент  $\lambda$  есть величина, пропорциональная отношению напряжения трения на стенке трубы к динамическому давлению, определенному по средней скорости.

Ввиду постоянства объемного расхода несжимаемой жидкости вдоль трубы постоянного сечения скорость и удельная кинетическая энергия также остаются постоянными, несмотря на наличие гидрав-

лических сопротивлений и потерь напора. Потери напора в этом случае определяются разностью показаний двух пьезометров (см. рис. 1.28 и 1.29).

Нахождение численных значений коэффициента  $\lambda$  потерь на трение для различных конкретных случаев течения жидкости подробно рассмотрено в гл. 5 и 6.

### 1.18. Уравнение Бернулли для относительного движения

Уравнение Бернулли в формулах (1.47) и (1.55) справедливо в тех случаях установившегося течения жидкости, когда из массовых сил на жидкость действует лишь сила тяжести. Однако иногда приходится рассматривать такие течения, при расчете которых кроме силы тяжести следует учитывать силы инерции переносного движения (например, когда русло, по которому движется жидкость, перемещается в пространстве с ускорением). Если инерционная сила постоянна по времени, то течение жидкости относительно стенок русла может быть установившимся, и для него можно вывести уравнение Бернулли так же, как это

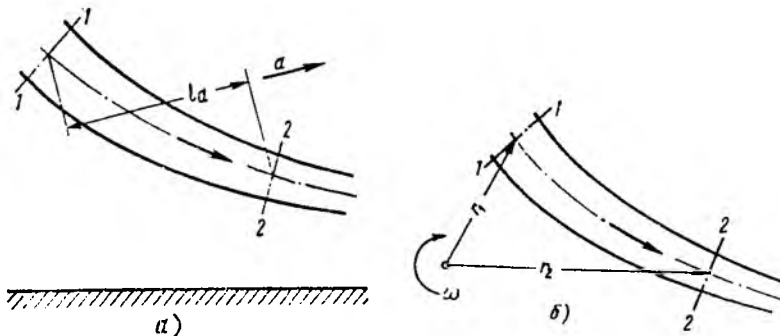


Рис. 1.30. Схема для вывода уравнения Бернулли для относительного движения

делали в п. 1.14. Различие заключается лишь в том, что в левую часть уравнения (1.46') к работе сил давления и тяжести следует добавить работу силы инерции, действующую на элемент струйки весом  $dG$  при его перемещении из сечения 1—1 в сечение 2—2 (см. рис. 1.22). Затем эту работу, как и другие члены уравнения (1.46') делим на  $dG$ , т. е. относим к единице веса, и, получив некоторый напор, переносим его в правую часть уравнения. Получим уравнение Бернулли для относительного движения, которое в случае реального потока принимает вид

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + \Sigma h_{\text{п}} + \Delta H_{\text{ин}}, \quad (1.62)$$

где  $\Delta H_{\text{ин}}$  — так называемый *инерционный напор*, который представляет собой работу силы инерции, отнесенную к единице веса и взятую с обратным знаком (обратный знак обусловлен тем, что эта работа перенесена из левой части уравнения в правую).

Рассмотрим определение инерционного напора для двух основных случаев относительного движения жидкости.

1. **Прямолинейное равноускоренное движение русла.** Если русло, по которому течет жидкость, движется прямолинейно с постоянным ускорением  $a$  (рис. 1.30, а), то на все частицы жидкости действует одинаковая и постоянная



по времени сила инерции переносного движения, которая может способствовать или препятствовать течению. Если эту силу отнести к единице массы, то она будет равна соответствующему ускорению  $a$  и направлена в сторону, обратную ему, а на каждую единицу веса жидкости будет действовать сила инерции  $a/g$ . Работа этой силы при перемещении жидкости из сечения 1—1 в сечение 2—2 (так же, как и работа силы тяжести) не зависит от формы пути, а определяется лишь разностью координат, отсчитываемых в направлении ускорения  $a$ , следовательно,

$$\Delta H_{\text{ин}} = a l_a / g, \quad (1.63)$$

где  $l_a$  — проекция рассматриваемого участка русла на направление ускорения  $a$ .

Чтобы не ошибиться в знаке, с которым величина  $\Delta H_{\text{ин}}$  должна быть записана в правой части уравнения Бернулли можно руководствоваться следующим правилом, непосредственно вытекающими из физики явления. Если ускорение  $a$  направлено от сечения 1—1 к сечению 2—2, а сила инерции — наоборот, то эта сила препятствует течению жидкости, и инерционный напор должен иметь знак плюс. В этом случае инерционный напор уменьшается в сечении 2—2 по сравнению с напором в сечении 1—1 и, следовательно, аналогичен гидравлическим потерям  $\Sigma h_{\text{п}}$ , которые всегда входят в правую часть уравнения Бернулли со знаком плюс. Если же ускорение  $a$  направлено от сечения 2—2 к сечению 1—1, то сила инерции способствует течению и инерционный напор должен иметь знак минус. В этом случае инерционный напор будет увеличивать напор в сечении 2—2, т. е. будет как бы уменьшать гидравлические потери.

2. Вращение русла вокруг вертикальной оси. Пусть русло, по которому движется жидкость, вращается вокруг вертикальной оси с постоянной угловой скоростью  $\omega$  (рис. 1.30, б). Тогда на жидкость действует сила инерции вращательного движения, являющаяся функцией радиуса. Поэтому для подсчета работы этой силы или изменения потенциальной энергии, обусловленной ее действием, необходимо применить интегрирование.

На единицу веса будет действовать сила инерции  $\omega^2 r/g$ . Работа этой силы при перемещении вдоль радиуса на расстояние  $dr$  равна  $\omega^2 r dr/g$ , а при перемещении от радиуса  $r_1$  до радиуса  $r_2$  (по любой кривой) работу находят интегрированием этого выражения в пределах от  $r_1$  до  $r_2$ . Выполнив интегрирование, найдем инерционный напор, только знак следует изменить на обратный (как указывалось выше):

$$\Delta H_{\text{ин}} = - \frac{\omega^2}{g} \int_{r_1}^{r_2} r dr = - \frac{\omega^2}{2g} (r_2^2 - r_1^2). \quad (1.64)$$

Знак инерционного напора, который получается при подсчете по этой формуле, соответствует указанному выше правилу знаков.

## 1.19. Примеры использования уравнения Бернулли в технике

Расходомер Вентури представляет собой устройство, устанавливаемое в трубопроводах и осуществляющее сужение потока — дросселирование (рис. 1.31). Расходомер состоит из двух участков — плавно сужающегося (сопла) и постепенно расширяющегося (диффузора). Скорость потока в суженном месте возрастает, а давление падает. Возникает разность (перепад) давлений, которая измеряется двумя пьезометрами или дифференциальным U-образным манометром и определенным образом связана с расходом. Найдем эту связь. Допустим в сечении 1—1 потока непосредственно перед сужением скорость потока равна  $v_1$ , давление  $p_1$ , площадь сечения  $S_1$ , а в сечении 2—2, т. е. в самом узком месте потока, соответственно  $v_2$ ,  $p_2$  и  $S_2$ . Разность показаний пьезометров, присоединенных к указанным сечениям,  $\Delta H$ .

Запишем для сечений 1—1 и 2—2 потока уравнение Бернулли и уравнение расхода (считая распределение скоростей равномерным):

$$\frac{P_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{P_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_M; \quad v_1 S_1 = v_2 S_2,$$

где  $h_M$  — потеря напора между сечениями 1—1 и 2—2. Учитывая, что

$$h_M = \zeta \frac{v_2^2}{2g} \quad \text{и} \quad \frac{P_1 - P_2}{\rho g} = \Delta H,$$

найдем из этой системы уравнений одну из скоростей, например,

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g\Delta H}{1 - (S_2/S_1)^2 + \zeta}},$$

отсюда объемный расход

$$Q = v_2 S_2 = S_2 \sqrt{\frac{2g}{1 - (S_2/S_1)^2 + \zeta}} \sqrt{\Delta H} \quad (1.65)$$

$$\text{или } Q = C \sqrt{\Delta H}, \quad (1.66)$$

где  $C$  — величина, постоянная для данного расходомера.

Зная величину  $C$  и наблюдая за показанием пьезометра, можно найти расход в трубопроводе для любого момента времени по формуле (1.66). Константу  $C$  можно определять теоретически, но точнее ее можно найти экспериментально, т. е. в результате градуирования расходомера.

Связь между  $\Delta H$  и  $Q$  получается параболической, а если по оси абсцисс откладывать расход во второй степени, то график этой зависимости будет представлять собой прямую.

Очень часто вместо пары пьезометров для измерения перепада давления в расходомере применяют дифференциальный ртутный манометр. Учитывая, что над ртутью в трубках находится та же жидкость плотностью  $\rho$ , можно записать

$$\Delta H = \Delta h (\rho_{рт} - \rho) / \rho.$$

Карбюратор поршневых двигателей внутреннего сгорания служит для подсоса бензина и смешения его с потоком воздуха (рис. 1.32). Поток воздуха, засасываемого в двигатель, сужается в том месте, где установлен распылитель бензина (обрез трубки диаметром  $d$ ). Скорость воздуха в этом сечении возрастает, а давление по закону Бернулли падает. Благодаря пониженному давлению бензин вытекает в поток воздуха.

Найдем соотношение между массовыми расходами бензина  $Q_B$  и воздуха  $Q_A$  при заданных размерах  $D$  и  $d$  и коэффициентах сопротивления воздушного канала (до сечения 2—2)  $\zeta_B$  и жиклера  $\zeta_{ж}$  (сопротивлением бензотрубки пренебрегаем).

Записав уравнение Бернулли для потока воздуха (сечение 0—0 и 2—2), а затем для потока бензина (сечение 1—1 и 2—2), получим (при  $z_1 = z_2$  и  $\alpha = 1$ ):

$$\frac{P_A}{\rho_A g} = \frac{P_2}{\rho_A g} + \frac{v_{2A}^2}{2g} + \zeta_B \frac{v_{2A}^2}{2g};$$

$$\frac{P_B}{\rho_B g} = \frac{P_2}{\rho_B g} + \frac{v_{2B}^2}{2g} + \zeta_{ж} \frac{v_{2B}^2}{2g},$$

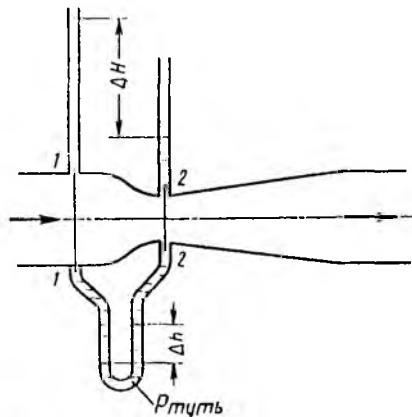


Рис. 1.31. Схема расходомера Вентури

откуда

$$\rho_B (v_{2B}^2/2) (1 + \zeta_B) = \rho_B (v_{2B}^2/2) (1 + \zeta_{ж}).$$

Учитывая, что массовые расходы

$$Q_B = (\pi D^2/4) v_{2B} \rho_B \text{ и } Q_B = (\pi d^2/4) v_{2B} \rho_B,$$

получим

$$\frac{Q_B}{Q_B} = \left(\frac{d}{D}\right)^2 \sqrt{\frac{\rho_B (1 + \zeta_B)}{\rho_B (1 + \zeta_{ж})}}.$$

Таким образом обеспечивается постоянство соотношения расходов бензина и воздуха. Однако следует иметь в виду приближенный характер данного решения.

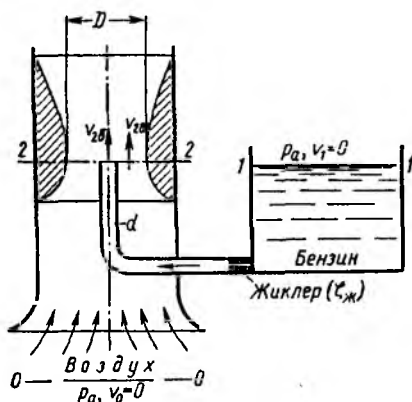


Рис. 1.32. Схема карбюратора

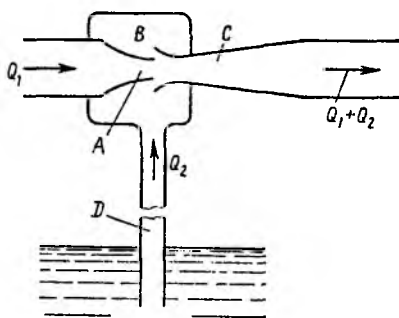


Рис. 1.33. Схема эжектора

Струйный насос (эжектор) состоит из плавно сходящегося насадка *A* (рис. 1.33), осуществляющего сжатие потока, и постепенно расширяющейся трубки *C*, установленной на некотором расстоянии от насадки. Вследствие увеличения скорости потока давление в струе на выходе из насадки

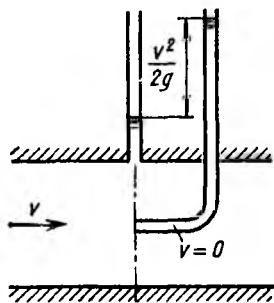


Рис. 1.34. Схема трубки полного напора

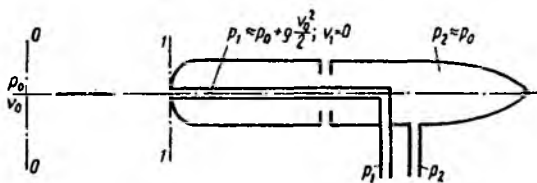


Рис. 1.35. Схема насадки для измерения скорости

и по всей камере *B* значительно понижается. В расширяющейся трубке скорость уменьшается, а давление возрастает приблизительно до атмосферного (если жидкость вытекает в атмосферу), следовательно, в камере *B* давление обычно меньше атмосферного, т. е. возникает разрежение (вакуум). Под действием разрежения жидкость из нижнего резервуара всасывается по трубе *D* в камеру *B*, где происходит слияние и дальнейшее перемешивание двух потоков.

Трубка полного напора (или трубка Пито) служит для измерения скорости, например, в трубе (рис. 1.34). Если установить в этом потоке трубку, изогнутую под углом  $90^\circ$ , отверстием навстречу потоку и пьезометр, то жидкость в этой трубке поднимается над уровнем в пьезометре на высоту, равную скоростному напору. Объясняется это тем, что скорость  $v$  частиц жидкости, попадающих в отверстие трубки, уменьшается до нуля, а давление, следовательно, увеличивается на величину скоростного напора. Измерив разность высот подъема жидкости в трубке Пито и пьезометре, легко определить скорость жидкости в данной точке.

На этом же принципе основано измерение скорости полета самолета. На рис. 1.35 показана схема самолетной скоростной трубки (насадка) для измерения малых по сравнению со скоростью звука скоростей полета.

Запишем уравнение Бернулли для струйки, которая набегаёт на трубку вдоль ее оси, а затем растекается по ее поверхности. Для сечений  $0-0$  (невозмущенный поток) и  $1-1$  (где  $v = 0$ ), получаем

$$p_0 + \rho v_0^2 / 2 \approx p_1.$$

Так как боковые отверстия трубки приближенно воспринимают давление невозмущенного потока,  $p_2 \approx p_0$ , следовательно из предыдущего имеем

$$v_0 \approx \sqrt{2(p_1 - p_2) / \rho}.$$

## 1.20. Применение уравнения количества движения к жидкости

В некоторых случаях в гидравлике удобно применять уравнения количества движения (импульса сил), например когда надо найти силу воздействия потока на преграду или русло, не рассматривая процессы, происходящие внутри потока жидкости.

Для материального тела массой  $m$ , движущегося со скоростью  $v$ , изменение количества движения за время  $dt$  вследствие действия силы  $F$  выразится векторным уравнением

$$m d\vec{v} = \vec{F} dt,$$

где  $m d\vec{v}$  — приращение количества движения, обусловленное импульсом  $\vec{F} dt$ .

Применим эту теорему механики к участку потока с расходом  $Q$  между сечениями  $1-1$  и  $2-2$  в условиях установившегося течения (рис. 1.36). За время  $dt$  этот участок переместится в положение, определяемое сечениями  $1'-1'$  и  $2'-2'$ . Чтобы выразить приращение количества движения рассматриваемого участка, нужно из количества движения объема между сечениями  $1-1$  и  $2-2$  вычесть количество движения объема между сечениями  $1'-1'$  и  $2'-2'$ . При вычитании количество движения промежуточного объема, ограниченного сечениями  $1'-1'$  и  $2-2$ , сократится и останется лишь разность количеств движения элементов  $2-2'$  и  $1-1'$ , которые на рис. 1.36 заштрихованы. Объемы этих элементов  $\delta V$ , а следовательно, и их массы  $\delta m = \rho Q dt$  одинаковы, поэтому приращение количества движения будет равно  $\rho Q (v_2 - v_1) dt$ .

Это приращение количества движения обусловлено импульсом всех внешних сил, действующих на объем жидкости между сечениями  $1-1$  и  $2-2$ , — сил давления в первом и втором сечениях  $p_1 S_1$  и  $p_2 S_2$ , силы тяжести всего объема  $G$ , а также реакции стенок русла  $R$ , которая складывается из сил давления и трения, распре-

деленных по боковой поверхности объема. Обозначим вектор равнодействующих всех сил через  $\vec{F}$ . Тогда

$$\rho Q (\bar{v}_2 - \bar{v}_1) dt = \vec{F} dt,$$

или после сокращения на  $dt$

$$\rho Q (\bar{v}_2 - \bar{v}_1) = \vec{F}. \quad (1.67)$$

Таким образом, при установившемся движении вектор равнодействующей всех внешних сил, действующих на жидкость в фиксированном объеме, равен геометрической разности количеств движения жидкости, вытекающей из этого объема и втекающей в него за единицу времени. В этом заключается теорема Эйлера об изменении количества движения жидкого объема.

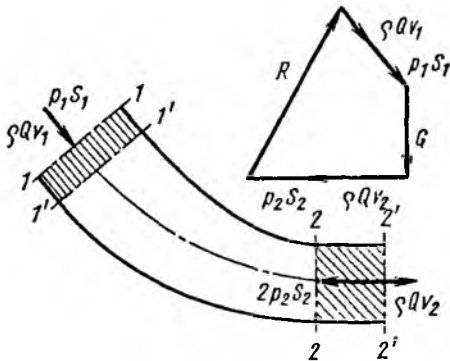


Рис. 1.36. К применению уравнения количества движения к жидкости

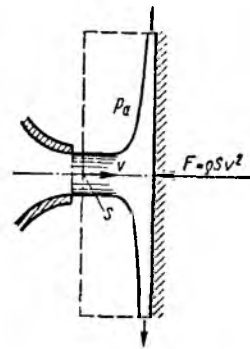


Рис. 1.37. Воздействие струи на преграду

Уравнение (1.67) можно записать в виде

$$\rho Q \bar{v}_1 - \rho Q \bar{v}_2 + \vec{R} + \overline{p_1 S_1} + \overline{p_2 S_2} + G = 0 \quad (1.68)$$

и в соответствии с этим построить замкнутый треугольник (или многоугольник) векторов, как показано на рис. 1.36. В связи с тем что в уравнении (1.68) вектор  $\rho Q \bar{v}_2$  имеет знак «минус», при построении он направлен в сторону, обратную действительному его направлению.

То же уравнение (1.68) можно записать и в проекциях на ту или иную ось.

В качестве примера определим силу воздействия потока жидкости на преграду. Пусть жидкость вытекает в атмосферу и наталкивается на безграничную стенку, установленную нормально к потоку. В результате жидкость растекается по стенке, изменяя направление своего течения на  $90^\circ$  (рис. 1.37). Известны площадь сечения потока  $S$ , скорость истечения  $v$  и плотность жидкости  $\rho$ .

Для решения данной задачи берем фиксированный объем, показанный штриховой линией, и применяем теорему Эйлера. Так как

давление внутри струи и по поверхности жидкости равно атмосферному, т. е. избыточное давление равно нулю, уравнение, выражающее теорему Эйлера, для направления, совпадающего с вектором скорости истечения  $v$ , будет иметь вид

$$-F = -\rho v S v \quad \text{или} \quad F = \rho v^2 S. \quad (1.69)$$

Это и есть сила воздействия потока жидкости на преграду. При другом угле установки стенки или других ее форме и размерах в правую часть формулы (1.69) вводится безразмерный коэффициент, отличный от единицы, но пропорциональность силы  $F$  произведению  $\rho S v^2$  сохраняется.

## Глава 4. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ И РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

### 1.21. Основы гидродинамического подобия

При изучении движения реальных жидкостей встречается много трудностей потому, что на характер движения и происходящие при этом процессы влияют многие факторы. Важный этап этого изучения — отбор тех факторов, которые являются определяющими для изучаемого процесса. Так, например, в п. 1.17 уже были перечислены факторы, определяющие потери энергии при течении вязкой жидкости. Одни из них влияют больше, другие меньше, а есть и такие, влияние которых в обычных условиях пренебрежимо мало.

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

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

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

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

Геометрическое подобие как известно из геометрии, представляет собой пропорциональность сходственных размеров и равенство соответствующих углов. В гидравлике под геометрическим подобием понимают подобие тех поверхностей, которые ограничивают потоки, т. е. подобие русел (или каналов) \*.

---

\* При этом предполагают подобными не только рассматриваемые участки русел, но и те, которые расположены непосредственно перед ними и за ними и которые влияют на характер течения в рассматриваемых участках.

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

$$k_L = L_I/L_{II} = \text{idem}.$$

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

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

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

Так как  $v = L/T$ ,  $k_v = k_L/k_T$  (где  $T$  — время,  $k_T$  — масштаб времени).

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

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

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

Для напорных течений в закрытых руслах, т. е. для потоков в трубах, в гидромашинах и тому подобных, такими силами, как показывает анализ, являются силы давления, вязкости и силы инерции. На жидкость действует также сила тяжести, но в напорных потоках ее действие проявляется через давление, т. е. оно сводится к соответствующему изменению давления. Поэтому, рассматривая так называемое приведенное давление  $p_{пр} = p + \rho gz$ , тем самым учитываем силу тяжести.

Силы инерции определяются произведением массы на ускорение, т. е.  $F = ma$ , а их отношение в подобных потоках равно масштабу сил:

$$k_F = \frac{F_I}{F_{II}} = \frac{(ma)_I}{(ma)_{II}} = \frac{k_\rho k_L^3 k_L}{k_T^3} = k_\rho k_v k_L^3,$$

где  $k_\rho$  — масштаб плотностей.

Таким образом, силы инерции пропорциональны плотности, скорости во второй степени и размеру  $L$  во второй степени, который, в свою очередь, пропорционален площади  $S$ :

$$F_{ин} \sim \rho S v^2.$$

Заметим, что этому же произведению  $\rho S v^2$  пропорциональны силы, с которыми поток воздействует (или способен воздействовать) на преграды (см. п. 1.20), лопасти гидромашин, обтекаемые тела.

Примем силы инерции за основу и будем другие силы, действующие на жидкость, сравнивать с инерционными, т. е. с выражением  $\rho S v^2$ .

Таким образом, для гидродинамически подобных потоков I и II имеем

$$\left(\frac{F}{\rho S v^2}\right)_I = \left(\frac{F}{\rho S v^2}\right)_{II} = \text{idem.} \quad (1.70)$$

Это отношение, одинаковое для подобных потоков, называют числом Ньютона и обозначают  $Ne$ . Здесь под  $F$  подразумевается основная сила: сила давления, вязкости, тяжести или др. Следовательно, соотношение (1.70) представляет собой общий вид закона гидродинамического подобия. Рассмотрим три характерных случая воздействия на движущуюся жидкость основных сил и найдем условия подобия потоков.

1. На жидкость действуют лишь силы давления и инерции. Тогда  $F = \Delta p S \sim \Delta p L^2$  и условие (1.70) примет вид

$$\left(\frac{\Delta p}{\rho v^2}\right)_I = \left(\frac{\Delta p}{\rho v^2}\right)_{II} = Eu = \text{idem}, \quad (1.71)$$

где  $\Delta p$  — некоторая разность давлений (или просто давление);  $Eu$  — безразмерный критерий, называемый числом Эйлера.

Следовательно, условием гидродинамического подобия геометрически подобных потоков в данном случае является равенство для них чисел Эйлера.

Из предыдущего ясен физический смысл числа Эйлера: это есть величина, пропорциональная отношению сил давления к силам инерции.

2. На жидкость действуют силы вязкости, давления и инерции. Тогда

$$F = \mu (dv/dy) S \sim \nu \rho (v/L) L^2 \sim \nu \rho v L$$

и условие (1.70) после деления последнего выражения на  $\rho v^2 L^2$  примет вид

$$\left(\frac{\nu}{vL}\right)_I = \left(\frac{\nu}{vL}\right)_{II} \quad \text{или} \quad \left(\frac{vL}{\nu}\right)_I = \left(\frac{vL}{\nu}\right)_{II} = Re = \text{idem}, \quad (1.72)$$

где  $Re$  — безразмерный критерий, называемый числом Рейнольдса\*.

Следовательно, условием гидродинамического подобия геометрически подобных потоков в рассматриваемом случае является равенство чисел Рейнольдса, подсчитанных для сходственных сечений потоков.

---

\* О. Рейнольдс (1842—1912 гг.) — известный английский физик и инженер. Помимо установления важнейшего критерия, названного его именем, исследовал ряд других вопросов гидравлики с позиций инженера: режимы течения жидкости, теорию наиболее сложного турбулентного режима течения, теорию смазки, течение с парообразованием (навитацию) и др.



Последнее условие является особенно важным в данном курсе, так как им устанавливается основной критерий подобия напорных потоков — число Рейнольдса. За характерный размер  $L$  при подсчете числа Рейнольдса должен приниматься поперечный размер потока, например, диаметр сечения.

Из предыдущего ясен физический смысл числа Рейнольдса: это есть величина, пропорциональная отношению сил вязкости к силам инерции.

3. На жидкость действуют силы тяжести, давления и инерции. Тогда  $F \sim \rho g L^3$  и условие (1.70) принимает вид

$$\left(\frac{\rho g L^3}{\rho v^2 L^3}\right)_I = \left(\frac{\rho g L^3}{\rho v^2 L^3}\right)_{II} \quad \text{или} \quad \left(\frac{v^2}{gL}\right)_I = \left(\frac{v^2}{gL}\right)_{II} = Fr = \text{idem}, \quad (1.73)$$

где  $Fr$  — безразмерный критерий, называемый числом Фруда.

Следовательно, условием гидродинамического подобия геометрически подобных потоков в данном случае является равенство чисел

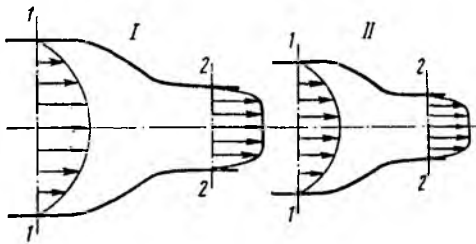


Рис. 1.38. Подобные потоки

Фруда. Из предыдущего ясно, что число Фруда — это величина, пропорциональная отношению сил инерции к силам тяжести.

Критерий Фруда является важным при рассмотрении безнапорных течений в открытых руслах, для напорных течений его можно не учитывать.

Для установления связи между гидродинамическим подобием и основным уравнением гидравлики — уравнением Бернулли — рассмотрим два напорных потока I и II, которые подобны друг другу гидродинамически (рис. 1.38), и отметим на них сходственные сечения 1—1 и 2—2.

Запишем сначала для указанных сечений одного из потоков уравнение Бернулли в предположении, что жидкость идеальная. Это будет соответствовать первому из рассмотренных выше случаев движения, так как на жидкость, можно считать, будут действовать лишь силы давления и инерции. Будем иметь

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g},$$

где  $p_1$  и  $p_2$  — приведенные давления.

Используя уравнение расхода  $v_1 S_1 = v_2 S_2$ , исключим скорость  $v_1$  и, перегруппировав члены уравнения, приведем его к безразмерному виду. Для этого разделим уравнение на  $v_2^2 / (2g)$ , после чего получим

$$2(p_1 - p_2) / (\rho v_2^2) = 1 - S_2^2 / S_1^2. \quad (1.74)$$

Правая часть уравнения (1.74) одинакова для подобных потоков вследствие геометрического подобия, а левая часть, представ-

ляющая собой удвоенное число Эйлера  $2Eu$ , одинакова вследствие динамического подобия, и все уравнение (1.74) одинаково для подобных потоков идеальной жидкости. Таким образом, для обеспечения гидродинамического подобия напорных потоков идеальной жидкости достаточно одного геометрического подобия.

Теперь запишем уравнение Бернулли для тех же сечений 1—1 и 2—2 одного из напорных потоков вязкой жидкости, подобных гидродинамически. Будем иметь

$$\frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + \zeta \frac{v_2^2}{2g},$$

где  $\zeta$  — коэффициент потерь энергии между рассматриваемыми сечениями.

После приведения этого уравнения к безразмерному виду подобно предыдущему получим

$$2(p_1 - p_2)/(\rho v_2^2) = 2Eu = \alpha_2 - \alpha_1 S_2^2/S_1^2 + \zeta. \quad (1.75)$$

Число  $Eu$  одинаково для рассматриваемых подобных потоков вследствие их динамического подобия; коэффициенты Кориолиса  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  одинаковы из-за кинематического подобия, следовательно, одинаковым будет и коэффициент потерь  $\zeta$ , а также все уравнение.

Если же рассматривать подобные потоки в трубах постоянного сечения, то одинаковым будет коэффициент потерь на трение по длине ( $\lambda$ ).

Итак, в подобных напорных потоках имеем равенство безразмерных коэффициентов и чисел  $\alpha$ ,  $\zeta$ ,  $\lambda$ ,  $Eu$ ,  $Re$  и некоторых других, которые будут введены в рассмотрение ниже. Изменение числа  $Re$  означает, что изменяется соотношение основных сил в потоке, в связи с чем указанные коэффициенты могут также несколько измениться. Поэтому все коэффициенты следует рассматривать как функции основного и определяющего критерия для напорных потоков вязкой жидкости — числа Рейнольдса  $Re$  (хотя в некоторых интересующих нас случаях эти коэффициенты могут оставаться постоянными).

При экспериментальных исследованиях и моделировании напорных течений в лабораторных условиях необходимо, во-первых, обеспечить геометрическое подобие модели (I) и натуре (II), включая условия входа и выхода, и, во-вторых, соблюсти равенство чисел Рейнольдса:  $Re_I = Re_{II}$ . Из второго условия получаем необходимую скорость потока при эксперименте

$$v_I = v_{II} L_{II} v_{II} / (L_I v_{II}).$$

В частном случае, при  $v_I = v_{II}$  скорость при эксперименте должна быть больше натурной в  $L_{II}/L_I$  раз. Применяя менее вязкую жидкость (или ту же жидкость, но при повышенной температуре) можно снизить скорость  $v_I$ .

Помимо перечисленных основных критериев подобия ( $Eu$ ,  $Re$ ,  $Fr$ ), в гидравлике применяют и другие критерии для особых случаев течения жидкости. Так, при рассмотрении течений, связанных с поверхностным натяжением (например, при распаде струи на капли, распыливании топлива в двигателях), вводят критерий Вебера ( $We$ ),

равный отношению сил поверхностного натяжения к силам инерции. Для этого случая условие (1.70) принимает вид

$$We = \sigma L / (\rho v^2 L^2) = \sigma / (\rho v^2 L) = \text{idem}.$$

При рассмотрении неустановившихся (нестационарных) периодических течений с периодом  $T$  (например, течений в трубопроводе, присоединенном к поршневому насосу) вводят критерий Струхала ( $Sh$ ), учитывающий силы инерции от нестационарности, называемые локальными. Последние пропорциональны массе ( $\rho L^3$ ) и ускорению  $\partial v / \partial t$ , которое, в свою очередь, пропорционально  $v/T$ . Следовательно, условие (1.70) для этого случая принимает вид

$$\rho L^3 v / (\rho v^2 L^2 T) = L / (vT) = \text{idem} \quad \text{или} \quad Sh = vT / L = \text{idem}.$$

При рассмотрении движений жидкости с учетом ее сжимаемости (например, движений эмульсий) вводят критерий Маха ( $M$ ), учитывающий силы упругости. Последние пропорциональны площади ( $L^2$ ) и объемному модулю упругости  $K = \rho c^2$  [см. формулу (1.10)]. Поэтому силы упругости пропорциональны  $\rho c^2 L^2$  и условие (1.70) принимает вид

$$\rho c^2 L^2 / (\rho v^2 L^2) = c^2 / (v^2) = \text{idem} \quad \text{или} \quad M = v / c = \text{idem}.$$

Критерий Маха имеет очень большое значение при рассмотрении движений газа. Чем ближе число  $M$  к единице, тем больше влияние сжимаемости газа при его движении\*.

## 1.22. Режимы течения жидкости в трубах

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

Указанные течения жидкости можно наблюдать на приборе, представленном на рис. 1.39. Он состоит из резервуара  $A$  с водой, от которого отходит стеклянная труба  $B$  с краном  $C$  на конце, и сосуда  $D$  с водным раствором той или иной краски, которая может по трубке вводиться тонкой струйкой внутрь стеклянной трубы  $B$ .

Если несколько приоткрыть кран  $C$  и дать возможность воде протекать в трубе с небольшой скоростью, а затем с помощью крана  $E$  впустить краску в поток воды, то увидим, что введенная в трубу краска не будет перемешиваться с потоком воды. Струйка краски будет отчетливо видимой вдоль всей стеклянной трубы, что указывает на слоистый характер течения жидкости и на отсутствие перемешивания. Пьезометр или трубка Пито, присоединенные к трубе, показывают неизменность давления и скорости по времени, отсутствие колебаний (пульсаций). Это так называемое ламинарное (слоистое) течение.

При постепенном увеличении скорости течения воды в трубе путем открытия крана  $C$  картина течения вначале не меняется,

---

\* В применении к жидкостям вместо числа  $M$  иногда используют число Коши, равное  $Ca = \rho v^2 / K = v^2 / c^2 = M^2$ .

по затем при определенной скорости течения наступает быстрое ее изменение. Струйка краски по выходе из трубки начинает колебаться, затем размываться и перемешиваться с потоком воды, причем становятся заметными вихреобразования и вращательное движение жидкости. Пьезометр и трубка Пито показывают непрерывные пульсации давления и скоростей в потоке воды. Течение становится, как его принято называть, турбулентным (см. рис. 1.39, сверху).

Если уменьшить скорость потока, то восстановится ламинарное течение.

Итак, *ламинарным* называется слоистое течение без перемешивания частиц жидкости и без пульсаций скоростей и давления. При таком течении все линии тока вполне определяются формой русла, по которому течет жидкость. При ламинарном течении жидкости

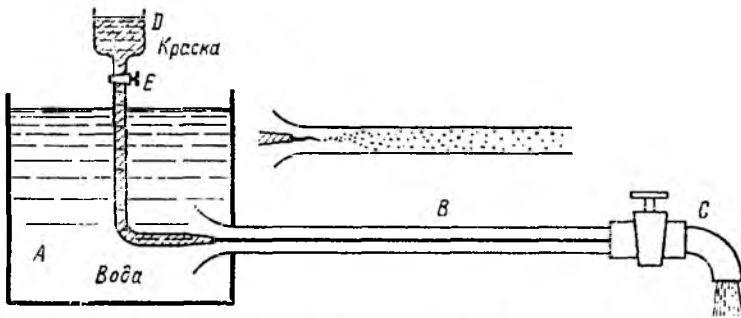


Рис. 1.39. Схема прибора для демонстрации режимов течения

в прямой трубе постоянного сечения все линии тока направлены параллельно оси трубы, т. е. прямолинейно; отсутствуют поперечные перемещения жидкости. Ламинарное течение является вполне упорядоченным и при постоянном напоре строго установившимся течением (хотя в общем случае может быть и неустановившимся). Однако его нельзя считать безвихревым, так как в нем хотя и нет видимых вихрей, но одновременно с поступательным движением имеет место упорядоченное вращательное движение отдельных частиц жидкости вокруг своих мгновенных центров с некоторыми угловыми скоростями.

*Турбулентным* называется течение, сопровождающееся интенсивным перемешиванием жидкости и пульсациями скоростей и давлений. Движение отдельных частиц оказывается подобным хаотическому, беспорядочному движению молекул газа. При турбулентном течении векторы скоростей имеют не только осевые, но и нормальные к оси русла составляющие, поэтому наряду с основным продольным перемещением жидкости вдоль русла происходят поперечные перемещения (перемешивание) и вращательное движение отдельных объемов жидкости. Этим и объясняются пульсации скоростей и давления.

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

$$v_{кр} = kv/d.$$

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

$$k = v_{кр} d/\nu.$$

Полученное безразмерное число называется критическим числом Рейнольдса и обозначается

$$Re_{кр} = v_{кр} d/\nu. \quad (1.76)$$

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

Как показывают опыты, для труб круглого сечения  $Re_{кр} \approx 2300$ .

Таким образом, критерий подобия Рейнольдса позволяет судить о режиме течения жидкости в трубе. При  $Re < Re_{кр}$  течение является ламинарным, при  $Re > Re_{кр}$  — турбулентным. Точнее говоря, вполне развитое турбулентное течение в трубах устанавливается лишь при  $Re \approx 4000$ , а при  $Re = 2300 \div 4000$  имеет место переходная, критическая область.

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

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

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

В связи с этим число  $Re_{кр}$ , соответствующее переходу от ламинарного течения к турбулентному, может получиться несколько

больше, чем  $Re_{кр}$  для обратного перехода. В особых лабораторных условиях при полном отсутствии факторов, способствующих турбулизации потока, можно получить ламинарное течение при  $Re$ , значительно превышающем  $Re_{кр}$ . Однако в этих случаях ламинарное течение оказывается настолько неустойчивым, что достаточно небольшого возмущения (толчка), чтобы оно перешло в турбулентное. На практике обычно имеются условия, способствующие турбулизации, — вибрация труб, местные гидравлические сопротивления, неравномерность (пульсация) расхода и прочее, а потому указанное обстоятельство имеет в гидравлике скорее принципиальное, чем практическое, значение.

### 1.23. Кавитация

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

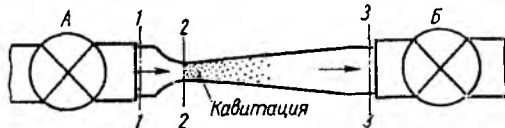


Рис. 1.40. Схема трубки для демонстрации кавитации

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

Наглядно это явление можно продемонстрировать на простом устройстве (рис. 1.40). Вода или иная жидкость под давлением в несколько атмосфер подводится к регулировочному крану (вентилю) А и далее протекает через прозрачную трубку Вентури, которая сначала плавно сужает поток, затем еще более плавно расширяет и через кран Б выводит в атмосферу.

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

При некотором значении этого давления, которое можно считать равным давлению насыщенных паров ( $p_{абс2} = p_{н,п}$ ), в узком месте трубы появляется отчетливо видимая зона кавитации, представляющая собой область местного кипения жидкости и последующей конденсации паров. Размеры зоны кавитации возрастают по мере дальнейшего открытия крана, т. е. при увеличении давления в сечении 1—1, а следовательно, и расхода. Однако как бы при этом ни возрастал расход, давление в узком сечении 2—2 сохраняется строго постоянным потому, что постоянно давление насыщенных паров.

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

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

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

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

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

В начальной стадии паровыделения паровая фаза может быть в виде мелких пузырьков, приблизительно равномерно распределенных по объему движущейся жидкости (рис. 1.41, а). При дальнейшем парогазовыделении происходит укрупнение пузырьков, которые при горизонтальном расположении трубы движутся преимущественно в верхней части ее сечения (рис. 1.41, б).

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

Кавитация, обусловленная выделением паров жидкости, происходит по-разному в однокомпонентных (простых) и многокомпонентных (сложных) жидкостях. Для однокомпонентной жидкости давление, соответствующее началу кавитации, вполне определяется давлением насыщенных паров, зависящим только от температуры, и кавитация протекает так, как было описано выше. Многокомпонентная жидкость состоит из так называемых легких и тяжелых фракций. Первые обладают большей упругостью паров, чем вторые,

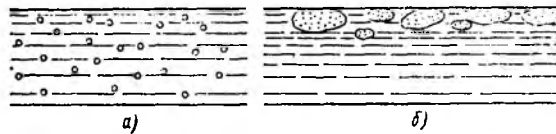


Рис. 1.41. Схемы двухфазных потоков

поэтому при кавитации сначала вскипают легкие фракции, а затем тяжелые. Конденсация же паров происходит в обратном порядке — сначала выпадают тяжелые фракции, затем — легкие. Паровая фаза в многокомпонентных жидкостях удерживается дольше, и процесс кавитации выражен менее резко, чем в однокомпонентных жидкостях.

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

$$k = \frac{p_1 - p_{н.п}}{\rho v_1^2 / 2}, \quad (1.77)$$

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

Очевидно, что по своему смыслу число кавитации аналогично числу Эйлера  $Eu$  (см. п. 1.21), оно используется как критерий подобия течений с кавитацией. Значение  $k$ , при котором в местном сопротивлении начинается кавитация, называется критическим числом кавитации  $k_{кр}$ .

Число  $k_{кр}$  определяется в основном формой местного сопротивления, хотя в некоторой степени на него может влиять и число Рейнольдса. Для такого простого устройства, как показанная выше трубка Вентури, значение  $k$  приближенно можно определить простым расчетом. Запишем уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2 (см. рис. 1.40), считая, что  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$  и  $\zeta = 0$  (потеря энер-



гии незначительна):

$$p_1/\rho + v_1^2/2 = p_2/\rho + v_2^2/2.$$

Определив отсюда  $p_1$ , подставим его в формулу (1.77):

$$\kappa = \frac{2(p_2 - p_{н.п})}{\rho v_1^2} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{v_1^2}.$$

Так как кавитация возникает при  $p_2 = p_{н.п}$ , то

$$\kappa_{кр} = v_2^2/v_1^2 - 1 = S_1^2/S_2^2 - 1,$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — площади сечений 1—1 и 2—2.

Экспериментальные кавитационные характеристики местных гидравлических сопротивлений получают при постоянном расходе и постепенном уменьшении давления, а затем представляют в безразмерном виде  $\zeta = f(\kappa)$ . При  $\kappa < \kappa_{кр}$  коэффициент потерь  $\zeta$  от  $\kappa$  не зависит, а при  $\kappa = \kappa_{кр}$  — резко возрастает. На рис. 1.42 показаны кривые для сопротивлений 1 и 2 при  $\zeta_1 > \zeta_2$  и  $\kappa_{кр1} > \kappa_{кр2}$ .



Рис. 1.42. Зависимость коэффициента потерь от числа кавитации

а давление в сечении 3—3 ( $p_3 = p_{вых}$ ) постепенно уменьшаем, увеличивая степень открытия крана Б. В результате расход через трубку увеличивается, а давление  $p_2$  в узком сечении 2—2 уменьшается.

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

Таким образом удастся стабилизировать расход жидкости через регулятор в условиях, когда противодействие  $p_3$  изменяется от критического  $p_{3кр}$ , соответствующего началу кавитации, до нуля. Результаты испытаний подобного кавитационного регулятора расхода показывают, что точность стабилизации расхода получается очень высокой (рис. 1.43).

Из графиков, изображенных на рис. 1.43, можно сделать два вывода. Во-первых, они наглядно показывают преимущество исполь-

зования безразмерных величин по сравнению с размерными: несколько кривых на рис. 1.43, а заменяются единой кривой на рис. 1.43, б. Во-вторых, критерий  $p_{\text{вых}}/p_{\text{вх}} = p_3/p_1$  так же, как и  $\kappa$ , можно считать критерием кавитации. Действительно, так как обычно  $p_1 \gg p_{\text{н.п}}$ , в формуле (1.77) можно принять  $p_{\text{н.п}} = 0$ , а знаменатель заменить пропорциональной ему величиной  $\zeta \rho v_1^2 / 2 = p_1 - p_3$ ,

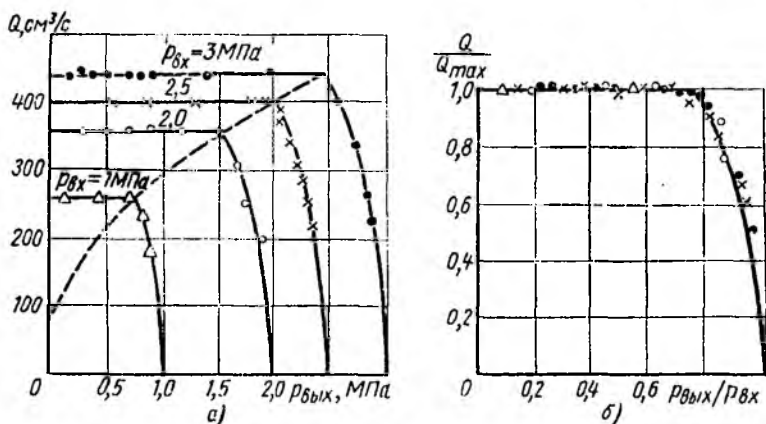


Рис. 1.43. Зависимость расхода жидкости через кавитационную трубку от давлений на входе и выходе

которая при  $v_1 = v_3$  ( $d_1 = d_3$ ) представляет собой потерю давления между сечениями 1—1 и 3—3 (см. рис. 1.40). Тогда получим число кавитации  $\kappa'$ , пропорциональное  $\kappa$ :

$$\kappa' = \frac{p_1}{p_1 - p_3} = \frac{p_{\text{вх}}}{p_{\text{вх}} - p_{\text{вых}}} = \frac{1}{1 - p_{\text{вых}}/p_{\text{вх}}}.$$

В некоторых случаях критерий  $p_{\text{вых}}/p_{\text{вх}}$  оказывается удобнее, чем  $\kappa$ , он будет использован далее (см. п. 1.40).

## Глава 5. ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ

### 1.24. Теория ламинарного течения в круглых трубах

Как указывалось в п. 1.22, ламинарное течение является строго упорядоченным, слоистым течением без перемешивания жидкости. Теория ламинарного течения жидкости основывается на законе трения Ньютона (см. п. 1.3). Это трение между слоями движущейся жидкости является единственным источником потерь энергии в данном случае.

Рассмотрим установившееся ламинарное течение жидкости в прямой круглой цилиндрической трубе с внутренним диаметром  $d = 2r_0$ . Чтобы исключить влияние силы тяжести и этим упростить вывод, допустим, что труба расположена горизонтально. Достаточно далеко

от входа в нее, где поток уже вполне сформировался (стабилизировался), выделим отрезок длиной  $l$  между сечениями 1—1 и 2—2 (рис. 1.44).

Пусть в сечении 1—1 давление равно  $p_1$ , а в сечении 2—2 —  $p_2$ . Ввиду постоянства диаметра трубы, скорость жидкости будет постоянной, а коэффициент  $\alpha$  будет неизменным вдоль потока вследствие его стабильности, поэтому уравнение Бернулли для выбранных сечений примет вид

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

где  $h_{тр}$  — потеря напора на трение по длине.

Отсюда

$$h_{тр} = (p_1 - p_2)/(\rho g) = p_{тр}/(\rho g),$$

что и показывают пьезометры, установленные в этих сечениях.

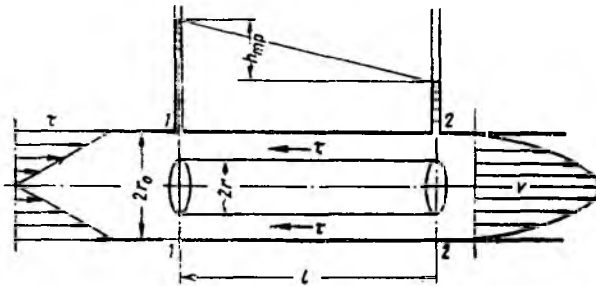


Рис. 1.44. К теории ламинарного течения жидкости в трубе

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

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

откуда

$$\tau = p_{тр} r / (2l).$$

Из формулы следует, что касательные напряжения в поперечном сечении трубы изменяются по линейному закону в функции радиуса. Эпюра касательного напряжения показана на рис. 1.44 слева (эта эпюра не зависит от режима течения).

Выразим касательное напряжение  $\tau$  по закону трения Ньютона через динамическую вязкость и поперечный градиент скорости [см. формулу (1.14)]; при этом заменим переменное  $y$  (расстояние от стенки) текущим радиусом  $r$ :

$$\tau = \mu dv/dy = -\mu dv/dr.$$

Знак минус обусловлен тем, что направление отсчета  $r$  (от оси к стенке) противоположно направлению отсчета  $y$  (от стенки).

Подставляя значение  $\tau$  в предыдущее уравнение, получаем

$$p_{\text{тр}}/(2l) = -\mu dv/dr.$$

Найдем отсюда приращение скорости

$$dv = -p_{\text{тр}}r dr/(2\mu l).$$

При положительном приращении радиуса получается отрицательное приращение (уменьшение) скорости, что соответствует профилю скоростей, показанному на рис. 1.44.

Выполнив интегрирование, получим

$$v = -\frac{p_{\text{тр}}}{2\mu l} \frac{r^2}{2} + C.$$

Постоянную интегрирования  $C$  найдем из условия, что на стенке при  $r = r_0$   $v = 0$ :

$$C = p_{\text{тр}}r_0^2/(4\mu l).$$

Скорость по окружности радиусом  $r$

$$v = p_{\text{тр}}(r_0^2 - r^2)/(4\mu l). \quad (1.78)$$

Это выражение является законом распределения скоростей по сечению круглой трубы при ламинарном течении. Кривая, изображающая эпюру скоростей, является параболой второй степени.

Максимальная скорость, имеющая место в центре сечения (при  $r = 0$ ),

$$v_{\text{max}} = p_{\text{тр}}r_0^2/(4\mu l). \quad (1.79)$$

Входящее в формулу (1.78) отношение  $p_{\text{тр}}/l$  (см. рис. 1.44) представляет собой гидравлический (пьезометрический) уклон, умноженный на  $\rho g$ . Эта величина является постоянной вдоль прямой трубы постоянного диаметра.

Применим полученный закон распределения скоростей, описываемый уравнением (1.78) для расчета расхода. Для этого выразим сначала элементарный расход через бесконечно малую площадку  $dS$ :

$$dQ = v dS.$$

Здесь  $v$  есть функция радиуса, определяемая формулой (1.78), а площадку  $dS$  целесообразно взять в виде кольца радиусом  $r$  и шириной  $dr$ , тогда

$$dQ = p_{\text{тр}}(r_0^2 - r^2) 2\pi r dr/(4\mu l).$$

После интегрирования по всей площади поперечного сечения, т. е. от  $r = 0$  до  $r = r_0$

$$Q = \frac{\pi p_{\text{тр}}}{2\mu l} \int_0^{r_0} (r_0^2 - r^2) r dr = \frac{\pi p_{\text{тр}}}{8\mu l} r_0^4. \quad (1.80)$$

Среднюю по сечению скорость найдем делением расхода на площадь. С учетом выражения (1.80) получим

$$v_{\text{ср}} = Q/(\pi r_0^2) = p_{\text{тр}} r_0^2 / (8\mu l). \quad (1.81)$$

Сравнение этого выражения с формулой (1.79) показывает, что средняя скорость при ламинарном течении в 2 раза меньше максимальной:  $v_{\text{ср}} = 0,5v_{\text{макс}}$ .

Для получения закона сопротивления, т. е. выражения потери напора  $h_{\text{тр}}$  на трение через расход и размеры трубы, определим  $p_{\text{тр}}$  из формулы (1.80):

$$p_{\text{тр}} = 8\mu l Q / (\pi r_0^4).$$

Разделив это выражение на  $\rho g$ , заменив  $\mu$  на  $\nu \rho$  и  $p_{\text{тр}}$  на  $h_{\text{тр}} \rho g$ , а также перейдя от  $r_0$  к  $d = 2r_0$ , найдем

$$h_{\text{тр}} = p_{\text{тр}} / (\rho g) = 128\nu l Q / (\pi g d^4). \quad (1.82)$$

Полученный закон сопротивления показывает, что при ламинарном течении в трубе круглого сечения потеря напора на трение пропорциональна расходу и вязкости в первой степени и обратно пропорциональна диаметру в четвертой степени. Этот закон, обычно называемый законом Пуазейля, используется для расчета трубопроводов с ламинарным течением\*.

Ранее (п. 1.17) условились выражать потери напора на трение через среднюю скорость по формуле (1.59). Приведем закон сопротивления (1.82) к виду формулы Вейсбаха—Дарси:

$$h_{\text{тр}} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v_{\text{ср}}^2}{2g}.$$

Для этого в формуле (1.82) заменим расход произведением  $\pi d^2 v_{\text{ср}} / 4$ ; умножив и разделив на  $v_{\text{ср}}$  и перегруппировав множители, после сокращений получим

$$h_{\text{тр}} = \frac{64\nu}{v_{\text{ср}} d} \frac{l}{d} \frac{v_{\text{ср}}^2}{2g} = \frac{64}{\text{Re}} \frac{l}{d} \frac{v_{\text{ср}}^2}{2g},$$

или, приведя к виду формулы (1.59), окончательно найдем

$$h_{\text{тр}} = \lambda_{\text{л}} \frac{l}{d} \frac{v_{\text{ср}}^2}{2g}, \quad (1.83)$$

где  $\lambda_{\text{л}}$  — коэффициент потерь на трение для ламинарного течения:

$$\lambda_{\text{л}} = 64 / \text{Re}. \quad (1.84)$$

Потеря напора на трение по длине при ламинарном течении пропорциональна скорости в первой степени [квадрат скорости в формуле (1.83) для ламинарного течения получен искусственно умножением и делением на  $v_{\text{ср}}$ ], а коэффициент  $\lambda_{\text{л}}$  обратно пропорционален  $\text{Re}$  и, следовательно, скорости  $v_{\text{ср}}$ .

\* Ж. П у а з е й л ь (1799—1869 гг.) — французский ученый, получивший формулу (1.82) экспериментальным путем в 1840 г.

Зная закон распределения скоростей по сечению трубы, легко определить коэффициент Кориолиса  $\alpha$ , учитывающий неравномерность распределения скоростей в уравнении Бернулли, для случая стабилизированного ламинарного течения жидкости в круглой трубе. Для этого в выражении (1.54) заменим скорость по формуле (1.78) и среднюю скорость по формуле (1.81), а также учтем, что  $S = \pi r^2$  и  $dS = 2\pi r dr$ . После подстановок и сокращений получим

$$\alpha = \frac{1}{v_{\text{ср}}^2 S} \int_S v^3 dS = 16 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right)^3 \frac{r dr}{r_0^2}.$$

Обозначив переменную  $1 - r^2/r_0^2$  через  $z$ , найдем

$$\alpha = -8 \int_1^0 z^3 dz = 2 \left| z^4 \right|_1^0 = 2.$$

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

Таким же путем можно показать, что секундное количество движения ламинарного потока с параболическим распределением скоростей в  $\beta$  раз больше количества движения того же потока, но при равномерном распределении скоростей, причем коэффициент  $\beta$ , называемый коэффициентом Буссинеска, в данном случае равен  $4/3$ .

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

- 1) при течении в начальном участке трубы, где происходит постепенное формирование параболического профиля скоростей (этот вопрос рассмотрен в следующем параграфе);
- 2) при течении с теплообменом;
- 3) при течении в капиллярах и зазорах с облитерацией;
- 4) при течении с большими перепадами давления (пп. 2—4 рассмотрены в п. 1.27).

### 1.25. Начальный участок ламинарного течения

Если жидкость из какого-либо резервуара поступает в прямую трубу постоянного диаметра и движется по ней ламинарным потоком, то распределение скоростей по сечению трубы вблизи входа получается практически равномерным, особенно, если вход выполнен с закруглением (рис. 1.45). Но затем под действием сил вязкости происходит перераспределение скоростей по сечениям: слои жидкости, прилежащие к стенке, тормозятся, а центральная часть потока (ядро), где еще сохраняется равномерное распределение скоростей, движется ускоренно, что обусловлено необходимостью прохода через неизменную площадь определенного расхода жидкости.

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

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

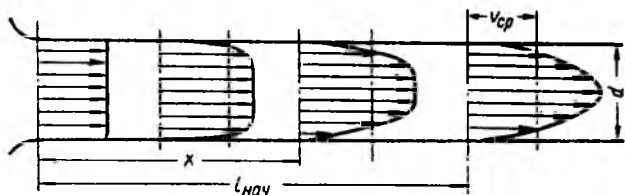


Рис. 1.45. Формирование профиля скоростей на начальном участке

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

$$l_{нач}/d = 0,029 Re. \quad (1.85)$$

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

Потеря напора на участке трубы, длина которого  $l \leq l_{нач}$ , определяется по формулам (1.82) или (1.83) и (1.84), но с поправочным коэффициентом  $k$ , большим единицы. Значения этого коэффициента могут быть найдены по графику (рис. 1.46), на котором он изображен как функция безразмерного параметра  $x \cdot 10^3 / (d Re)$ . С увеличением этого параметра коэффициент  $k$  уменьшается и при значении  $x/(d Re) = l_{нач}/(d Re) = 0,029$ ,

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

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

Когда длина  $l$  трубы больше длины  $l_{\text{нач}}$  начального участка, потеря напора складывается из потери на начальном участке и на участке стабилизированного течения:

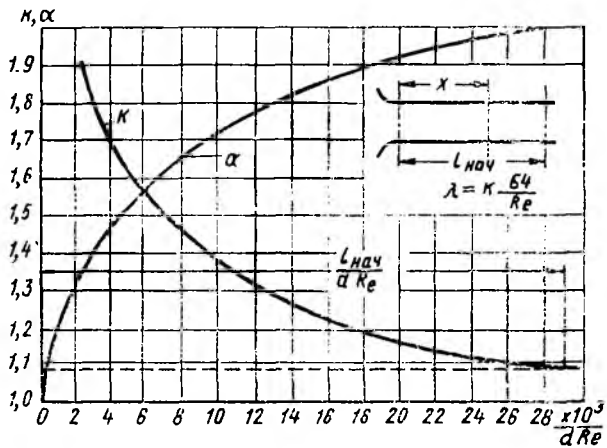
$$h_{\text{тр}} = \left[ 1,09\lambda_{\text{л}} \frac{l_{\text{нач}}}{d} + \lambda_{\text{л}} \frac{(l - l_{\text{нач}})}{d} \right] \frac{v^2}{2g}.$$

Учитывая формулы (1.84) и (1.85) и выполняя соответствующие преобразования, получаем

$$h_{\text{тр}} = \frac{1}{\text{Re}} \left( 0,165 + 64 \frac{l}{d} \right) \frac{v^2}{2g}. \quad (1.86)$$

Если относительная длина  $l/d$  трубопровода достаточно велика, то дополнительный член в скобках, равный 0,165, можно

Рис. 1.46. Зависимость коэффициентов  $k$  и  $\alpha$  от параметра  $x \cdot 10^3 / (d \text{Re})$



ввиду малости не учитывать. Однако при уточненных расчетах труб, длина которых соизмерима с  $l_{\text{нач}}$ , этот член следует учитывать.

Для начального участка трубы с плавным входом коэффициент Кориолиса  $\alpha$  возрастает от единицы до двух (см. рис. 1.46).

### 1.26. Ламинарное течение в зазоре между двумя стенками и в прямоугольных трубах

Рассмотрим ламинарное течение в зазоре, образованном двумя параллельными плоскими стенками, расстояние между которыми равно  $a$  (рис. 1.47). Начало координат поместим в середине зазора, направив ось  $Ox$  вдоль течения, а ось  $Oy$  — по нормали к стенкам.

Возьмем два нормальных поперечных сечения потока на расстоянии  $l$  одно от другого и рассмотрим поток шириной, равной единице. Выделим объем жидкости в форме прямоугольного параллелепипеда, расположенного симметрично относительно оси  $Ox$  между выбранными поперечными сечениями потока и имеющего размеры сторон  $l \times 2y \times 1$ .



Запишем условие равномерного движения выделенного объема вдоль оси  $Ox$ :

$$2y p_{\text{тр}} = -\mu (dv/dy) 2l,$$

где  $p_{\text{тр}} = p_1 - p_2$  — разность давлений (перепад) в рассматриваемых сечениях.

Знак минус обусловлен тем, что производная  $dv/dy$  отрицательна.

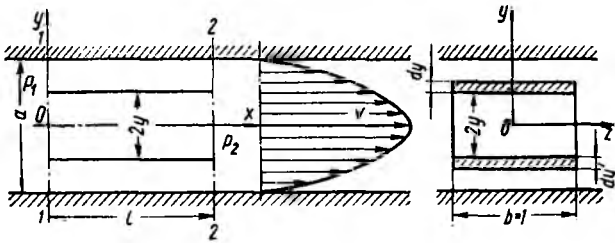


Рис. 1.47. Схема для рассмотрения ламинарного течения в зазоре

Из предыдущего найдем приращение скорости  $dv$ , соответствующее приращению координаты  $dy$ :

$$dv = -\frac{p_{\text{тр}}}{\mu l} y dy.$$

После интегрирования получим

$$v = -\frac{p_{\text{тр}}}{2\mu l} y^2 + C.$$

Так как при  $y = a/2$   $v = 0$ , находим  $C = \frac{p_{\text{тр}}}{2\mu l} \frac{a^2}{4}$ , откуда

$$v = \frac{p_{\text{тр}}}{2\mu l} \left( \frac{a^2}{4} - y^2 \right). \quad (1.87)$$

Далее подсчитаем расход  $q$ , приходящийся на единицу ширины потока, для чего возьмем симметрично относительно оси  $Oz$  две элементарные площадки размером  $1 \times dy$  и выразим элементарный расход

$$dq = v dS = \frac{p_{\text{тр}}}{2\mu l} \left( \frac{a^2}{4} - y^2 \right) 2dy,$$

откуда

$$q = \frac{p_{\text{тр}}}{\mu l} \int_0^{a/2} \left( \frac{a^2}{4} - y^2 \right) dy = \frac{p_{\text{тр}} a^3}{12\mu l}. \quad (1.88)$$

Выразим потерю давления на трение через полный расход  $Q = qb$  в зазоре шириной  $b \neq 1$ ; получим

$$p_{\text{тр}} = 12\mu l Q / (a^3 b). \quad (1.89)$$

Когда одна из стенок, образующих зазор, перемещается в направлении, параллельном другой стенке, а давление в зазоре по-

стоянно вдоль длины, подвижная стенка увлекает за собой жидкость, и возникает так называемое фрикционное безнапорное движение. Выделим в таком потоке элемент, как показано на рис. 1.48, и рассмотрим действующие на него силы. Так как давления  $p$ , приложенные к левой и правой граням элемента, одинаковы, то для равновесия сил необходимо, чтобы касательные напряжения на нижней и верхней гранях были бы также одинаковы, т. е.  $\tau = \text{const}$ .

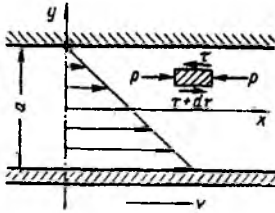


Рис. 1.48. Профиль скоростей в зазоре с движущейся стенкой

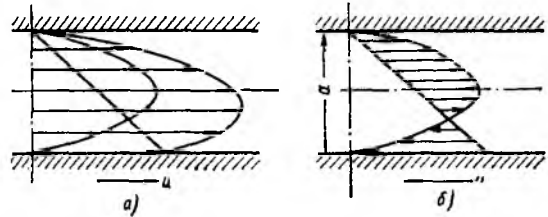


Рис. 1.49. Профили скоростей в зазоре с движущейся стенкой и с перепадом давления

Применив для этого случая закон Ньютона получим  $\tau = -\mu dv/dy = C$  (знак минус взят потому, что при  $dy > 0$   $dv < 0$ ) и после интегрирования

$$v = -(C/\mu)y + C_1.$$

Постоянные  $C$  и  $C_1$  найдем, учитывая, что на границах потока при  $y = a/2$   $v = 0$  и при  $y = -a/2$   $v = u$ , где  $u$  — скорость стенки. Отсюда

$$C = u\mu/a \text{ и } C_1 = u/2.$$

После подстановки  $C$  и  $C_1$  в последнее уравнение получим закон распределения скоростей

$$v = (1/2 - y/a)u. \quad (1.90)$$

Расход  $q$  жидкости, приходящийся на единицу ширины зазора, определится по средней скорости

$$q = (u/2)a. \quad (1.91)$$

Если же указанное перемещение стенки происходит при перепаде давления в жидкости, заполняющей зазор, то закон распределения скоростей в нем найдем как сумму (или разность в зависимости от направления движения стенки) выражений (1.87) и (1.90):

$$v = \frac{p_{\text{тр}}}{2\mu l} \left( \frac{a^2}{4} - y^2 \right) \pm \left( \frac{1}{2} - \frac{y}{a} \right) u.$$

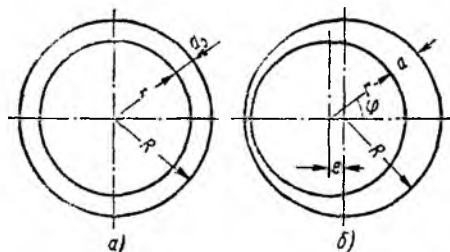
Распределение скоростей в зазоре показано на рис. 1.49 в двух вариантах: а) направление движения стенки совпадает с направлением течения жидкости под действием перепада давлений; б) направление движения стенки противоположно течению жидкости.

Расход жидкости через зазор единичной ширины в этих случаях определится как сумма расходов, выражаемых формулами (1.88) и (1.91), т. е.

$$q = p_{\text{тр}} a^3 / (12\mu l) \pm (u/2) a.$$

Первое слагаемое формулы называется расходом напорного течения, а второе — фрикционным расходом.

Приведенным выражением можно также пользоваться в том случае, когда зазор образован двумя цилиндрическими поверхностями, например поршнем и цилиндром, при условии, что зазор между ними мал по сравнению с диаметрами поверхностей, и поверхности расположены соосно (рис. 1.50, а).



Если поршень расположен в цилиндре с некоторым эксцентриситетом (рис. 1.50, б), то зазор  $a$  между ними будет переменной величиной:

$$a = R + e \cos \varphi - r = a_0 (1 + \varepsilon \cos \varphi),$$

$$\text{где } a_0 = R - r \text{ и } \varepsilon = e/a_0.$$

Рис. 1.50. Схемы концентричного и эксцентричного зазоров

Рассматривая элемент зазора шириной  $r d\varphi$  как плоскую щель, получим следующее выражение для элементарного расхода:

$$dQ = \frac{p_{\text{тр}} a^3}{12\mu l} r d\varphi = \frac{p_{\text{тр}} a_0^3}{12\mu l} (1 + \varepsilon \cos \varphi)^3 r d\varphi.$$

Интегрируя по окружности, найдем полный расход

$$Q = \frac{p_{\text{тр}} a_0^3}{12\mu l} r \int_0^{2\pi} (1 + \varepsilon \cos \varphi)^3 d\varphi = Q_0 \left( 1 + \frac{3}{2} \varepsilon^2 \right),$$

где  $Q_0 = \frac{p_{\text{тр}} 2\pi r}{12\mu l} a_0^3$  — расход при соосном расположении поршня в цилиндре (при концентричной щели).

Из этого выражения следует, что при максимальном эксцентриситете ( $\varepsilon = 1$ ) расход  $Q = 2,5Q_0$ .

При расчетах течений жидкости в трубах с некруглым поперечным сечением используют так называемый гидравлический радиус, равный отношению площади сечения к его смоченному периметру  $\Pi$ :  $R_r = S/\Pi$ , или гидравлическим диаметром  $D_r = 4R_r$  (для круглого сечения гидравлический диаметр равен геометрическому:  $D_r = d$ ).

При ламинарном течении в этом случае расчеты ведут по обобщенной формуле Вейсбаха—Дарси (1.59), в которую вместо  $d$  подставляют  $D_r$ , а вместо  $\lambda - \lambda'_n = k\lambda_n$ , т. е.

$$h_{\text{тр}} = \lambda'_n \frac{l}{D_r} \frac{v^2}{2g} = k \frac{64}{\text{Re}}, \quad (1.92)$$

где  $k$  — поправочный коэффициент, зависящий от формы сечения.

Для прямоугольного сечения ( $a \times b$ )  $D_r = 2ab/(a + b)$ , а  $\kappa = f(b/a)$ :

$b/a$ . . . . .	1	1.5	2	3	4	5	10	$\infty$
$\kappa$ . . . . .	0,89	0,92	0,97	1,07	1,14	1,19	1,32	1,50

Для сечения в форме равностороннего треугольника со сторонами  $a$   $\kappa = 0,83$ .

### 1.27. Особые случаи ламинарного течения

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

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

В обоих указанных случаях при течении жидкости происходит теплообмен с внешней средой, следовательно, температура жидкости, а также ее вязкость не сохраняются постоянными, и течение не является изотермическим. Поэтому формулы (1.88) и (1.89), полученные в предположении постоянства вязкости по сечению потока, при течении жидкости со значительным теплообменом нуждаются в поправках.

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

На рис. 1.51 показаны сравнительные графики распределения скоростей: при изотермическом течении (1), при течении с охлаждением (2) и с нагреванием (3) жидкости, но при одинаковом расходе и примерно одинаковой вязкости жидкости в ядре потока. Из рисунка видно, что охлаждение жидкости влечет за собой увеличение неравномерности распределения скоростей ( $\alpha > 2$ ), а нагревание — уменьшение этой неравномерности ( $\alpha < 2$ ) по сравнению с обычным параболическим распределением скоростей ( $\alpha = 2$ ).

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

Ввиду того что точное решение задачи о течении жидкости с теплообменом представляет большую сложность, так как приходится учитывать переменность

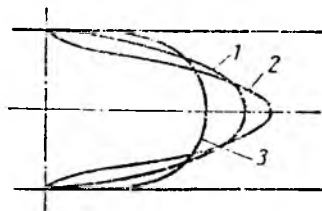


Рис. 1.51. Распределение скоростей при изотермическом (1) и неаизотермическом (2 и 3) течениях

температуры и вязкости жидкости по поперечному сечению и вдоль трубы, а также рассматривать тепловые потоки в разных сечениях трубы, пользуются приближенной формулой для коэффициента  $\lambda_d$ , предложенной академиком М. А. Михеевым:

$$\lambda_d = \frac{64}{\text{Re}_ж} \sqrt[3]{\frac{\nu_{ст}}{\nu_ж}},$$

где  $\text{Re}_ж$  — число Рейнольдса, подсчитанное по средней вязкости жидкости;  $\nu_{ст}$  — вязкость жидкости, соответствующая средней температуре стенки;  $\nu_ж$  — средняя вязкость жидкости.

**Течение при больших перепадах давления.** Опыт показывает, что при ламинарном течении в вазорах и трубах, происходящем под действием больших перепадов давления (около нескольких десятков мегапаскалей), падение напора вдоль потока оказывается существенно нелинейным, т. е. пьезометрическая линия для потока постоянного сечения заметно искривляется, а закон Пуазейля дает значительную погрешность. Объясняется это тем, что при любом режиме потеря энергии на единицу расхода жидкости растет пропорционально перепаду давления, что влечет за собой нагревание жидкости при больших перепадах давления и уменьшение ее вязкости.

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

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

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

Рассмотрим задачу о ламинарном течении в зазоре величиной  $a$ , длиной  $l$  и шириной  $b$  с учетом влияния на вязкость давления и температуры. При этом допустим, что плотность жидкости не зависит от давления и температуры, а соотношение размеров зазора  $a/b \rightarrow 0$ .

Для одновременного учета влияния на вязкость жидкости давления и температуры принимаем в соответствии с формулами (1.17) и (1.18)

$$\mu = \mu_1 e^{(p-p_1)\alpha - (T-T_1)\beta}. \quad (1.93)$$

Здесь индекс 1 относится к величинам в начале потока. Примерные значения величин  $\alpha$  и  $\beta$  были приведены в п. 1.3.

Воспользуемся полученной в п. 1.26 формулой (1.89), но применим ее не к конечной длине  $l$  зазора, а к его элементу  $dl = dx$ . Определив из этой формулы расход  $Q$ , будем иметь

$$Q = - \frac{dp}{dx} \frac{a^3 b}{12\mu} \quad (1.94)$$

(знак минус вводим потому, что положительному приращению  $x$  соответствует отрицательное приращение  $p$ ).

Полученное выражение отличается от формулы (1.89) тем, что в нем  $dp/dx$  и  $\mu$  являются переменными величинами, зависящими от  $x$ . При этом, если  $Q = \text{const}$  вдоль потока (жидкость абсолютно несжимаема), то одно переменное пропорционально другому.

Запишем теперь уравнение энергии, т. е. равенство между потерей энергии на трение, перешедшей в тепло, и приростом тепловой энергии жидкости за единицу времени:

$$Q\rho c (T - T_1) = k (p_1 - p) Q, \quad (1.95)$$

где  $c$  — теплоемкость жидкости;  $k$  — коэффициент, учитывающий долю работы сил вязкости, которая идет на нагревание жидкости;  $p$  — давление в конце участка.

При  $k = 1$  теплоотдача в стенку отсутствует и вся теряемая энергия, обусловленная вязкостью, идет на нагревание жидкости. При  $k = 0$  происходит столь интенсивная теплоотдача в стенку, что температура жидкости не повышается (изотермическое течение).

Из выражения (1.95) имеем

$$T - T_1 = k(p_1 - p)/\rho c.$$

После подстановки предыдущего выражения в формулу (1.93) получим

$$\mu = \mu_1 e^{(p-p_1)\left(\alpha + \frac{k\beta}{\rho c}\right)}. \quad (1.96)$$

Используем найденную связь между  $\mu$  и  $p$  для интегрирования уравнения (1.94). После разделения переменных вместо уравнения (1.94) будем иметь

$$\frac{12Q}{a^3b} dx = -\frac{dp}{\mu} \quad \text{или} \quad \frac{12Q\mu_1}{a^3b} x = -\int e^{(p_1-p)\left(\alpha + \frac{k\beta}{\rho c}\right)} dp.$$

Произведя интегрирование, получим

$$\frac{12\mu_1 x Q}{a^3b} = -\frac{1}{\alpha + \frac{k\beta}{\rho c}} e^{(p_1-p)\left(\alpha + \frac{k\beta}{\rho c}\right)} + C.$$

Постоянную интегрирования  $C$  найдем из условий в начальном сечении, где при  $x = 0$   $p = p_1$ . Следовательно,

$$C = -\frac{1}{\alpha + \beta k/(\rho c)}.$$

Пусть в конечном сечении потока при  $x = l$   $p = p_{\text{изб}} = 0$ . В результате

$$Q = \frac{a^3b}{12\mu_1 l} \frac{1}{\alpha + k\beta/(\rho c)} \left( e^{p_1\left(\alpha + \frac{\beta k}{\rho c}\right)} - 1 \right). \quad (1.97)$$

Входящая в формулу (1.97) величина  $\mu_1$  является вязкостью в начальном сечении потока, т. е. при  $p = p_1$  и  $T = T_0$ ; она может быть выражена через  $\mu_0$  — вязкость при  $p = p_{\text{изб}} = 0$  и  $T = T_0$  по формуле (1.86), т. е.

$$\mu_1 = \mu_0 e^{\alpha p_1}.$$

Для изотермического течения в формуле (1.97) следует положить  $k = 0$ . С учетом предыдущего в этом случае получим

$$Q = \frac{a^3b}{12\mu_0 l \alpha} (1 - e^{-\alpha p_1}). \quad (1.98)$$

Найдем относительный расход  $\bar{Q}$ , равный отношению расхода при переменной вязкости к расходу при  $\mu = \mu_0 = \text{const}$ . Для этого разделим уравнение (1.97) на

$$Q_0 = p_1 a^3 b / (12\mu_0 l)$$

и получим

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_0} = \frac{e^{-\alpha p_1}}{p_1 [\alpha + \beta k/(\rho c)]} \left( e^{p_1\left(\alpha + \frac{\beta k}{\rho c}\right)} - 1 \right). \quad (1.99)$$

На рис. 1.52 представлены зависимости  $\bar{Q}$  от  $p_1$  по формуле (1.99) для трех жидкостей: керосина (1), трансформаторного масла (2) и жидкости АМГ-10 (3), причем для двух случаев  $k = 1$  (отсутствие теплообмена) и  $k = 0$  (изотермическое течение). Кривые, соответствующие двум крайним режимам, расходятся

довольно существенно. Реальные процессы описываются кривыми, которые располагаются между этими предельными кривыми. В связи с тем что скорости течения жидкости в зазорах при столь высоких перепадах давления очень велики и каждая частица пребывает в зазоре весьма незначительное время, более вероятным представляется режим течения, при котором  $k = 1$ , т. е. теплообмен играет незначительную роль. Это предположение подтверждается новыми экспериментальными исследованиями неизотермического течения в зазорах, проведенными Ю. А. Солиным. Однако эти же исследования показывают, что при увеличении относительной длины зазора  $l/a$  и числа Прандтля, равного  $Pr = \mu c / \lambda$  ( $c$  — теплоемкость,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности), а также при уменьшении числа  $Re$  роль теплообмена возрастает, и процесс течения может приближаться к изотермическому.

Изложенная теория позволяет получить зависимость  $p/p_1$  от  $x/l$  и построить соответствующие кривые, т. е. безразмерные эпюры давления вдоль потока (рис. 1.53). Как видно из графика, чем выше давление  $p_1$ , тем больше отклонение кривых от прямой, соответствующей закону Пуазейля.

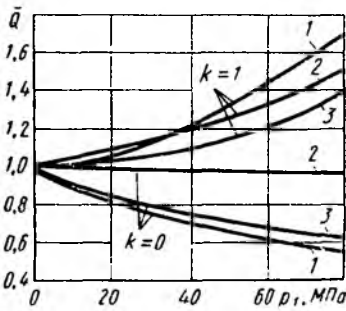


Рис. 1.52. Зависимости относительного расхода жидкости от давления

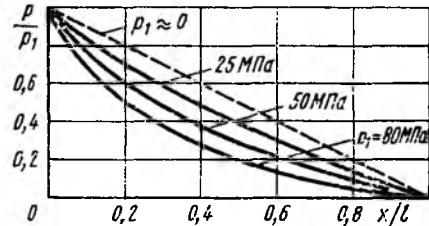


Рис. 1.53. Изменение давления вдоль зазора с учетом переменной вязкости

Течение с облитерацией. Иногда при течении через капилляры и малые зазоры наблюдается явление, которое не может быть объяснено законами гидравлики. Оно заключается в том, что расход жидкости через капилляр или зазор с течением времени уменьшается, несмотря на то что перепад давления, под которым происходит движение жидкости, и ее физические свойства остаются неизменными. В отдельных случаях движение жидкости по истечении некоторого времени может прекратиться полностью. Это явление носит название облитерации, и его причина кроется в том, что при определенных условиях уменьшается площадь поперечного сечения канала (зазора, капилляра) вследствие адсорбции (отложения) полярноактивных молекул жидкости на его стенках.

Толщина адсорбционного слоя для масел составляет несколько микрометров, поэтому при течении через капилляры и малые зазоры этот слой может существенно уменьшить площадь поперечного сечения или даже полностью перекрыть его.

## Глава 6. ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ

### 1.28. Основные сведения

В п. 1.22 было указано, что для турбулентного течения характерно перемешивание жидкости, пульсации скоростей и давлений. Если с помощью особо чувствительного прибора-самописца изме-

ритель и записать пульсации, например, скорости по времени в фиксированной точке потока, то получим картину, подобную показанной на рис. 1.54. Скорость беспорядочно колеблется около некоторого осредненного  $v_{оср}$  по времени значения, которое в данном случае остается постоянным.

Траектории частиц, проходящих через данную неподвижную точку пространства в разные моменты времени, представляют собой кривые линии различной формы, несмотря на прямолинейность трубы. Характер линий тока в трубе в данный момент времени также отличается большим разнообразием (рис. 1.55). Таким образом,

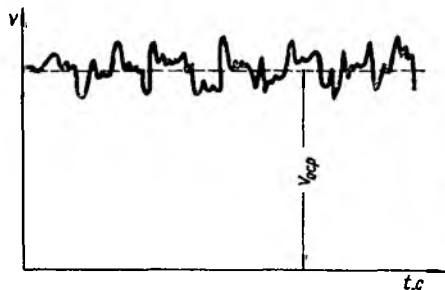


Рис. 1.54. Пульсация скорости в турбулентном потоке

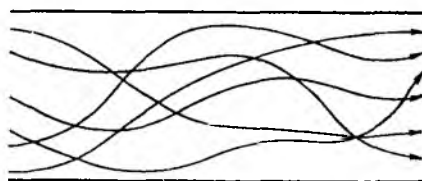


Рис. 1.55. Характер линий тока в турбулентном потоке

строго говоря, турбулентное течение всегда является неустановившимся, так как значения скоростей и давлений, а также траектории частиц, изменяются по времени. Однако его можно рассматривать как установившееся течение при условии, что осредненные по времени значения скоростей и давлений, а также полный расход потока не изменяются со временем. Такое течение встречается на практике достаточно часто.

Распределение скоростей (осредненных по времени) в поперечном сечении турбулентного потока существенно отличается от того, которое характерно для ламинарного течения. Если сравним кривые распределения скоростей в ламинарном и турбулентном потоках в одной и той же трубе и при одном и том же расходе (одинаковой средней скорости), то обнаружим существенное различие (рис. 1.56). Распределение скоростей при турбулентном течении более равномерное, а нарастание скорости у стенки более крутое, чем при ламинарном течении, для которого характерен параболический закон распределения скоростей.

В связи с этим коэффициент Кориолиса  $\alpha$ , учитывающий неравномерность распределения скоростей в уравнении Бернулли (см. п. 1.16), при турбулентном течении значительно меньше, нежели при ламинарном. В отличие от ламинарного течения, где  $\alpha$  не зависит от  $Re$  и равен 2 (см. п. 1.24), здесь коэффициент  $\alpha$  является функцией  $Re$  и уменьшается с увеличением последнего от 1,13 при  $Re = Re_{кр}$  до 1,025 при  $Re = 3 \cdot 10^6$ . Как видно из графика,



приведенного на рис. 1.57\*, кривая  $\alpha$  при возрастании числа  $Re$  приближается к единице, поэтому в большинстве случаев при турбулентном течении можно принимать  $\alpha = 1$ .

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

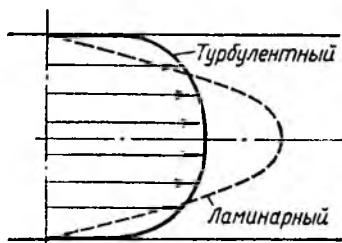


Рис. 1.56. Профили скоростей в ламинарном и турбулентном потоках

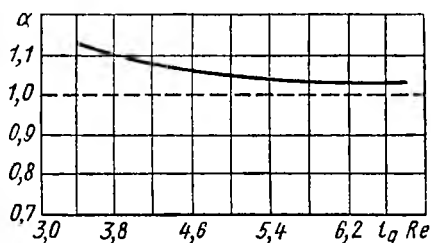


Рис. 1.57. Зависимость коэффициента  $\alpha$  от  $\lg Re$

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

Если при ламинарном течении потеря напора на трение возрастает пропорционально скорости (расходу) в первой степени, то при переходе к турбулентному течению заметны некоторый скачок сопротивления и затем более крутое нарастание величины  $h_{тр}$  по кривой, близкой к параболе второй степени (рис. 1.58).

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

\* Впервые получен Б. Б. Некрасовым теоретически.

\*\* Л. Прандтль (1875—1953 гг.) — известный немецкий ученый в области гидромеханики и аэродинамики. Помимо теории турбулентных течений разрабатывал теорию так называемого пограничного слоя жидкости (воздуха), прилегающего к поверхности обтекаемого тела, теорию крыла и др. Работал в основном в Геттингенском университете.

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

Основной расчетной формулой для потерь напора при турбулентном течении в круглых трубах является уже приводившаяся выше как эмпирическая формула (1.59), называемая формулой Вейсбаха—Дарси и имеющая следующий вид:

$$h_{тр} = \lambda_T \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g},$$

где  $\lambda_T$  — коэффициент потерь на трение при турбулентном течении, или коэффициент Дарси.

В следующем параграфе будет показано получение формулы Вейсбаха—Дарси методом анализа размерностей.

Эта основная формула применима как при турбулентном, так и при ламинарном течении (см. п. 1.24); различие заключается лишь в значениях коэффициента  $\lambda$ . Так как при турбулентном течении потеря напора на трение приблизительно пропорциональна скорости (и расходу) во второй степени, коэффициент потерь на трение в формуле (1.59) в первом приближении для данной трубы можно считать величиной постоянной.

Однако из закона гидродинамического подобия (см. п. 1.21) следует, что коэффициент  $\lambda_T$  так же, как и  $\lambda_L$ , должен быть функцией основного критерия подобия напорных потоков — числа Рейнольдса  $Re$ , а также может зависеть от безразмерного геометрического фактора — относительной шероховатости внутренней поверхности трубы, т. е.  $\lambda_T = f(Re, \Delta/d)$ , где  $\Delta$  — средняя высота бугорков шероховатости,  $d$  — диаметр трубы.

Когда шероховатость трубы не влияет на ее сопротивление (на  $\lambda_T$ ), трубу называют гидравлически гладкой. Для этих случаев коэффициент  $\lambda_T$  является функцией лишь числа Рейнольдса:  $\lambda_T = f_1(Re)$ . Существует ряд эмпирических и полуэмпирических формул, выражающих эту функцию для турбулентного течения в гидравлически гладких трубах; одной из наиболее удобных и употребительных является формула П. К. Копакова

$$\lambda_T = 1/(1,8 \lg Re - 1,5)^2, \quad (1.100)$$

применимая при числе  $Re$  от  $Re_{кр}$  до  $Re$ , равного нескольким миллионам.

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

$$\lambda_T = 0,316/\sqrt[4]{Re}. \quad (1.101)$$

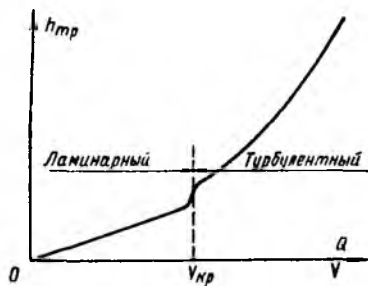


Рис. 1.58. Зависимость  $h_{тр}$  от  $v$  и  $Q$

Отсюда видно, что с увеличением  $Re$  коэффициент  $\lambda_T$  уменьшается, однако это уменьшение гораздо менее значительно, чем при ламинарном течении (рис. 1.59). Это различие в законах изменения коэффициента  $\lambda$  связано с тем, что непосредственное влияние вязкости жидкости на сопротивление в турбулентном потоке гораздо меньше, чем в ламинарном. Если в последнем потери напора на трение прямо пропорциональны вязкости (см. п. 1.22), то в турбулентном потоке, как это следует из формул (1.59) и (1.101), они пропорциональны вязкости в степени  $1/4$ . Основную роль в образовании потерь энергии при турбулентном течении играют перемешивание

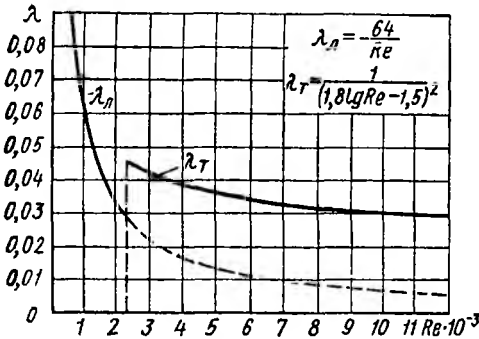


Рис. 1.59. Зависимость  $\lambda_l$  и  $\lambda_T$  от числа  $Re$

и рассеивание кинетической энергии завихренных частиц. К числу гидравлически гладких труб можно без большой погрешности отнести цельнотянутые трубы из цветных металлов (включая и алюминиевые сплавы), а также высококачественные бесшовные стальные трубы. Таким образом, трубы, употребляемые в качестве теплопроводов и гидросистем, в обычных условиях можно считать гидравлически гладкими и для их расчета пользоваться приведенными формулами. Теплопроводные стальные и чугунные трубы гладкими нельзя считать, так как они обычно дают повышенное сопротивление, и формулы (1.100) и (1.101) для них не справедливы.

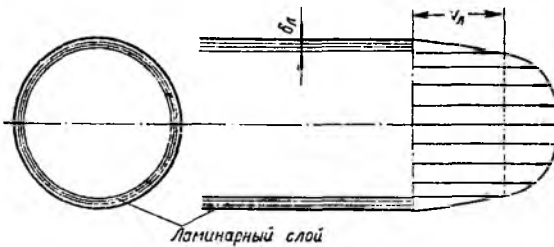


Рис. 1.60. Ламинарный пристенный слой при турбулентном течении в трубе

Вопрос о сопротивлении шероховатых труб рассмотрен ниже.

Как показывают опыты ряда исследователей (И. И. Никурадзе, Г. Г. Гуржиенко, Рейхардта и др.), при турбулентном течении жидкости непосредственно на стенке трубы обычно имеется ламинарный слой (рис. 1.60). Это очень тонкий слой жидкости, движение в котором является слоистым и происходит без перемешивания. В его пределах скорость круто нарастает от нуля на стенке до некоторой

конечной величины  $v_d$  на границе слоя. Толщина  $\delta_d$  ламинарного слоя крайне невелика, причем оказывается, что число  $Re$ , подсчитанное по толщине  $\delta_d$ , скорости  $v_d$  и кинематической вязкости  $\nu$ , есть величина постоянная, т. е.

$$v_d \delta_d / \nu = \text{const.}$$

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

### 1.29. Турбулентное течение в шероховатых и некруглых трубах

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

Таким образом, в этом случае коэффициент  $\lambda_T$  зависит как от  $Re$ , так и от отношения  $\Delta/d$  (или  $\Delta/r_0$ ):

$$\lambda_T = f(Re, \Delta/d).$$

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

И. И. Никурадзе испытал на сопротивление ряд труб с искусственно созданной шероховатостью на их внутренней поверхности. Шероховатость была получена путем приклейки песчинок определенного размера, полученного просеиванием песка через специальные сита. Тем самым была получена равномерно распределенная зернистая шероховатость. Испытания были проведены при широком диапазоне относительных шероховатостей  $\left(\frac{\Delta}{r_0} = \frac{1}{500} \div \frac{1}{15}\right)$ , а также чисел  $Re$  ( $Re = 500 \div 10^6$ ). Результаты этих испытаний представлены на рис. 1.61, где построены кривые зависимости  $\lg(1000\lambda)$  от  $\lg Re$  для ряда значений  $\Delta/r_0$ .

Наклонные прямые  $A$  и  $B$  соответствуют законам сопротивления гладких труб, т. е. формулам (1.100) и (1.101). После умножения на 1000 и логарифмирования получим уравнения прямых

$$\lg(1000\lambda_n) = \lg 64\,000 - \lg Re;$$

$$\lg(1000\lambda_r) = \lg 316 - \frac{1}{4} \lg Re.$$

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

Из рассмотрения графика можно сделать следующие основные выводы.

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

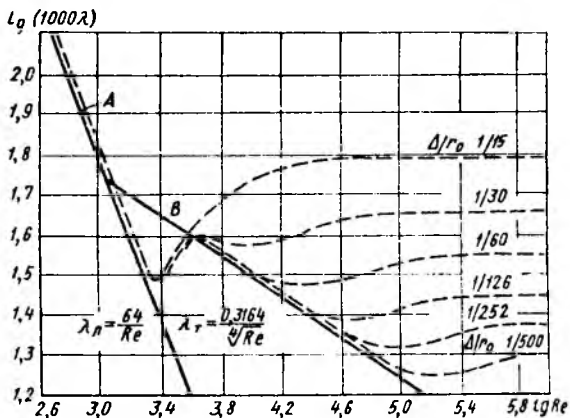


Рис. 1.61. Зависимость  $\lg(1000\lambda)$  от  $\lg Re$  для труб с искусственной шероховатостью

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

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

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

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

Первая область — область малых  $Re$  и  $\Delta/r_0$ , где коэффициент  $\lambda_T$  от шероховатости не зависит, а определяется лишь числом  $Re$ ; это область гидравлически гладких труб. Она не имеет места для максимальных значений шероховатости в опытах И. И. Никурадзе.

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

Третья область — область больших  $Re$  и  $\Delta/r_0$ , где коэффициент  $\lambda_T$  не зависит от  $Re$ , а определяется лишь относительной шероховатостью. Эту область называют областью автоточности или режимом квадратичного сопротивления, так как независимость коэффициента  $\lambda_T$  от  $Re$  означает, что потеря напора пропорциональна скорости во второй степени [см. формулу (1.59)].

Чтобы лучше уяснить эти особенности сопротивления шероховатых труб, необходимо учесть наличие ламинарного слоя (см. п. 1.28).

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

График И. И. Никурадзе позволяет построить примерную зависимость от  $Re$  допустимой шероховатости, т. е. такого максимального значения, при котором шероховатость трубы еще не влияет на ее сопротивление. Для этого следует взять те точки на графике (см. рис. 1.61), в которых кривые для шероховатых труб начинают отклоняться от прямой  $B$  для гладких труб. Очевидно, что с увеличением  $Re$  значение допустимой шероховатости уменьшается.

Опыты Никурадзе проводились на трубах, снабженных искусственной, равномерно распределенной зернистой шероховатостью. Для натуральных шероховатых труб закон изменения  $\lambda_T$  от  $Re$  получается несколько иным, без подъема кривых после отклонения их от закона для гладких труб. На рис. 1.62 в полулогарифмических координатах даны результаты опытов, поставленных во Всесоюзном теплотехническом институте Г. А. Муриным. Коэффициент  $\lambda_T$  для натуральных шероховатых труб на графике указан в зависимости от  $Re$  для разных значений  $d/\Delta_s$ , где  $\Delta_s$  — абсолютная шероховатость, эквивалентная по сопротивлению зернистой шероховатости в опытах И. И. Никурадзе. Для новых стальных бесшовных труб рекомендуется принимать при расчетах значение  $\Delta_s = 0,1$  мм; для труб, бывших в употреблении,  $\Delta_s = 0,2$  мм.

Различие в характере кривых, представленных на рис. 1.61 и 1.62, объясняется тем, что в натурной трубе (см. рис. 1.62) бугорки шероховатости имеют различную высоту и при увеличении числа  $Re$  начинают выступать за пределы ламинарного слоя не одновременно,

а при разных  $Re$ . Ввиду этого переход от линии, соответствующей сопротивлению гладких труб, к горизонтальным прямым, соответствующим квадратичному закону, происходит для натуральных труб более плавно, без провала кривых, характерного для графика И. И. Никурадзе.

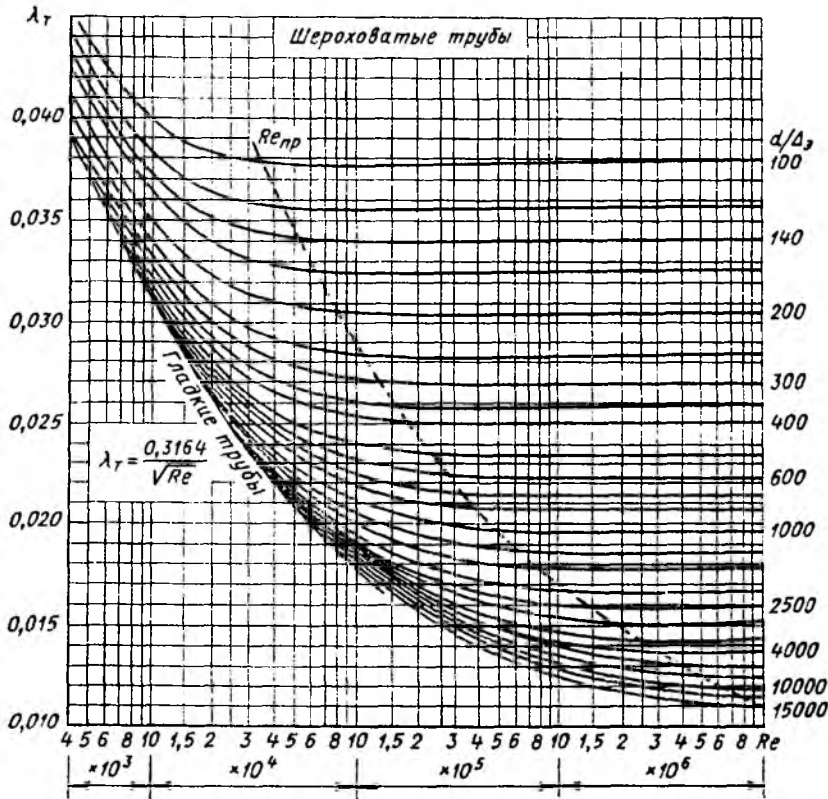


Рис. 1.62. Зависимость  $\lambda_T$  от  $Re$  для труб с естественной шероховатостью

Для практических расчетов по определению сопротивления реальных шероховатых труб можно рекомендовать также универсальную формулу А. Д. Альтшуля [2]:

$$\lambda_T = 0,11 (\Delta_3/d + 68/Re)^{1/4}, \quad (1.102)$$

где  $\Delta_3$  — эквивалентная абсолютная шероховатость;  $d$  — диаметр трубы.

Характерные значения  $\Delta_3$  (в мм) для труб из различных материалов приведены ниже

Стекло	0
Трубы, тянутые из латуни, свинца, меди	0—0,002
Высококачественные бесшовные стальные трубы	0,06—0,2
Стальные трубы	0,1—0,5
Чугунные асфальтированные трубы	0,1—0,2
Чугунные трубы	0,2—1,0

При  $Re < 20 d/\Delta_0$  формула (1.102) переходит в приведенную выше формулу (1.101) Блазиуса для гладких труб, а при  $Re > 500 d/\Delta_0$  — в формулу для вполне шероховатых труб, т. е. для режима квадратичного сопротивления (автомодельности):

$$\lambda_T = 0,11 (\Delta_0/d)^{1/4}. \quad (1.103)$$

Таким образом, путем сравнения численного значения отношения  $d/\Delta_0$  с числом  $Re$  можно установить границы указанных выше областей (режимов) турбулентного течения в шероховатых трубах.

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

$$T = \Pi l \tau_0,$$

где  $\Pi$  — периметр сечения;  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке, зависящее в основном от динамического давления, т. е. от средней скорости течения и плотности жидкости (см. п. 1.16).

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

Для количественной оценки влияния формы сечения на потерю напора при турбулентном течении так же, как и при ламинарном, в расчет вводят гидравлический радиус  $R_r$  или диаметр  $D_r$  (см. п. 1.26).

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

$$h_{тр} = \lambda_T \frac{l}{4R_r} \frac{v^2}{2g} = \lambda_T \frac{l}{D_r} \frac{v^2}{2g}. \quad (1.104)$$

При этом коэффициент  $\lambda_T$  подсчитывают по тем же формулам (1.100) — (1.103), но число  $Re$  выражают через  $D_r$ :  $Re = D_r v/\nu$ .

### 1.30. Применение метода анализа размерностей

Формулы Вейсбаха — Дарси и Вейсбаха и некоторые другие соотношения гидравлики могут быть получены из анализа размерностей. В основе этого метода лежит так называемая Пи-теорема, или теорема Бэкингема, которая заключается в следующем: функциональная зависимость между  $n$  физическими размерными величинами всегда может быть преобразована в уравнение, содержа-



щее  $m$  безразмерных комбинаций тех же физических величин (так называемых чисел  $\pi$ ), причем  $m$  всегда меньше  $n$ . Разность  $n - m = z$  представляет собой число первичных (основных) единиц, например в механике и гидромеханике — единицы длины, времени и массы, т. е.  $z = 3$ , а в теплотехнике к перечисленным единицам добавляется еще температура, следовательно,  $z = 4$ .

В п. 1.21 был рассмотрен такой случай, когда уравнение Бернулли, записанное в размерных величинах, связывало между собой пять размерных переменных:  $v_1$ ,  $p_1$ ,  $v_2$ ,  $p_2$  и  $h_m$ . А после приведения этого уравнения к безразмерному виду в нем остались лишь две безразмерные переменные: число Эйлера  $Eu$  и коэффициент потерь  $\zeta$ .

Рассмотрим получение формулы Вейсбаха — Дарси.

Очевидно, что на потерю давления на трение в трубе  $p_{тр} = h_{тр} \rho g$  влияют (или могут влиять) следующие факторы: длина  $l$  и диаметр  $d$  трубы, средняя скорость течения  $v$ , свойства жидкости  $\rho$  и  $\mu$  и средняя высота бугорков шероховатости  $\Delta$  на стенках трубы.

Запишем интересующую функцию в виде

$$p_{тр} = f_1(l, d, v, \rho, \mu, \Delta).$$

Число переменных  $n = 7$ , следовательно, в соответствии с Пи-теоремой  $m = n - z = 7 - 3 = 4$ , и вместо предыдущего можем записать

$$\pi = \Phi(\pi_1, \pi_2, \pi_3),$$

где  $\pi$ ,  $\pi_1$ ,  $\pi_2$  и  $\pi_3$  — безразмерные комплексы, вид которых найдем следующим путем.

Из числа  $n$  переменных выберем три с независимыми размерностями, включающими в себя три основных единицы (длины  $L$ , времени  $T$  и массы  $M$ ), например  $d$ ,  $v$  и  $\rho$ ; их размерности в системе  $LTM$  таковы:

$$[d] = L; [v] = LT^{-1}; [\rho] = ML^{-3}.$$

Выразим числа  $\pi$ ,  $\pi_1$ ,  $\pi_2$  и  $\pi_3$  делением на выбранные три переменные в некоторых степенях  $x$ ,  $y$  и  $z$  (с соответствующими индексами) остальных четырех переменных, а именно:  $p_{тр}$ ,  $l$ ,  $\mu$  и  $\Delta$ , которые имеют следующие размерности:

$$[p] = M/LT^2; [l] = L; [\mu] = M/LT; [\Delta] = L.$$

Таким образом, будем иметь

$$\pi = \frac{p_{тр}}{d^x v^y \rho^z}; \quad \pi_1 = \frac{l}{d^{x_1} v^{y_1} \rho^{z_1}};$$

$$\pi_2 = \frac{\mu}{d^{x_2} v^{y_2} \rho^{z_2}}; \quad \pi_3 = \frac{\Delta}{d^{x_3} v^{y_3} \rho^{z_3}}.$$

Найдем все 12 показателей степеней из условия безразмерности всех чисел  $\pi$ , т. е. сравнением размерностей при  $L$ ,  $T$  и  $M$  во всех четырех выражениях, а именно:

показатели степени при  $L$ :

$$-1 = x + y - 3z; \quad 1 = x_1 + y_1 - 3z_1;$$

$$-1 = x_2 + y_2 - 3z_2; \quad 1 = x_3 + y_3 - 3z_3;$$

показатели степени при  $T$ :

$$-2 = -y; \quad 0 = -y_1; \quad -1 = -y_2; \quad 0 = -y_3;$$

показатели степени при  $M$ :

$$1 = z; \quad 0 = z_1; \quad 1 = z_2; \quad 0 = z_3.$$

Решая совместно полученные уравнения, получаем

$$x = 0; \quad y = 2; \quad z = 1;$$

$$x_1 = 1; \quad y_1 = 0; \quad z_1 = 0;$$

$$x_2 = 1; \quad y_2 = 1; \quad z_2 = 1;$$

$$x_3 = 1; \quad y_3 = 0; \quad z_3 = 0.$$

Таким образом, теперь вместо выражения (1.105) мы можем записать

$$\frac{p_{тр}}{\rho v^2} = \Phi\left(\frac{l}{d}; \frac{\mu}{dv\rho}; \frac{\Delta}{d}\right),$$

или, учитывая пропорциональность между  $p_{тр}$  и  $l/d$  и выражение числа Рейнольдса, находим

$$h_{тр} = \frac{p_{тр}}{\rho g} = \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} \Phi_1\left(\text{Re}, \frac{\Delta}{d}\right).$$

Обозначив функцию  $\Phi_1$  через  $\lambda_T$ , окончательно получим

$$h_{тр} = \lambda_T \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g},$$

где  $\lambda_T = \Phi_1(\text{Re}, \Delta/d)$ .

Таким образом, получили формулу Вейсбаха — Дарси, а также информацию о том, какими факторами определяется коэффициент Дарси  $\lambda_T$ .

К тому же результату можно прийти, если вместо решения системы из 12 уравнений составить таблицу, содержащую первоначальные размерные переменные, их размерности, затем делители, подобранные из условия получения безразмерных переменных, и, наконец, новые безразмерные переменные (табл. 1.1).

Обращение в единицу трех новых переменных  $\lambda$  и влечет за собой уменьшение числа переменных на три.

Т а б л и ц а 1.1

Размерные переменные	Размерность в единицах СИ	Делитель	Новая безразмерная переменная $\lambda$
$p_{тр}$	кг/(м · с <sup>2</sup> )	$\rho v^2$	$p_{тр}/(\rho v^2)$
$l$	м	$d$	$l/d$
$d$	м	$d$	1
$v$	м/с	$v$	1
$\rho$	кг/м <sup>3</sup>	$\rho$	1
$\mu$	кг/(м · с)	$dv\rho$	$\mu/(dv\rho)$
$\Delta$	м	$d$	$\Delta/d$

## Глава 7. МЕСТНЫЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

### 1.31. Общие сведения о местных сопротивлениях

Выше указывалось (см. п. 1.17), что гидравлические потери энергии делятся на местные потери и потери на трение по длине. Потери на трение в прямых трубах постоянного сечения рассмотрены при ламинарном (см. гл. 5) и турбулентном (см. гл. 6) течениях. Рассмотрим потери, обусловленные местными гидравлическими сопротивлениями, т. е. такими элементами трубопроводов, в которых вследствие изменения размеров или конфигурации русла происходит изменение скорости потока, отрыв транзитного потока от стенок русла и возникают вихреобразования.

В п. 1.17 были приведены примеры некоторых местных сопротивлений и дана как эмпирическая общая формула связи местной потери напора и скорости потока, т. е. формула (1.57) Вейсбаха:

$$h_m = \zeta v^2 / (2g) = \zeta Q^2 / (2gS^3).$$

Простейшие местные гидравлические сопротивления можно разделить на расширения, сужения и повороты русла, каждое из которых может быть внезапным или постепенным. Более сложные случаи местных сопротивлений представляют собой соединения или комбинации перечисленных простейших сопротивлений. Так, например, при течении жидкости через вентиль (см. рис. 1.28, з) поток искривляется, меняет свое направление, сужается и, наконец, расширяется до первоначальных размеров; при этом возникают интенсивные вихреобразования.

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

### 1.32. Внезапное расширение русла

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

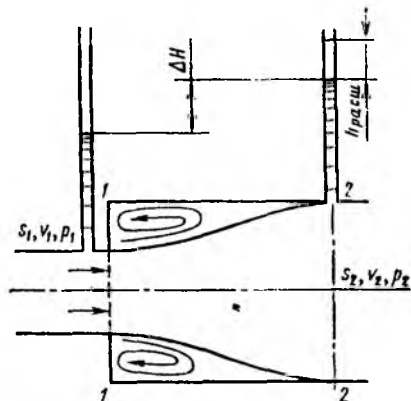


Рис. 1.63. Внезапное расширение трубы

При внезапном расширении русла (трубы) (рис. 1.63) поток срывается с угла и расширяется не внезапно, как русло, а постепенно, причем в кольцевом пространстве между потоком и стенкой трубы образуются вихри, которые и являются причиной потерь энергии. При этом, как показывают наблюдения, происходит непрерывный обмен частицами жидкости между основным потоком и завихренной его частью.

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

Рассмотрим два сечения горизонтального потока: 1 — 1 — в плоскости расширения трубы и 2 — 2 — в том месте, где поток, расширившись, заполнил все сечение широкой трубы. Так как поток между рассматриваемыми сечениями расширяется, то скорость его уменьшается, а давление возрастает. Поэтому второй пьезометр по-

казывает высоту, на  $\Delta H$  большую, чем первый; но если бы потеря напора в данном месте не было, то второй пьезометр показал бы высоту большую еще на  $h_{\text{расш}}$ . Эта высота и есть местная потеря напора на расширение.

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

Прежде чем составлять исходные уравнения, сделаем три допущения:

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

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

3) давление  $p_1$  в сечении 1 — 1 действует по всей площади  $S_2$  потому, что, хотя труба и расширилась, поток в сечении 1 — 1 еще сохранил свой поперечный размер, следовательно, ни скорость, ни давление еще не изменились.

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

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{\text{расш}}.$$

Затем применим теорему Эйлера об изменении количества движения (см. п. 1.20) к фиксированному цилиндрическому объему, заключенному между сечениями 1 — 1, 2 — 2 и стенкой трубы. Для этого определим равнодействующую внешних сил, действующих на рассматриваемый объем в направлении движения, т. е. сил давления. Учитывая, что площади оснований цилиндра слева и справа одинаковы и равны  $S_2$ , а также считая, что в сечении 1 — 1 давление  $p_1$  равномерно распределено по всей площади  $S_2$ , получим равнодействующую силу, численно равную секунднему импульсу

$$(p_1 - p_2) S_2.$$

Соответствующее этому импульсу изменение количества движения найдем как разность между секундным количеством движения, выносимым из рассматриваемого объема и вносимым в него; при равномерном распределении скоростей по сечениям эта разность равна

$$Q\rho(v_2 - v_1).$$

Приравнявая одно к другому, получим

$$(p_1 - p_2) S_2 = Q\rho(v_2 - v_1).$$

Разделим полученное уравнение на  $S_2 \rho g$ ; учитывая, что  $Q = v_2 S_2$ , преобразуем правую часть уравнения

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho g} = \frac{v_2}{g}(v_2 - v_1) = \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{2v_1 v_2}{2g} + \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g}.$$

Сгруппировав члены, получим

$$\frac{P_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{P_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}.$$

Сравнение последнего уравнения с ранее записанным уравнением Бернулли показывает полную их аналогию, откуда делаем вывод, что

$$h_{\text{расш}} = (v_1 - v_2)^2 / (2g), \quad (1.105)$$

т. е. потеря напора при внезапном расширении русла равна скоростному напору, определенному по разности скоростей. Это положение часто называют теоремой Борда в честь французского ученого, который в 1766 г. вывел эту формулу.

Если учесть, что согласно уравнению расхода

$$v_1 S_1 = v_2 S_2,$$

то полученный результат можно записать еще в виде, соответствующем общему способу выражения местных потерь:

$$h_{\text{расш}} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \zeta \frac{v_1^2}{2g}. \quad (1.105')$$

Следовательно, для внезапного расширения русла коэффициент потерь

$$\zeta = (1 - S_1/S_2)^2. \quad (1.106)$$

Доказанная теорема, как и следовало ожидать, хорошо подтверждается опытом при турбулентном течении и широко используется в расчетах.

Когда площадь  $S_2$  весьма велика по сравнению с площадью  $S_1$  и, следовательно, скорость  $v_2$  можно считать равной нулю, потеря на расширение

$$h_{\text{расш}} = v_1^2 / (2g),$$

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

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

### 1.33. Постепенное расширение русла

Постепенно расширяющаяся труба называется диффузором. Течение жидкости в диффузоре сопровождается уменьшением скорости и увеличением давления, а следовательно, преобразованием кинетической энергии жидкости в энергию давления. Частицы движущейся жидкости преодолевают нарастающее давление за счет своей кинетической энергии, которая уменьшается вдоль диффузора и, что особенно важно, в направлении от оси к стенке. Слой жидкости, прилегающие к стенкам, обладают столь малой кинетической энергией, что иногда оказываются не в состоянии преодолеть повышающееся давление, они останавливаются или даже начинают двигаться обратно. Обратное движение (противоток) вызывает отрыв основного потока от стенки и вихреобразование (рис. 1.64). Интенсивность этих явлений возрастает с увеличением угла расширения диффузора, а вместе с этим растут и потери на вихреобразования в нем.

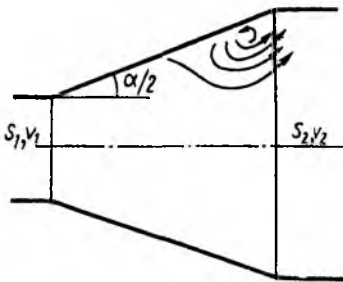


Рис. 1.64. Вихреобразования в диффузоре

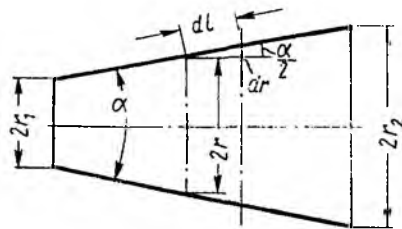


Рис. 1.65. Расчетная схема диффузора

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

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

$$h_{\text{диф}} = h_{\text{тр}} + h_{\text{расш}}, \quad (1.107)$$

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

Потерю напора на трение можно приближенно подсчитать следующим способом. Рассмотрим круглый диффузор с прямолинейной образующей и с углом  $\alpha$  при вершине. Пусть радиус входного отверстия диффузора равен  $r_1$ , выходного  $r_2$  (рис. 1.65). Так как радиус сечения и скорость движения жидкости являются величинами переменными вдоль диффузора, то следует взять элементарный отрезок диффузора длиной вдоль образующей  $dl$  и для него выразить элементарную потерю напора на трение по основной формуле

$$dh_{\text{тр}} = \lambda_{\text{т}} \frac{dl}{2r} \frac{v^2}{2g},$$

где  $v$  — средняя скорость в произвольно взятом сечении, радиус которого  $r$ .

Из элементарного треугольника следует:  $dl = dr / \sin(\alpha/2)$ .

Далее, на основании уравнения расхода можно записать

$$v = v_1 (r_1/r)^2,$$

где  $v_1$  — скорость в начале диффузора.

Подставим эти выражения в формулу для  $dh_{\text{тр}}$  и выполним интегрирование в пределах от  $r_1$  до  $r_2$ , т. е. вдоль всего диффузора, считая при этом коэффициент  $\lambda_{\text{т}}$  постоянным:

$$dh_{\text{тр}} = \lambda_{\text{т}} \frac{dr}{2r \sin(\alpha/2)} \left( \frac{r_1}{r} \right)^4 \frac{v_1^2}{2g},$$

откуда

$$h_{\text{тр}} = \frac{\lambda_{\text{т}}}{2 \sin(\alpha/2)} \frac{v_1^2}{2g} r_1 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^5} = \frac{\lambda_{\text{т}}}{8 \sin(\alpha/2)} \left[ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^4 \right] \frac{v_1^2}{2g},$$

или

$$h_{\text{тр}} = \frac{\lambda_{\text{т}}}{8 \sin(\alpha/2)} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) \frac{v_1^2}{2g}, \quad (1.108)$$

где  $n = (S_2/S_1) = (r_2/r_1)^2$  — степень расширения диффузора.

Второе слагаемое — потеря напора на расширение (на вихреобразование) — имеет в диффузоре ту же природу, что и при внезапном расширении, но меньшее значение, поэтому оно обычно выражается по той же формуле (1.105) или (1.106), но с поправочным коэффициентом  $k$ , меньшим единицы,

$$h_{\text{расш}} = k \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = k \left( 1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = k \left( 1 - \frac{1}{n} \right)^2 \frac{v_1^2}{2g}. \quad (1.109)$$

Так как в диффузоре по сравнению с внезапным расширением торможение потока как бы смягченное, коэффициент  $k$  называют коэффициентом смягчения. Его численное значение для диффузоров с углами конусности  $\alpha = 5 - 20^\circ$  можно определять по приближенной формуле

$$k = \sin \alpha. \quad (1.110)$$

Учитывая полученные формулы (1.108) и (1.109), можно исходное выражение (1.107) переписать в виде

$$h_{\text{тр}} = \left[ \frac{\lambda_{\text{т}}}{8 \sin(\alpha/2)} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) + k \left( 1 - \frac{1}{n} \right)^2 \right] \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_{\text{диф}} \frac{v_1^2}{2g}, \quad (1.111)$$

а коэффициент сопротивления диффузора можно выразить формулой

$$\zeta_{\text{диф}} = \frac{\lambda_{\text{т}}}{8 \sin(\alpha/2)} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) + \sin \alpha \left( 1 - \frac{1}{n} \right)^2. \quad (1.112)$$

Последнее выражение показывает, что коэффициент  $\zeta_{\text{диф}}$  зависит от угла  $\alpha$ , коэффициента  $\lambda_{\text{т}}$  и степени расширения  $n$ .

Важно выяснить характер зависимости  $\zeta_{\text{диф}}$  от угла  $\alpha$ . С увеличением угла  $\alpha$  при заданных  $\lambda_{\text{т}}$  и  $n$  первое слагаемое в формуле (1.112), обусловленное трением, уменьшается, так как диффузор становится

короче, а второе слагаемое, обусловленное вихреобразованием и отрывом потока, увеличивается. При уменьшении же угла  $\alpha$  вихреобразование уменьшается, но возрастает трение, так как при заданной степени  $n$  расширения диффузор удлиняется, и поверхность его трения увеличивается.

Функция  $\zeta_{\text{диф}} = f(\alpha)$  имеет минимум при некотором наиболее выгоднейшем оптимальном значении угла  $\alpha$  (рис. 1.66).

Значение этого угла можно приблизительно найти следующим способом: в формуле (1.112) заменим  $\sin(\alpha/2)$  через  $\sin \alpha/2$ , продифференцируем полученное выражение по  $\alpha$ , приравняем нулю и решим относительно  $\alpha$ . Найдем

$$\frac{d\zeta_{\text{диф}}}{d\alpha} = -\frac{\lambda_T}{4} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \frac{\cos \alpha}{\sin^2 \alpha} + \cos \alpha \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 = 0,$$

откуда оптимальное значение  $\alpha$

$$\alpha_{\text{опт}} = \arcsin \sqrt{\frac{n+1}{n-1} \frac{\lambda_T}{4}}.$$

При подстановке в эту формулу  $\lambda_T = 0,015 \div 0,025$  и  $n = 2 \div 4$  получим  $\alpha_{\text{опт}} = 6^\circ$ , что соответствует экспериментальным данным. На практике для сокращения длины диффузора при заданном  $n$  обычно принимают несколько большие углы  $\alpha$ , а именно  $\alpha = 7 \div 9^\circ$ . Эти же значения угла  $\alpha$  можно рекомендовать и для квадратных диффузоров.

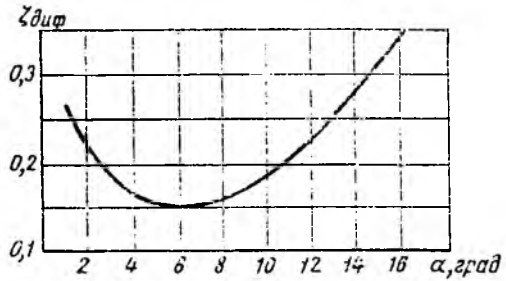


Рис. 1.66. Зависимость  $\zeta_{\text{диф}}$  от угла  $\alpha$

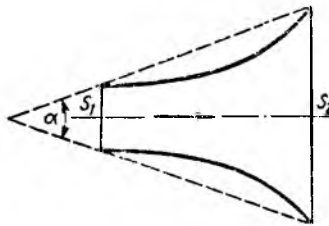


Рис. 1.67. Диффузор с постоянным градиентом давления

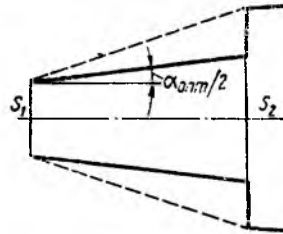


Рис. 1.68. Ступенчатый диффузор

Для прямоугольных диффузоров с расширением в одной плоскости (плоские диффузоры) оптимальный угол больше, чем для круглых и квадратных, и составляет  $10 - 12^\circ$ .

Если габариты не позволяют установить углы  $\alpha$ , близкие к оптимальным, то при  $\alpha > 15 \div 25^\circ$  целесообразно отказаться от диффузора с прямолинейной образующей и применить один из специаль-



ных диффузоров, например, диффузор, обеспечивающий постоянный градиент давления вдоль оси ( $dp/dx = \text{const}$ ) и, следовательно, приблизительно равномерное нарастание давления (при прямой образующей градиент давления убывает вдоль диффузора) (рис. 1.67).

Уменьшение потери энергии в таких диффузорах по сравнению с обычными будет тем больше, чем больше угол  $\alpha$ , и при углах  $40 - 60^\circ$  доходит до 40 % от потерь в обычных диффузорах. Кроме того, поток в криволинейном диффузоре отличается большей устойчивостью, т. е. в нем меньше тенденций к отрыву потока.

Хорошие результаты дает также ступенчатый диффузор, состоящий из обычного диффузора с оптимальным углом и следующего за ним внезапного расширения (рис. 1.68). Последнее не вызывает больших потерь энергии, так как скорости в этом месте сравнительно малы. Общее сопротивление такого диффузора значительно меньше, чем обычного диффузора такой же длины, и с той же степенью расширения, показанного на рисунке штриховыми линиями.

Более подробные сведения о специальных диффузорах даны в специальной литературе [10, 11].

### 1.34. Сужение русла

Внезапное сужение русла (трубы) (рис. 1.69) всегда вызывает меньшую потерю энергии, чем внезапное расширение с таким же соотношением площадей. В этом случае потеря обусловлена, во-первых, трением потока при входе в узкую трубу и, во-вторых, потерями на вихреобразование. Последние вызваны тем, что поток не обтекает входной угол, а срывается с него и сужается; кольцевое же пространство вокруг суженной части потока заполняется завихренной жидкостью.

В процессе дальнейшего расширения потока происходит потеря напора, определяемая формулой Борда (1.105). Следовательно, полная потеря напора

$$h_{\text{суж}} = \zeta_0 \frac{v_x^2}{2g} + \frac{(v_x - v_2)^2}{2g} = \zeta_{\text{суж}} \frac{v_2^2}{2g}, \quad (1.113)$$

где  $\zeta_0$  — коэффициент потерь, обусловленный трением потока при входе в узкую трубу и зависящий от  $S_1/S_2$  и  $Re$ ;  $v_x$  — скорость потока в суженном месте;  $\zeta_{\text{суж}}$  — коэффициент сопротивления внезапного сужения, зависящий от степени сужения.

Для практических расчетов можно пользоваться полуэмпирической формулой И. Е. Идельчика:

$$\zeta_{\text{суж}} = (1 - S_2/S_1)/2 = (1 - 1/n)/2, \quad (1.114)$$

где  $n = S_1/S_2$  — степень сужения.

Из формулы следует, что в том частном случае, когда можно считать  $S_2/S_1 = 0$ , т. е. при выходе трубы из резервуара достаточно больших размеров и при отсутствии закругления входного угла, коэффициент сопротивления

$$\zeta_{\text{суж}} = \zeta_{\text{вх}} = 0,5.$$

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

**Постепенное сужение трубы**, т. е. коническая сходящаяся труба, называется конфузором (рис. 1.70). Течение жидкости в конфузоре сопровождается увеличением скорости и падением давления; так как давление жидкости в начале конфузора выше, чем в конце, причин к возникновению вихреобразований и срывов потока (как в диффузоре) нет. В конфузоре имеются лишь потери на трение. В связи с этим сопротивление конфузора всегда меньше, чем сопротивление такого же диффузора.

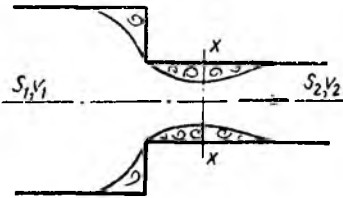


Рис. 1.69. Виззпное сужение трубы

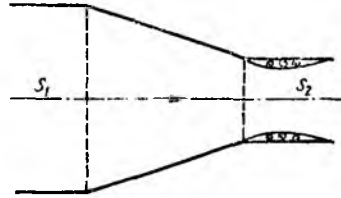


Рис. 1.70. Конфузор

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

$$h_{\text{тр}} = \frac{\lambda_{\text{т}}}{8 \sin(\alpha/2)} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \frac{v_2^3}{2g}. \quad (1.115)$$

Небольшое вихреобразование и отрыв потока от стенки с одновременным сжатием потока возникает лишь на выходе из конфузора в месте соединения конической трубы с цилиндрической. Для ликвидации вихреобразования и связанных с ним потерь рекомендуется коническую часть плавно сопрягать с цилиндрической или коническую часть заменять криволинейной, плавно переходящей в цилиндрическую (рис. 1.71). При этом можно допустить значительную степень сужения  $n$  при небольшой длине вдоль оси и небольших потерях.

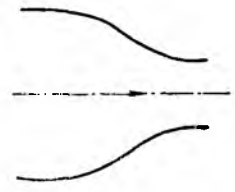


Рис. 1.71. Сошло

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

### 1.35. Поворот русла

**Виззпный поворот трубы**, или колесо без закругления (рис. 1.72), обычно вызывает значительные потери энергии, так как в нем происходят отрыв потока и вихреобразование, причем эти по-

тери тем больше, чем больше угол  $\delta$ . Потери напора рассчитывают по формуле

$$h = \zeta_{\text{кол}} v^2 / (2g).$$

Коэффициент сопротивления колена круглого сечения  $\zeta_{\text{кол}}$  возрастает с увеличением  $\delta$  очень круто (рис. 1.73) и при  $\delta = 90^\circ$  достигает единицы.

**Постепенный поворот трубы, или закругленное колено** (рис. 1.74), называется также отводом. Плавность поворота значительно уменьшает интенсивность вихреобразования, а следовательно, и сопротивление отвода по сравнению с коленом. Это уменьшение тем больше,

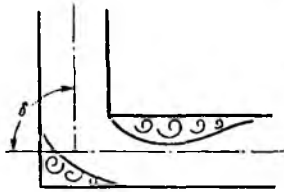


Рис. 1.72. Колено

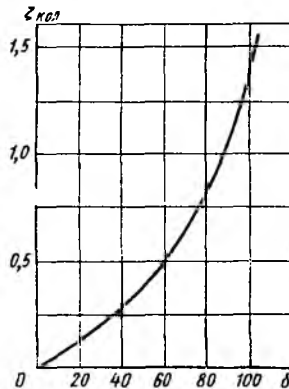


Рис. 1.73. Зависимость  $\zeta_{\text{кол}}$  от угла  $\delta$

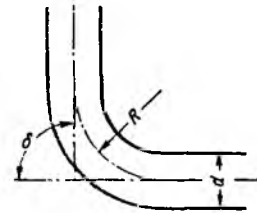


Рис. 1.74. Закругленное колено

чем больше относительный радиус кривизны отвода  $R/d$ , и при достаточно большом его значении срыв потока и связанное с ним вихреобразование устраняется полностью. Коэффициент сопротивления отвода  $\zeta_{\text{отв}}$  зависит от отношения  $R/d$ , угла  $\delta$ , а также формы поперечного сечения трубы.

Для отводов круглого сечения с углом  $\delta = 90^\circ$  и  $R/d \geq 1$  при турбулентном течении можно пользоваться эмпирической формулой:

$$\zeta'_{\text{отв}} = 0,051 + 0,19d/R. \quad (1.116)$$

Для углов  $\delta \leq 70^\circ$  коэффициент сопротивления

$$\zeta_{\text{отв}} = 0,9 \sin \delta \zeta'_{\text{отв}}, \quad (1.117)$$

а при  $\delta \geq 100^\circ$

$$\zeta_{\text{отв}} = \left( 0,7 + \frac{\delta}{90} 0,35 \right) \zeta'_{\text{отв}} *. \quad (1.118)$$

Потеря напора, определяемая приведенными коэффициентами  $\zeta_{\text{отв}}$ , учитывает лишь дополнительное сопротивление, обусловленное

\* Формулы (1.116) — (1.118) предложены автором.

кривизной русла, поэтому при расчете трубопроводов, содержащих отводы, следует длины этих отводов включать в общую длину трубопровода, по которой подсчитывается потеря на трение, а затем к этой потере на трение нужно добавить дополнительную потерю от кривизны, определяемую коэффициентом  $\zeta_{отз}$ .

### 1.36. Местные сопротивления при ламинарном течении

Изложенное в предыдущих параграфах данной главы относилось к местным гидравлическим потерям при турбулентном режиме течения в трубопроводе. При ламинарном режиме, во-первых, местные сопротивления обычно играют малую роль по сравнению с сопротивлением трения  $\lambda$ , во-вторых, закон сопротивления является более сложным и исследован в меньшей степени, чем при турбулентном течении.

Если при турбулентном течении местные потери напора можно считать пропорциональными скорости (расходу) во второй степени, а коэффициенты потерь  $\zeta$  определяются в основном формой местного сопротивления и практически не зависят от  $Re$ , то при ламинарном течении потерю напора  $h_m$  следует рассматривать как сумму

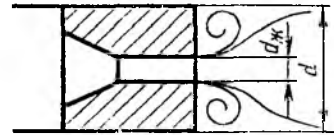


Рис. 1.75. Схема жиклера

$$h_m = h_{тр} + h_{вихр}, \quad (1.119)$$

где  $h_{тр}$  — потеря напора, обусловленная непосредственным действием сил трения (вязкости) в данном местном сопротивлении и пропорциональная вязкости жидкости и скорости в первой степени;  $h_{вихр}$  — потеря, связанная с отрывом потока и вихреобразованием в самом местном сопротивлении или за ним и пропорциональная скорости во второй степени.

Так, например, при течении через жиклер (рис. 1.75) слева от плоскости расширения возникает потеря напора на трение, а справа — на вихреобразование.

Учитывая закон сопротивления при ламинарном течении [см. выражения (1.83) и (1.84)] с поправкой на начальный участок, а также формулу (1.57), выражение (1.119) можно представить в виде:

$$h_m = \frac{A}{Re} \frac{v^2}{2g} + B \frac{v^2}{2g},$$

где  $A$  и  $B$  — безразмерные константы, зависящие в основном от формы местного сопротивления.

После деления уравнения (1.119) на скоростной напор получим общее выражение для коэффициента местного сопротивления при ламинарном течении в трубопроводе \*

$$\zeta_m = A/Re + B. \quad (1.120)$$

\* Получено А. Д. Альштулем и автором одновременно.

Соотношение между первым и вторым членами в формулах (1.119) и (1.120) зависит от формы местного сопротивления и числа  $Re$ .

В таких местных сопротивлениях, где имеется узкий канал, длина которого значительно превышает его поперечный размер, с плавными очертаниями входа и выхода, как, например, показано на рис. 1.76, а, а числа  $Re$  малы, потеря напора определяется в основном трением,

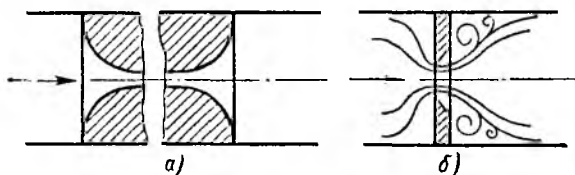


Рис. 1.76. Местное сопротивление

и закон сопротивления близок к линейному. Второй член в формулах (1.119) и (1.120) в этом случае равен нулю или очень мал по сравнению с первым.

Если же в местном сопротивлении трение сведено к минимуму, например, благодаря острой кромке (как на рис. 1.76, б), и имеются отрывы потока и вихреобразование, а числа  $Re$  достаточно велики, то потери напора пропорциональны скорости (и расходу) приблизительно во второй степени.

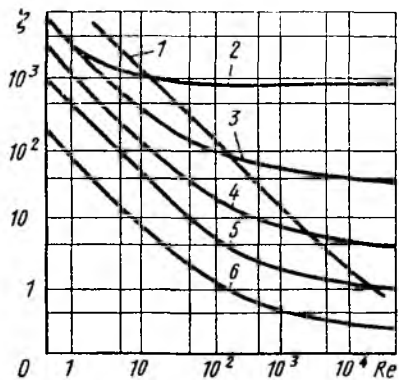


Рис. 1.77. Зависимость  $\zeta$  от числа  $Re$ :

1 — фетровый фильтр; 2 — диафрагма ( $n = 0,05$ ); 3 — шаровой клапан; 4 — разъемный клапан; 5 — угольник; 6 — тройник

$Re$ ), криволинейные участки — переходной области, а горизонтальные прямые — квадратичному закону или автомодельности (коэффициент  $\zeta$  не зависит от  $Re$ ). Такие графики для конкретных местных сопротивлений обычно строят на основе опытных данных.

Иногда вместо двучленной формы выражения местных гидравлических потерь применяют степенной одночлен

$$h_m = kQ^m.$$

где  $k$  — размерная величина;  $m$  — показатель степени, зависящий от формы местного сопротивления и  $Re$  и изменяющийся в пределах от 1 до 2.

Для местных сопротивлений и  $Re$ , при которых закон сопротивления близок к линейному, часто применяют выражение местных гидравлических потерь через эквивалентные длины  $l_{эkv}$  трубопровода, т. е. фактическую длину  $l_{фак}$  трубопровода увеличивают на длину, эквивалентную по своему сопротивлению местным сопротивлениям.

Таким образом,

$$l_{расч} = l_{фак} + l_{эkv} \quad (1.121)$$

и

$$\Sigma h = \frac{64}{Re} \frac{l_{расч}}{d} \frac{v^2}{2g} = \frac{128vl_{расч}Q}{\pi g d^4}. \quad (1.122)$$

Численные значения эквивалентных длин (отнесенных к диаметру трубопровода) для различных местных сопротивлений обычно находят опытным путем.

Доказанная в п. 1.32 для турбулентного режима теорема о потере напора при внезапном расширении русла при ламинарном режиме неприменима. Дело в том, что в этом случае уже неприемлемы те допущения, которые делались при доказательстве этой теоремы, а именно, предположения о равномерном распределении скоростей в сечениях 1 — 1 и 2 — 2, о постоянстве давления по всей площади  $S_2$  в сечении 1 — 1 и о равенстве нулю касательных напряжений.

Как показывают новые экспериментальные исследования [2], коэффициент потерь для внезапного расширения при очень малых  $Re$  ( $Re < 9$ ) слабо зависит от соотношения площадей и в основном определяется числом  $Re$  по формуле вида  $\zeta = A/Re$ . Это значит, что течение является безотрывным, и потеря на расширение пропорциональна скорости в первой степени. При  $9 < Re < 3500$  коэффициент потерь зависит как от числа  $Re$ , так и от отношения площадей. При  $Re > 3500$  можно считать вполне справедливой теорему Борда, т. е. формулу (1.105) (число  $Re$  определяется по диаметру и скорости до расширения).

Когда по трубе подводится жидкость со скоростью  $v_1$  к резервуару больших размеров, где  $v_2 = 0$ , то можно считать, что теряется вся удельная кинетическая энергия жидкости, которая для стабилизированного ламинарного потока в круглой трубе равна

$$h = \alpha_d v_1^2 / 2g = v_1^2 / g.$$

Если же поток не является стабилизированным (длина трубы  $l < l_{нач}$ ), то коэффициент  $\alpha_d$  следует определять по графику, данному на рис. 1.46.

## Глава 8. ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ И НАСАДКИ

### 1.37. Истечение через малые отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре

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

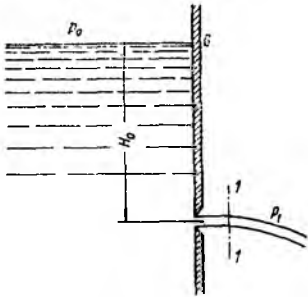


Рис. 1.78. Истечение из резервуара через малое отверстие

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

Рассмотрим большой резервуар с жидкостью под давлением  $p_0$ , имеющий малое круглое отверстие в стенке на достаточно большой глубине  $H_0$  от свободной поверхности (рис. 1.78). Через это отверстие жидкость вытекает в воздушное (газовое) пространство с давлением  $p_1$ .

Пусть отверстие имеет форму, показанную на рис. 1.79, а, т. е. выполнено в виде сверления в тонкой стенке без обработки входной

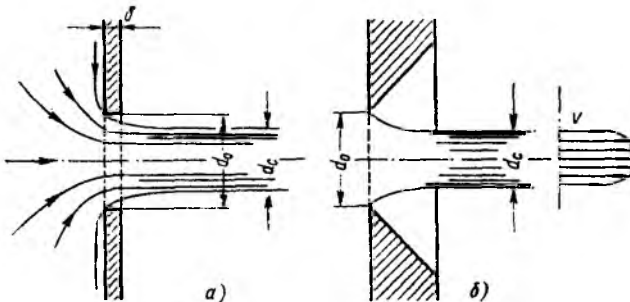


Рис. 1.79. Истечение через круглое отверстие

кромки или имеет форму, показанную на рис. 1.79, б, т. е. выполнено в толстой стенке, но с заострением входной кромки с внешней стороны. Условия истечения жидкости в этих двух случаях будут совершенно одинаковыми: частицы жидкости приближаются к отверстию из всего прилегающего объема, двигаясь ускоренно по различным плавным траекториям (см. рис. 1.79, а). Струя отрывается от стенки у кромки отверстия и затем несколько сжимается. Цилин-

дрическую форму струя принимает на расстоянии, равном примерно одному диаметру отверстия. Сжатие струи обусловлено необходимостью плавного перехода от различных направлений движения жидкости в резервуаре, в том числе от радиального движения по стенке, к осевому движению в струе.

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

Степень сжатия оценивается коэффициентом сжатия  $\epsilon$ , равным отношению площади сжатого поперечного сечения струи к площади отверстия

$$\epsilon = S_c/S_0 = (d_c/d_0)^2. \quad (1.123)$$

Запишем уравнение Бернулли для движения жидкости от свободной поверхности в резервуаре (сечение  $O - O$  на рис. 1.78), где давление  $p_0$ , а скорость можно считать равной нулю, до одного из сечений струи (сечение  $1 - 1$ ) в той ее части, где она уже приняла цилиндрическую форму, а давление в ней, следовательно, сделалось равным давлению  $p_1$  окружающей среды. Будем иметь

$$H_0 + \frac{p_0}{\rho g} = \frac{p_1}{\rho g} + \alpha \frac{v^2}{2g} + \zeta \frac{v^2}{2g}.$$

где  $\zeta$  — коэффициент сопротивления отверстия.

Вводя расчетный напор  $H = H_0 + (p_0 - p_1)/(\rho g)$ , получаем

$$H = \frac{v^2}{2g} (\alpha + \zeta),$$

отсюда скорость истечения

$$v = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH}, \quad (1.124)$$

где  $\varphi$  — коэффициент скорости:

$$\varphi = 1/\sqrt{\alpha + \zeta}. \quad (1.125)$$

В случае идеальной жидкости  $\zeta = 0$ ,  $\alpha = 1$ , следовательно,  $\varphi = 1$  и скорость истечения идеальной жидкости

$$v_{и} = \sqrt{2gH}. \quad (1.126)$$

Из рассмотрения формулы (1.124) можно заключить, что коэффициент скорости  $\varphi$  есть отношение действительной скорости истечения к скорости идеальной жидкости

$$\varphi = v/\sqrt{2gH} = v/v_{и}. \quad (1.127)$$

Действительная скорость истечения  $v$  всегда несколько меньше идеальной из-за сопротивления, следовательно, коэффициент скорости всегда меньше единицы.



Распределение скоростей по сечению струи является равномерным лишь в средней части сечения (в ядре струи), наружный же слой жидкости несколько заторможен из-за трения о стенку (см. рис. 1.79, б). Как показывают опыты, скорость в ядре струи практически равна идеальной ( $v_{и} = \sqrt{2gH}$ ), поэтому введенный коэффициент скорости  $\varphi$  следует рассматривать как коэффициент средней скорости. Если истечение происходит в атмосферу, то давление по всему сечению цилиндрической струи равно атмосферному.

Подсчитаем расход жидкости как произведение действительной скорости истечения на фактическую площадь сечения струи, а затем, используя соотношения (1.123) и (1.124), получим

$$Q = S_c v = \varepsilon S_0 \varphi \sqrt{2gH}. \quad (1.128)$$

Произведение коэффициентов  $\varepsilon$  и  $\varphi$  принято обозначать буквой  $\mu$  и называть коэффициентом расхода, т. е.

$$\mu = \varepsilon \varphi.$$

Тогда формулу (1.128) можно окончательно записать так

$$Q = \mu S_0 \sqrt{2gH} \quad \text{или} \\ Q = \mu S_0 \sqrt{2\Delta p/\rho}, \quad (1.129)$$

где  $\Delta p$  — расчетная разность давлений, под действием которой происходит истечение.

При помощи выражения (1.129) решается основная задача — определяется расход. Оно применимо для всех случаев истечения, рассмотренных в этом и следующих параграфах. Трудность использования этого выражения заключается в достаточно точной оценке коэффициента расхода  $\mu$ .

Из уравнения (1.129) следует, что

$$\mu = \frac{Q}{S_0 \sqrt{2gH}} = \frac{Q}{S_0 v_{и}} = \frac{Q}{Q'_{и}}.$$

Это значит, что коэффициент расхода есть отношение действительного расхода к тому расходу  $Q'_{и}$ , который имел бы место при отсутствии сжатия струи и сопротивления. Величина  $Q'_{и}$  не является расходом при истечении идеальной жидкости, так как сжатие струи будет иметь место и при отсутствии гидравлических потерь.

Действительный расход всегда меньше теоретического, и, следовательно, коэффициент  $\mu$  расхода всегда меньше единицы вследствие влияния двух факторов: сжатия струи и сопротивления. В одних случаях больше влияет первый фактор, в других — второй.

Введенные в рассмотрение коэффициенты сжатия  $\varepsilon$ , сопротивления  $\zeta$ , скорости  $\varphi$  и расхода  $\mu$  зависят в первую очередь от типа отверстия и насадка, а также, как и все безразмерные коэффициенты в гидравлике, от основного критерия гидродинамического подобия — числа  $Re$ .

На рис. 1.80 показаны зависимости \* коэффициентов  $\epsilon$ ,  $\varphi$  и  $\mu$  для круглого отверстия от  $Re_n$ , подсчитанного по идеальной скорости истечения, т. е.

$$Re_n = v_n d / \nu = d \sqrt{2gH} / \nu.$$

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

$$\epsilon_n = \pi / (2 + \pi).$$

Коэффициент расхода  $\mu$ , определяемый произведением  $\epsilon$  на  $\varphi$ , с увеличением  $Re$  сначала увеличивается, что обусловлено крутым возрастанием  $\varphi$ , а затем, достигнув максимального значения ( $\mu_{max} = 0,69$  при  $Re_n = 350$ ), уменьшается в связи со значительным падением  $\epsilon$  и при больших  $Re_n$  практически стабилизируется на значении, равном  $\mu = 0,60 \div 0,61$ .

В области весьма малых  $Re_n$  ( $Re_n < 25$ ) роль вязкости настолько велика, а торможение жидкости у кромки столь значительно, что сжатие струи отсутствует ( $\epsilon = 1$ ) и  $\varphi = \mu$ . В этом случае можно пользоваться формулой, вытекающей из теоретического решения Вюста [2]:

$$\mu = \varphi = Re_n / (25 + \mu Re_n).$$

откуда

$$\mu = \sqrt{156 / Re_n^2 + 1} - 12,5 / Re_n. \quad (1.130)$$

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

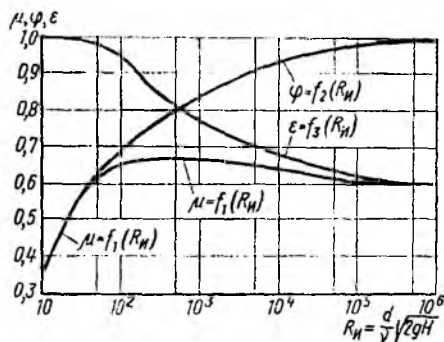


Рис. 1.80. Зависимость  $\epsilon$ ,  $\varphi$  и  $\mu$  от  $Re_n$  для круглого отверстия в тонкой стенке

\* Составлены А. Д. Альтшулем на основании опытов разных авторов.

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

### 1.38. Истечение при несовершенном сжатии

Несовершенное сжатие струи наблюдается в том случае, когда на истечение жидкости через отверстие и на формирование струи оказывает влияние близость боковых стенок резервуара. Ограничимся рассмотрением частного случая, когда отверстие расположено на одинаковых расстояниях от этих стенок, т. е. на оси симметрии резервуара (рис. 1.81).

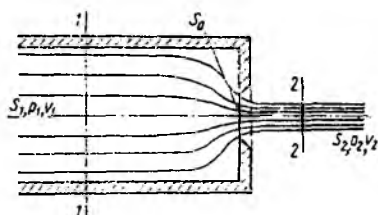


Рис. 1.81. Схема несовершенного сжатия струи

в центре торцевой стенки, при больших числах  $Re$  коэффициент сжатия  $\epsilon_1$  можно находить по следующей формуле, соответствующей теоретическому решению данной задачи Н. Е. Жуковским для идеальной жидкости

$$\epsilon_1 = 0,57 + 0,043/(1,1 - n), \quad (1.131)$$

где  $n = S_0/S_1$  — отношение площади отверстия к площади поперечного сечения резервуара.

Коэффициент  $\zeta$  сопротивления отверстия, а также коэффициент  $\phi$  скорости при несовершенном сжатии можно считать не зависящими от соотношения  $n$  площадей (если  $n$  не слишком близко к единице) и приближенно равными их значениям по графику на рис. 1.80. Поэтому коэффициент расхода  $\mu_1 = \epsilon_1 \phi$ , а расход  $Q = \mu_1 S_0 \sqrt{2gH}$ , где напор  $H$  нужно находить с учетом скоростного напора в резервуаре:

$$H = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g}. \quad (1.132)$$

### 1.39. Истечение под уровень

Часто приходится иметь дело с истечением жидкости не в атмосферу и не в газовую среду, а в пространство, заполненное этой же жидкостью (рис. 1.82). Такой случай называют истечением под уровень, или истечением через затопленное отверстие.

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

$$z_0 + \frac{p_0}{\rho g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \sum h = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \zeta \frac{v^2}{2g} + \alpha \frac{v^2}{2g}$$

или

$$H = H_0 + \frac{P_0 - P_1}{\rho g} = (\zeta + \alpha) \frac{v^2}{2g},$$

где  $H$  — расчетный напор;  $\zeta$  — коэффициент сопротивления отверстия, имеющий примерно то же значение, что и при истечении в атмосферу;  $v$  — скорость истечения в сжатом сечении струи.

Отсюда

$$v = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH};$$

$$Q = vS_c = \varepsilon\varphi S_0 \sqrt{2gH} = \mu S_0 \sqrt{2gH}.$$

Таким образом, имеем те же расчетные формулы, что и при истечении в воздух (газ), только расчетный напор  $H$  в данном случае представляет собой разность гидростатических напоров по обе стороны стенки, т. е. скорость и расход не зависят от высоты расположения отверстия.

Коэффициенты сжатия и расхода при истечении под уровень можно принимать те же, что и при истечении в воздушную среду.

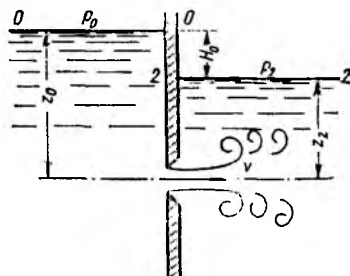


Рис. 1.82. Истечение под уровень

#### 1.40. Истечение через насадки при постоянном напоре

Внешним цилиндрическим насадком называется короткая трубка длиной, равной нескольким диаметрам без закругления входной кромки (рис. 1.83, а). На практике такой насадок часто получается

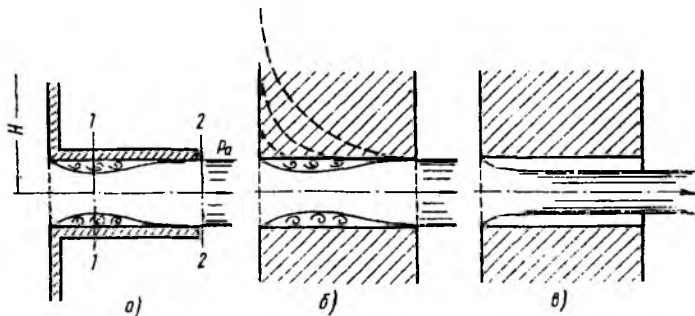


Рис. 1.83. Истечение через внешний цилиндрический насадок

в тех случаях, когда выполняют сверление в толстой стенке и не обрабатывают входную кромку (рис. 1.83, б). Истечение через такой насадок в газовую среду может происходить двояко. Схема течения, соответствующая первому режиму, показана на рис. 1.83, а и б. Струя после входа в насадок сжимается примерно так же, как и при

истечении через отверстие в тонкой стенке. Затем вследствие взаимодействия сжатой части струи с окружающей ее завихренной жидкостью, струя постепенно расширяется до размеров отверстия и из насадка выходит полным сечением. Этот режим истечения называют безотрывным.

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

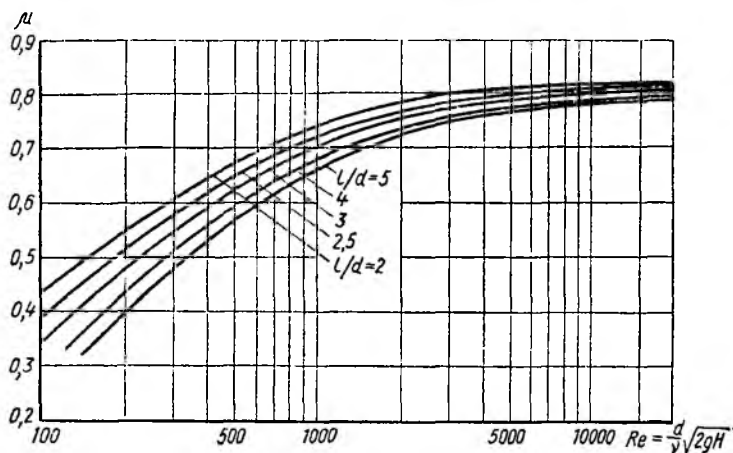


Рис. 1.84. Зависимость коэффициента расхода внешнего цилиндрического насадка от  $Re$

Осредненные значения коэффициентов для этого режима истечения маловязких жидкостей (большие  $Re$ ) следующие:

$$\mu = \varphi = 0,8; \quad \zeta = 0,5.$$

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

Коэффициент  $\mu$  расхода цилиндрического насадка при описанном (первом) режиме истечения жидкости в газовую среду зависит от относительной длины насадка  $l/d$  и числа  $Re$ . На рис. 1.84 приведены опытные кривые зависимости  $\mu$  от  $Re$  для разных  $l/d$ , на основании которых может быть рекомендована эмпирическая формула для коэффициента  $\mu$  при первом режиме истечения:

$$\mu = \frac{1}{1,23 + \frac{58}{Re} \frac{l}{d}}. \quad (1.133)$$

Из формулы следует, что при  $Re \rightarrow \infty$   $\mu = \mu_{\max} = 0,813$ .

Минимальная относительная длина насадка  $l/d$ , при которой может реализоваться первый режим истечения, равна приблизительно

единице. Однако и при достаточном значении  $l/d$  не всегда возможен этот режим.

Найдем давление внутри насадка и условие, при котором возможен первый, безотрывный режим истечения.

Пусть истечение жидкости происходит под действием давления  $p_0$  в среде газа с давлением  $p_2$ . Расчетный напор при совершенном сжатии (это понятие применимо и для насадков) в этом случае

$$H = p_0 - p_2 / (\rho g).$$

Так как в струе на выходе из насадка давление равно  $p_2$ , в суженном месте струи внутри насадка, где скорость увеличена, давление  $p_1$  понижено по сравнению с  $p_2$ . При этом чем больше напор, под которым происходит истечение, а следовательно, и расход через насадок, тем меньше абсолютное давление в суженном месте струи внутри насадка. Разность давлений  $p_2 - p_1$  растет пропорционально напору  $H$ . Покажем это, составив уравнение Бернулли для сечений 1 — 1 и 2 — 2 (см. рис. 1.83, а):

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}.$$

Последний член уравнения представляет собой потерю напора на расширение потока, которое в данном случае происходит примерно так же, как и при внезапном расширении русла, и, следовательно, определяется формулой (1.105). Сжатие струи внутри насадка оценивается тем же коэффициентом сжатия  $\epsilon$ , что и в случае отверстия, поэтому на основании уравнения расхода

$$v_1/v_2 = 1/\epsilon.$$

Исключив с помощью этого соотношения скорость  $v_1$  из ранее записанного уравнения Бернулли и заменив в нем скорость  $v_2$  ее выражением через коэффициент скорости насадка, т. е.  $v_2 = \phi \sqrt{2gH}$ , найдем падение давления внутри насадка:

$$p_2 - p_1 = \phi^2 \left[ \frac{1}{\epsilon^2} - 1 - \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 \right)^2 \right] \rho g H = 2\phi^2 \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 \right) \rho g H.$$

Подставляя сюда  $\phi = 0,8$  и  $\epsilon = 0,63$ , получаем

$$p_2 - p_1 \approx 0,75 H \rho g. \quad (1.134)$$

При некотором критическом напоре  $H_{кр}$  абсолютное давление внутри насадка (сечение 1 — 1) становится равным нулю (или точнее давлению насыщенных паров), и поэтому

$$H_{кр} \approx p_2 / (0,75 \rho g). \quad (1.135)$$

Следовательно, при  $H > H_{кр}$  давление  $p_1$  должно было бы стать отрицательным, но отрицательных давлений в жидкости практически не бывает, поэтому и первый режим истечения при  $H > H_{кр}$  делается невозможным. Опыт это подтверждает и показывает, что при  $H \approx H_{кр}$  происходит внезапное изменение режима истечения, переход от первого режима ко второму (см. рис. 1.83, в).

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

Если через описанный насадок происходит истечение воды в атмосферу, то

$$H_{кр} = p_a / (0,75 \rho g) = 10,33 / 0,75 \approx 14 \text{ м.}$$

Когда давление  $p_{н.п}$  насыщенных паров истекающей жидкости соизмеримо с давлением  $p_2$  среды, в которую происходит истечение, и пренебречь величиной  $p_{н.п}$  нельзя, в формуле (1.134) следует принять  $p_1 = p_{н.п}$ . В результате вместо формулы (1.135) для критического напора получим

$$H_{кр} = (p_2 - p_{н.п}) / (0,75 \rho g).$$

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

При истечении через цилиндрический насадок под уровень первый режим истечения не будет отличаться от описанного выше. Но когда абсолютное давление внутри насадка благодаря увеличению  $H$  падает до давления насыщенных паров, перехода ко второму режиму не происходит, а начинается кавитационный режим, при котором расход перестает зависеть от противодействия  $p_2$ , т. е. получается эффект стабилизации, описанный выше (см. п. 1.23). При этом чем меньше относительное противодействие  $p_2/p_0 = p_{вых}/p_{вх} = \bar{p}$ , которое является критерием кавитации, тем шире область кавитации внутри насадка и тем меньше коэффициент расхода  $\mu$ .

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

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

Результаты новых экспериментальных исследований этого случая истечения, проведенных В. М. Фомичевым и др., представлены в безразмерных координатах на рис. 1.85. На рис. 1.85, а даны зависимости  $\mu$  от  $Re$  при  $l/d = 3$  для ряда значений  $\bar{p}$ , начиная от  $\bar{p} \approx 0$  и до  $\bar{p} > p_{кр}$ , где  $p_{кр}$  — критическое значение  $\bar{p}$ , соответствующее началу кавитации и, следовательно, критерию  $\chi_{кр}$  (см. п. 1.23). На рис. 1.85, б показаны области кавитационных и безкавитационных режимов истечения через насадки с  $l/d = 3; 5$  и  $10$ . Увеличение  $p_{кр}$  при возрастании  $Re$  объясняется уменьшением коэффициента  $\epsilon$  сжатия струи внутри насадка, т. е. увеличением степени сжатия, а умень-

шение  $\bar{p}_{кр}$  при увеличении  $l/d$  происходит из-за возрастания давления в сжатом сечении вследствие увеличения потерь на трение по длине насадка.

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

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

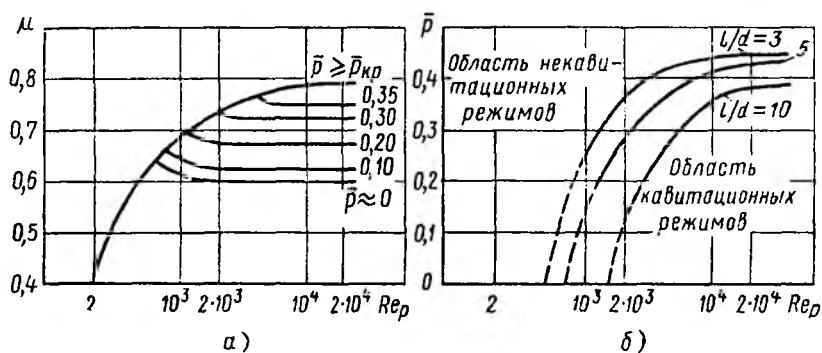


Рис. 1.85. Зависимости для внешнего цилиндрического насадка при истечении под уровень

Внешний цилиндрический насадок может быть значительно улучшен путем закругления входной кромки (см. штриховые линии на рис. 1.83) или устройства конического входа с углом конусности около  $60^\circ$  (см. жиклер на рис. 1.75). Чем больше радиус закругления, тем выше коэффициент расхода и ниже коэффициент сопротивления. В пределе при радиусе кривизны, равном толщине стенки, цилиндрический насадок приближается к коноидальному насадку, или соплу.

Коноидальный насадок, или сопло, (рис. 1.86) очерчивается приблизительно по форме естественно сжимающейся струи и благодаря этому обеспечивает безотрывность течения внутри насадка и параллельноструйность в выходном сечении. Это весьма распространенный насадок, так как он имеет коэффициент расхода, близкий к единице, и очень малые потери (коэффициент сжатия  $\epsilon = 1$ ), а также устойчивый режим течения без кавитации.

Значения коэффициента сопротивления те же, что и при плавном сужении (см. п. 1.32), т. е.  $\zeta = 0,03 \div 0,1$  (большим  $Re$  соответствуют малые  $\zeta$  и наоборот). В соответствии с этим  $\mu = \varphi = 0,99 \div 0,96$ .



Диффузорный насадок представляет собой комбинацию сопла и диффузора (рис. 1.87). Приставка диффузора к соплу влечет за собой снижение давления в узком месте насадка, а следовательно, увеличение скорости и расхода жидкости через него. При том же

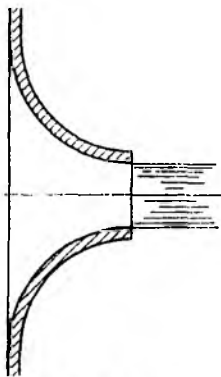


Рис. 1.86. Сопло

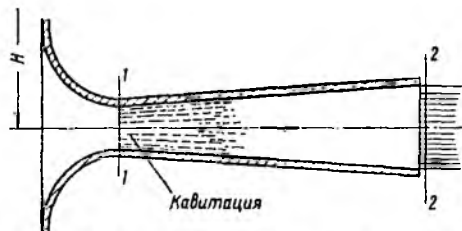


Рис. 1.87. Диффузорный насадок

диаметре узкого сечения, что и у сопла, и том же напоре диффузорный насадок может дать значительно больший расход (увеличение до 2,5 раза), чем сопло.

Такие насадки применяют в том случае, когда заданы диаметр узкого сечения и напор и требуется получить возможно больший расход. Однако использовать диффузорный насадок можно лишь при

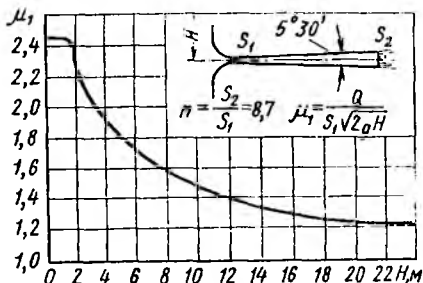


Рис. 1.88. Зависимость коэффициента расхода  $\mu_1$  от напора  $H$

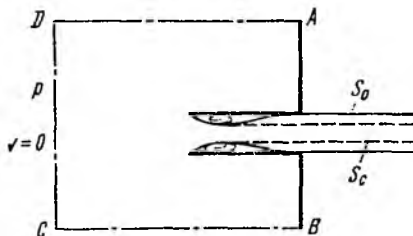


Рис. 1.89. Внутренний цилиндрический насадок

небольших напорах ( $H = 1 \div 4$  м), так как иначе в узком месте насадка возникает кавитация. Следствием кавитации являются увеличение сопротивления и уменьшение пропускной способности насадка.

На рис. 1.88 показано падение коэффициента расхода диффузорного насадка с увеличением напора вследствие кавитации, возникающей в узком месте насадка при истечении воды в атмосферу.

Коэффициент расхода отнесен к площади узкого сечения, т. е.  $\mu_1 = Q/S_1 \sqrt{2gH}$ .

Приведенная кривая получена в результате испытания диффузорного насадка, обладающего наименьшим углом и степенью расширения, которые обеспечивают наибольший коэффициент расхода.

**Внутренний цилиндрический насадок, или насадок Борда, изображен на рис. 1.89.** Там же схематически показаны два режима истечения, аналогичные режимам истечения через внешний цилиндрический насадок; очертания струи при первом режиме показаны сплошными линиями, а при втором — штриховыми. Так как частицы жидкости приближаются к входному отверстию насадка из всего прилежащего объема, а некоторые из них, попадающие на периферию струи, изменяют направление своего движения на  $180^\circ$ , то степень сжатия струи в данном насадке больше, а коэффициент  $\epsilon$  меньше, чем во внешнем цилиндрическом насадке. Значение  $\epsilon$  в этом случае при истечении идеальной жидкости может быть получено на основании теоремы Эйлера об изменении количества движения (см. п. 1.15). Применим эту теорему к фиксированному объему в виде кругового цилиндра  $ABCD$ , соосного с насадком, и с основанием  $CD$ , достаточно удаленным от насадка (где  $v = 0$ ). Пренебрегая толщиной стенки насадка, на основании указанной теоремы при втором режиме истечения получим

$$pS_0 = \rho S_c v^2,$$

где  $p$  — давление в центре основания  $CD$ ;  $S_0$  и  $S_c$  — площади отверстия насадка и сечения струи (силы давления жидкости на кольцевые площади оснований цилиндра  $ABCD$  уравновешиваются, а избыточное давление по площади  $S_0$  в плоскости  $AB$  равно нулю).

С другой стороны, для скорости истечения имеем

$$v = \sqrt{2p/\rho}.$$

После подстановки второго уравнения в первое и сокращения на  $p$  и  $\rho$  получим

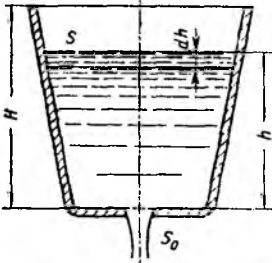
$$\epsilon = S_c/S_0 = 1/2.$$

Этому значению  $\epsilon$  соответствуют значения коэффициентов расхода  $\mu = 0,71$  и потерь  $\zeta = 1$ , что подтверждается опытами при первом режиме истечения и больших числах Рейнольдса.

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

Рассмотрим опорожнение открытого в атмосферу сосуда произвольной формы через донное отверстие или насадок с коэффициентом  $\mu$  (рис. 1.90). В этом случае истечение будет происходить при переменном, постепенно уменьшающемся напоре, т. е., строго говоря, течение является неустановившимся.

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



$$S dh = -Q dt \quad \text{или} \quad S dh = -\mu S_0 \sqrt{2gh} dt,$$

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

Рис. 1.90. Схема опорожнения резервуара

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

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

$$t = -\frac{1}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \int_{h=H}^{h=0} S \frac{dh}{\sqrt{h}}. \quad (1.136)$$

Интеграл можно подсчитать, если известен закон изменения площади  $S$  по высоте  $h$ . Для призматического сосуда  $S = \text{const}$ , следовательно,

$$t = \frac{S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \int_0^H \frac{dh}{\sqrt{h}} \quad \text{или} \quad t = \frac{2S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \sqrt{H} = \frac{2SH}{\mu S_0 \sqrt{2gH}}. \quad (1.137)$$

Числитель этой формулы равен удвоенному объему сосуда, а знаменатель представляет собой расход в начальный момент опорожнения, т. е. при напоре  $H$ . Следовательно, время полного опорожнения сосуда в 2 раза больше времени истечения того же объема жидкости при постоянном напоре, равном первоначальному.

## Глава 9. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТРУБОПРОВОДОВ

### 1.42. Простой трубопровод постоянного сечения

Трубопровод называют простым, если он не имеет ответвлений. Простые трубопроводы могут быть соединены между собой так, что они образуют последовательное соединение, параллельное соединение или разветвленный трубопровод. Трубопроводы могут быть сложными, содержащими как последовательные, так и параллельные соединения или ветви разветвления.

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

Пусть простой трубопровод постоянного сечения расположен произвольно в пространстве (рис. 1.91), имеет общую длину  $l$  и диаметр  $d$  и содержит ряд местных сопротивлений. В начальном сечении (1 — 1) геометрическая высота равна  $z_1$  и избыточное давление  $p_1$ , а в конечном (2 — 2) — соответственно  $z_2$  и  $p_2$ . Скорость потока в этих сечениях вследствие постоянства диаметра трубы одинакова и равна  $v$ .

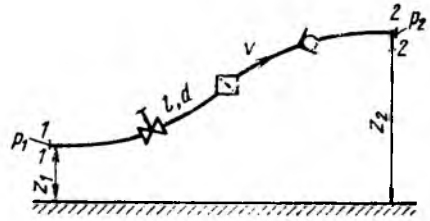


Рис. 1.91. Схема простого трубопровода

Запишем уравнение Бернулли для сечений 1 — 1 и 2 — 2. Считая  $\alpha_1 = \alpha_2$  и исключая скоростные напоры, получаем

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \sum h$$

или

$$\frac{p_1}{\rho g} = z_2 - z_1 + \frac{p_2}{\rho g} + \sum h. \quad (1.138)$$

Пьезометрическую высоту, стоящую в левой части уравнения (1.138) назовем потребным напором  $H_{\text{потр}}$ . Если же эта высота задана, то будем называть ее располагаемым напором  $H_{\text{расп}}$ . Как видно из формулы, этот напор складывается из геометрической высоты  $\Delta z = z_2 - z_1$ , на которую поднимается жидкость в процессе движения по трубопроводу, пьезометрической высоты в конце трубопровода и суммы всех потерь напора в трубопроводе.

Сумма двух первых слагаемых  $\Delta z + p_2/(\rho g)$  есть статический напор, и его можно представить как некоторую эквивалентную геометрическую высоту  $H_{\text{ст}}$  подъема жидкости, а последнее слагаемое  $\sum h$  — как степенную функцию расхода, тогда

$$H_{\text{потр}} = H_{\text{ст}} + \sum h = H_{\text{ст}} + KQ^m, \quad (1.139)$$

где величина  $K$ , называемая сопротивлением трубопровода, и показатель  $m$  имеют разные значения в зависимости от режима течения.

Для ламинарного течения при замене местных сопротивлений эквивалентными длинами по формулам (1.121) и (1.122) получим

$$\Sigma h = 128\nu l_{\text{расч}} Q / (\pi g d^4).$$

Следовательно,

$$K = 128\nu l_{\text{расч}} / (\pi g d^4) \quad \text{и} \quad m = 1, \quad (1.140)$$

где  $l_{\text{расч}} = l + l_{\text{эkv}}$ .

Для турбулентного течения [см. формулы (1.57) и (1.59)], выражая скорость через расход, получаем

$$\Sigma h = \left( \Sigma \xi + \lambda_T \frac{l}{d} \right) \frac{16 Q^2}{2g\pi^2 d^4},$$

следовательно,

$$K = \left( \Sigma \xi + \lambda_T \frac{l}{d} \right) \frac{16}{2g\pi^2 d^4} \quad \text{и} \quad m = 2. \quad (1.141)$$

Формула (1.139), дополненная выражениями (1.140) и (1.141), является основой для расчета простых трубопроводов. По ней можно

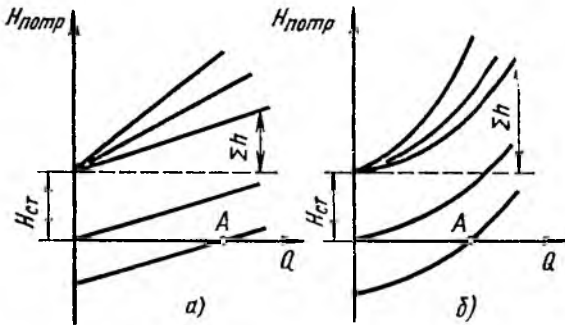


Рис. 1.92. Зависимости потребных напоров от расхода жидкости в трубопроводе

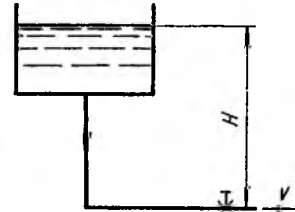


Рис. 1.93. Схема самотечного трубопровода

построить кривую потребного напора, т. е. его зависимость от расхода жидкости в трубопроводе. Чем больше расход, который необходимо подавать по трубопроводу, тем больше потребный напор. При ламинарном течении эта кривая изображается прямой линией (или близкой к прямой при учете зависимости  $l_{\text{эkv}}$  от  $Re$ ), при турбулентном — параболой с показателем степени, равным двум (при  $\lambda_T = \text{const}$ ) или близким к двум (при учете зависимости  $\lambda_T$  от  $Re$ ). Величина  $H_{\text{ст}}$  положительна в том случае, когда жидкость поднимается или движется в полость с повышенным давлением, и отрицательна при опускании жидкости или движении в полость с разрежением.

Крутизна кривых потребного напора для ламинарного (рис. 1.92, а) и турбулентного (рис. 1.92, б) режимов течения зависит от сопротивления трубопровода  $K$  и возрастает с увеличением длины трубопровода и уменьшением диаметра, а также с увеличением мест-

ных гидравлических сопротивлений. Кроме того, при ламинарном течении наклон кривой (которую для этого течения можно считать прямой) изменяется пропорционально вязкости жидкости.

Точка пересечения кривой потребного напора с осью абсцисс при  $H_{ст} = \Delta z = 0$  (точка *A*) определяет расход при движении жидкости самотеком, т. е. за счет лишь разности геометрических высот  $\Delta z$ . Потребный напор в этом случае равен нулю, так как давление в начале и в конце трубопровода равно атмосферному (за начало трубопровода считаем свободную поверхность в верхнем резервуаре); такой трубопровод условимся называть самотечным (рис. 1.93). Если в конце самотечного трубопровода происходит истечение жидкости в атмосферу, то в уравнении (1.139) для потребного напора к потерям напора следует добавить скоростной напор.

Иногда вместо кривых потребного напора удобнее пользоваться характеристиками трубопровода.

*Характеристикой трубопровода* называется зависимость суммарной потери напора (или давления) в трубопроводе от расхода:

$$\Sigma h = f(Q).$$

Таким образом, характеристика трубопровода представляет собой кривую потребного напора, смещенную в начало координат. Характеристика трубопровода совпадает с кривой потребного напора при  $H_{ст} = 0$ , например, когда трубопровод лежит в горизонтальной плоскости, а противодавление  $p_2$  отсутствует.

Рассмотрим возможные задачи на расчет простого трубопровода.

**Задача 1.** *Исходные данные:* расход  $Q$ , давление  $p_2$ , свойства жидкости ( $\rho$  и  $\nu$ ), размеры трубопровода, а также материал и качество поверхности трубы (шероховатость). Найти потребный напор  $H_{потр}$ .

*Решение.* По расходу и диаметру  $d$  трубопровода находят скорость течения  $v$ ; по  $v$ ,  $d$  и  $\nu$  определяют  $Re$  и режим течения. Затем по соответствующим формулам (или опытным данным) оценивают местные сопротивления  $(l_{экр}/d$  или  $\zeta$  при ламинарном и  $\zeta$  при турбулентном течении); по  $Re$  и шероховатости определяют коэффициент  $\lambda$  и, наконец, решают основное уравнение (1.139) относительно  $H_{потр}$ .

При ламинарном течении рассчитывать  $\lambda$  не обязательно, можно сразу определить  $K$  по формуле (1.140).

**Задача 2.** *Исходные данные:* располагаемый напор  $H_{расп}$ , свойства жидкости, все размеры и шероховатость трубопровода. Найти расход  $Q$ .

*Решение.* Задаются режимом течения, основываясь на вязкости жидкости \*, так как решение существенно различно для ламинарного и турбулентного течения.

1. При ламинарном течении и замене местных сопротивлений эквивалентными длинами задача решается просто: из уравнения (1.139) с учетом формулы (1.140) находят расход  $Q$ ; при этом вместо  $H_{потр}$  подставляют  $H_{расп}$ .

2. При турбулентном течении задачу надо решать методом последовательных приближений или графически.

\* Режим течения в данном случае можно определить сравнением  $H_{расп}$  с критическим его значением  $H_{кр}$ , которое может быть выражено на основе формул (1.139) и (1.140) следующим образом:

$$H_{кр} = H_{ст} + \frac{128\nu l Q_{кр}}{\pi g d^4} = H_{ст} + \frac{32\nu l v_{кр}}{g d^2} \frac{v d}{v d} = H_{ст} + \frac{32\nu l}{g d^3} Re_{кр}.$$

В первом случае имеют одно уравнение (1.139) с двумя неизвестными  $Q$  и  $\lambda_T$ . Для решения задачи задают значение коэффициента  $\lambda_T$  с учетом шероховатости. Так как этот коэффициент изменяется в сравнительно узких пределах ( $\lambda_T = 0,015 \div 0,04$ ), большой ошибки при этом не будет, тем более, что при дальнейшем определении  $Q$  коэффициент  $\lambda_T$  оказывается под корнем.

Решая уравнение (1.139) с учетом выражения (1.141) относительно  $Q$ , находят расход в первом приближении. По найденному  $Q$  определяют  $Re$  в первом приближении, а по  $Re$  — уже более точное значение  $\lambda_T$ . Снова подставляют полученное значение в то же основное уравнение и решают его относительно  $Q$ . Найдя расход во втором приближении, получают большее или меньшее расхождение с первым приближением. Если расхождение велико, то расчет продолжают в том же порядке. Разница между каждым последующим значением  $Q$  и предыдущим будет делаться все меньше и меньше.

Обычно бывает вполне достаточно двух или трех приближений для получения приемлемой точности.

Для решения той же задачи графическим способом строят кривую потребного напора для данного трубопровода с учетом переменности  $\lambda_T$ , т. е. для ряда значений  $Q$  подсчитывают  $v$ ,  $Re$ ,  $\lambda_T$  и, наконец,  $H_{\text{потр}}$  по формуле (1.139). Затем, построив кривую  $H_{\text{потр}}$  от  $Q$  и зная ординату  $H_{\text{потр}} = H_{\text{расп}}$ , находят соответствующую ей абсциссу, т. е.  $Q$ .

**Задача 3. Исходные данные:** расход  $Q$ , располагаемый напор  $H_{\text{расп}}$ , свойства жидкости и все размеры трубопровода, кроме диаметра. Найти диаметр трубопровода.

**Решение.** Основываясь на свойствах жидкости ( $\nu$ ), задают режим течения \*.

Для ламинарного течения задача решается просто на основе уравнения (1.139) с учетом выражения (1.140), а именно:

$$d = \sqrt[4]{\frac{128\nu l_{\text{расп}} Q}{\pi g (H_{\text{расп}} - H_{\text{ст}})}} \quad (1.142)$$

Определив  $d$ , выбирают ближайший большой стандартный диаметр и по тому же уравнению уточняют значение напора при заданном  $Q$  или наоборот.

При турбулентном течении решение уравнения (1.139) с учетом выражения (1.141) относительно  $d$  лучше всего выполнить следующим образом: задать ряд стандартных значений  $d$  и для заданного  $Q$  подсчитать ряд значений  $H_{\text{потр}}$ , затем построить график зависимости  $H_{\text{потр}}$  от  $d$  и по заданному  $H_{\text{расп}}$  по кривой определить  $d$ , выбрать ближайший большой стандартный диаметр и уточнить  $H_{\text{потр}}$ .

### 1.43. Соединения простых трубопроводов

**Последовательное соединение.** Возьмем несколько труб, например, 1, 2 и 3 различной длины, разного диаметра и содержащих различные местные сопротивления, и соединим их последовательно (рис. 1.94, а). В результате получим простой трубопровод переменного сечения.

Очевидно, что при подаче жидкости по такому трубопроводу расход во всех последовательно соединенных трубах один и тот же, а полная потеря напора между точками  $M$  и  $N$  равна сумме потерь напора во всех последовательно соединенных трубах, т. е. имеем

\* Режим течения можно определить сравнением  $H_{\text{расп}}$  с  $H_{\text{кр}}$ , который равен (при данном  $Q$ )

$$H_{\text{кр}} = H_{\text{ст}} + \frac{128l\nu Q}{\pi g d^4} + \frac{2\pi^3\nu^4 Q^3}{2\pi^3\nu^4 Q^3} = H_{\text{ст}} + \frac{\pi^3\nu^4 Re_{\text{кр}}^4}{2gQ^3}$$

следующие основные уравнения:

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_2 = Q_3 = Q; \\ \Sigma h_{M-N} &= \Sigma h_1 + \Sigma h_2 + \Sigma h_3. \end{aligned} \quad (1.143)$$

Эти уравнения определяют правило построения характеристик последовательного соединения труб. Пусть даны характеристики трубопроводов 1, 2 и 3 (рис. 1.94, б). Чтобы построить характеристику всего последовательного соединения  $M-N$ , следует в соответствии с выражением (1.143) сложить потери напора при одинаковых расходах, т. е. сложить ординаты всех трех кривых при равных абсциссах.

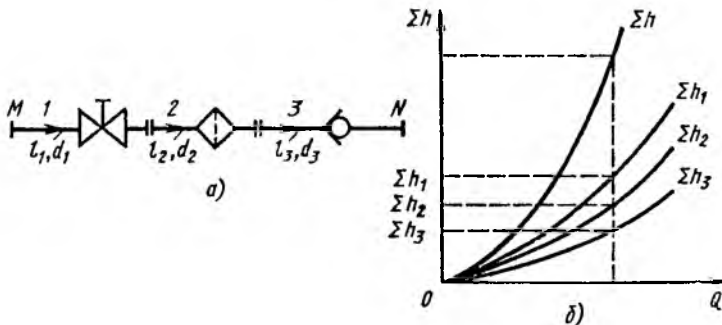


Рис. 1.94. Последовательное соединение трубопроводов

Так как в рассматриваемом более общем случае скорости в начале  $M$  и конце  $N$  трубопровода различны, то выражение требуемого напора для всего трубопровода  $M-N$  в отличие от формулы (1.139) должно содержать разность скоростных напоров в конце и начале трубопровода. Принимая  $\alpha = 1$ , имеем

$$H_{\text{потр}} = z_N - z_M + \frac{v_N^2 - v_M^2}{2g} + \Sigma h_{M-N} + \frac{p_N}{\rho g} = H_{\text{ст}} + CQ^2 + KQ^m, \quad (1.144)$$

где  $C = \frac{1}{2g} \left( \frac{1}{S_N^5} - \frac{1}{S_M^5} \right)$ ;  $H_{\text{ст}} = z_N - z_M + \frac{p_N}{\rho g}$ .

**Параллельное соединение.** Такое соединение нескольких простых трубопроводов (например 1, 2 и 3) между точками  $M$  и  $N$  показано на рис. 1.95, а. Для простоты допустим, что трубопроводы расположены в горизонтальной плоскости.

Обозначим полные напоры в точках  $M$  и  $N$  соответственно через  $H_M$  и  $H_N$ , расход в основной магистрали (т. е. до разветвления и после слияния) — через  $Q$ , а в параллельных трубопроводах через  $Q_1$ ,  $Q_2$  и  $Q_3$ ; суммарные потери напора в этих трубопроводах через  $\Sigma h_1$ ,  $\Sigma h_2$  и  $\Sigma h_3$ .

Прежде всего запишем следующее очевидное уравнение

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3. \quad (1.145)$$



Затем выразим потери напора в каждом из трубопроводов через полные напоры в точках  $M$  и  $N$ :

$$\Sigma h_1 = H_M - H_N; \quad \Sigma h_2 = H_M - H_N; \quad \Sigma h_3 = H_M - H_N.$$

Отсюда делаем следующий важный вывод:

$$\Sigma h_1 = \Sigma h_2 = \Sigma h_3, \quad (1.146)$$

т. е. потери напора в параллельных трубопроводах равны между собой. Их можно выразить в общем виде через соответствующие расходы следующим образом

$$\Sigma h_1 = K_1 Q_1^m; \quad \Sigma h_2 = K_2 Q_2^m; \quad \Sigma h_3 = K_3 Q_3^m,$$

где  $K$  и  $m$  — определяются в зависимости от режима течения формулами (1.140) или (1.141).

Следовательно, в дополнение к уравнению (1.145) получаем на основании равенств (1.146) еще два уравнения:

$$K_1 Q_1^m = K_2 Q_2^m; \quad (1.147) \quad K_2 Q_2^m = K_3 Q_3^m. \quad (1.148)$$

Система уравнений (1.145), (1.147) и (1.148) позволяет решать, например, следующую типичную задачу: даны расход в основной магистрали  $Q$  и все размеры трубопроводов; определить расходы в параллельных трубопроводах  $Q_1$ ,  $Q_2$  и  $Q_3$ .

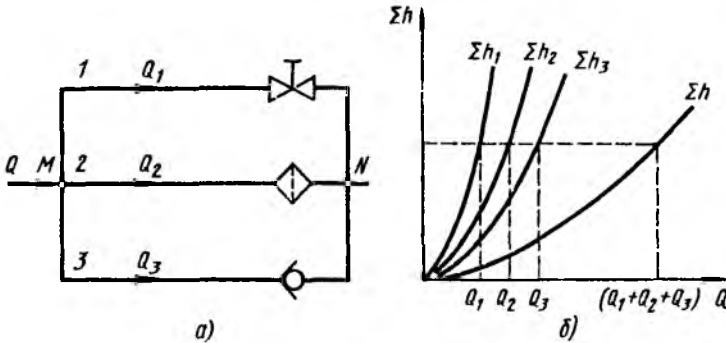


Рис. 1.95. Параллельное соединение трубопроводов

Пользуясь выражениями (1.145) и (1.146), можно составить столько уравнений, сколько параллельных трубопроводов между точками  $M$  и  $N$ .

Из уравнений (1.145) и (1.146) вытекает следующее важное правило: для построения характеристики параллельного соединения нескольких трубопроводов следует сложить абсциссы (расходы) характеристик этих трубопроводов при одинаковых ординатах ( $\Sigma h$ ). Пример такого построения дан на рис. 1.95, б.

Изложенные соотношения и правила для параллельных трубопроводов справедливы, разумеется, также в том случае, когда трубопроводы 1, 2, 3 и т. д. (см. рис. 1.96) не сходятся в одной точке  $N$ ,

а подают жидкость в разные места, но с одинаковыми давлениями и равными нивелирными высотами. Если же последнее условие не соблюдается, то рассматриваемые трубопроводы нельзя считать параллельными, а следует относить к разряду разветвленных трубопроводов.

**Разветвленное соединение.** Условимся называть разветвленным соединением совокупность нескольких простых трубопроводов, имеющих одно общее сечение — место разветвления (или смыкания) труб.

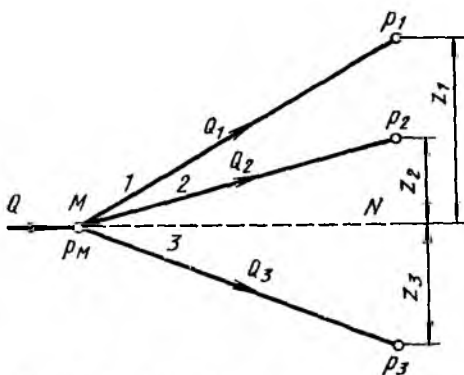


Рис. 1.96. Разветвленный трубопровод

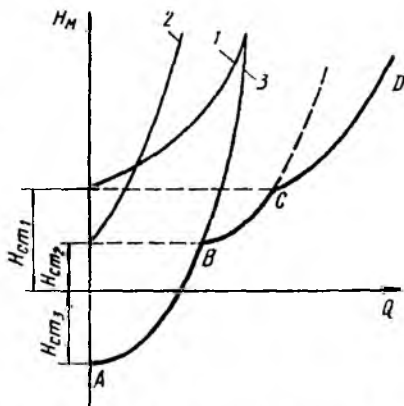


Рис. 1.97. Построение кривой потребного напора для разветвленного трубопровода

Пусть основной трубопровод имеет разветвление в сечении  $M - M$ , от которого отходят, например, три трубы 1, 2 и 3 разных размеров, содержащие различные местные сопротивления (рис. 1.96). Геометрические высоты  $z_1$ ,  $z_2$  и  $z_3$  конечных сечений и давления  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_3$  в них пусть будут также различными.

Найдем связь между давлением  $p_M = H_M \rho g$  в сечении  $M - M$  и расходами  $Q_1$ ,  $Q_2$  и  $Q_3$  в трубопроводах, считая направление течения в них заданным.

Так же как и для параллельных трубопроводов,

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3.$$

Записав уравнение Бернулли для сечения  $M - M$  и конечного сечения, например первого трубопровода, получим (пренебрегая разностью скоростных высот)

$$H_M = z_1 + p_1/(\rho g) + \sum h_1.$$

Обозначая сумму двух первых членов в правой части уравнения через  $H_{ст}$  и выражая третий член через расход (как это делалось выше), получаем

$$H_M = H_{ст1} + K_1 Q_1^m.$$

Аналогично для двух других трубопроводов можно записать

$$H_M = H_{ст2} + K_2 Q_2^m; \quad H_M = H_{ст3} + K_3 Q_3^m.$$

Таким образом, получаем систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными:  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  и  $H_M$ .

Основной задачей по расчету разветвленного трубопровода является следующая: даны расход в точке  $M$ , все размеры ветвей (включая геометрические высоты  $z$ ), давления в конечных сечениях и все местные сопротивления; определить расходы  $Q_1$ ,  $Q_2$  и  $Q_3$ , а также потребный напор  $H_M = H_{потр}$ . Возможны и другие варианты постановки задачи, решаемой на основе той же системы уравнений.

Построение кривой потребного напора для разветвленного трубопровода выполняется сложением кривых потребных напоров для ветвей по правилу сложения характеристик параллельных трубопроводов (рис. 1.97) — сложением абсцисс ( $Q$ ) при одинаковых ординатах ( $H_M$ ). Кривые потребных напоров для ветвей отмечены цифрами 1, 2 и 3, а суммарная кривая, т. е. кривая потребного напора для всего разветвления, обозначена буквами  $ABCD$ . Из графика ясно, что условием подачи жидкости во все ветви является неравенство  $H_M > H_{ст1}$ .

#### 1.44. Сложные трубопроводы

Сложный трубопровод в общем случае составлен из простых трубопроводов с последовательным и параллельным их соединением (рис. 1.98, а) или с разветвлениями (рис. 1.98, б).

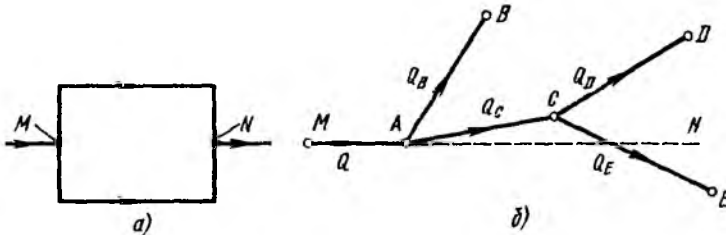


Рис. 1.98. Схемы сложных трубопроводов

Рассмотрим разомкнутый сложный трубопровод с разветвлениями и с раздачей жидкости в конечных сечениях (точках) ветвей. Магистральный трубопровод разветвляется в точках  $A$  и  $C$ . Жидкость подается к точкам (сечениям)  $B$ ,  $D$  и  $E$  с расходами  $Q_B$ ,  $Q_D$  и  $Q_E$ .

Пусть известны размеры магистрали и всех ветвей (простых трубопроводов), заданы все местные сопротивления, а также геометрические высоты конечных точек, отсчитываемые от плоскости  $M - N$  и избыточные давления в конечных точках  $p_B$ ,  $p_D$  и  $p_E$ . В этом случае могут быть следующие основные задачи по расчету указанного трубопровода, соответствующие двум первым задачам, рассмотренным в п. 1.42.

**Задача 1.** Дан расход  $Q$  в основной магистрали  $MA$ . Определить расходы в каждой ветви —  $Q_B$ ,  $Q_D$ ,  $Q_E$ , а также потребный напор в точке  $M$ :  $H_{\text{потр}} = H_M = p_M / (g \rho)$ .

**Задача 2.** Дан напор в точке  $M$  —  $H_M$ . Определить расход в магистрали  $Q$  и расходы в каждой ветви.

Обе задачи решают на основе одной и той же системы уравнений, число которых на единицу больше числа конечных ветвей, а именно:

уравнение расходов

$$Q = Q_B + Q_D + Q_E;$$

равенства потребных напоров для ветвей  $CD$  и  $CE$

$$H_{\text{ст}D} + K_{CD}Q_D^m = H_{\text{ст}E} + K_{CE}Q_E^m;$$

равенства потребных напоров для ветви  $AB$  и сложного трубопровода  $ACED$

$$H_{\text{ст}B} + K_{AB}Q_B^m = H_{\text{ст}D} + K_{CD}Q_D^m + K_{AC}(Q_D + Q_E)^m;$$

выражение для потребного напора в точке  $M$

$$H_M = \frac{p_M}{g} = K_{MA}Q^m + H_{\text{ст}B} + K_{AB}Q_B^m.$$

Здесь, как и выше, физический смысл статических напоров в конечных точках  $B$ ,  $D$  и  $E$  тот же, что и в формуле (1.139), а сопротивления ветвей  $K$  и показатели степени  $m$  определяются в зависимости от режима течения (см. п. 1.42).

Расчет сложных трубопроводов часто выполняют графоаналитическим способом, т. е. с применением кривых потребного напора или характеристик трубопроводов. Кривую потребного напора  $H_{\text{потр}}$  для всего сложного трубопровода можно построить следующим образом:

- 1) сложный трубопровод разбить на ряд простых;
- 2) построить кривые потребных напоров для каждого из простых трубопроводов, причем для ветвей с конечной раздачей — с учетом  $H_{\text{ст}}$ , а для промежуточных участков (например,  $AC$  и  $MA$ ) — без учета  $H_{\text{ст}}$ ;
- 3) сложить кривые потребных напоров для ветвей (и параллельных линий, если они имеются) по правилу сложения характеристик параллельных трубопроводов;
- 4) полученную кривую сложить с характеристикой последовательно присоединенного трубопровода по соответствующему правилу (см. п. 1.43) и т. д.

Таким образом, при расчете нужно идти от конечных точек сложного трубопровода к начальной его точке, т. е. против течения жидкости.

Руководствуясь этим правилом, можно построить кривую потребного напора для любого сложного трубопровода как при ламинарном, так и при турбулентном режиме течения.

Выполнив описанное построение и получив график  $H_{\text{потр}} = f(Q)$ , можно с его помощью решать рассмотренные выше задачи 1 и 2 в различных вариантах. Кроме того, кривая потребного напора  $H_{\text{потр}}$  необходима для расчета сложного трубопровода с насосной подачей.

Сложный кольцевой трубопровод представляет систему смежных замкнутых контуров — колец с отбором жидкости в узловых точках или с непрерывной раздачей ее на отдельных участках.

Рассмотрим простейший случай, когда трубопровод состоит из двух колец  $OABC$  и  $ADEB$  (рис. 1.99). Точка  $O$  является первичной точкой (узлом), из которой жидкость подается в сеть с расходом  $Q_0$  и где, следовательно, напор имеет наибольшее значение. В точках  $A, B, C, D$  и  $E$  происходит отбор жидкости с расходами, которые обозначены соответственно  $Q_A, Q_B, Q_C, Q_D$  и  $Q_E$ .

Различные задачи расчета такого и более сложных кольцевых трубопроводов обычно решают аналитическим методом последовательных приближений или на ЭВМ с применением электроаналогов.

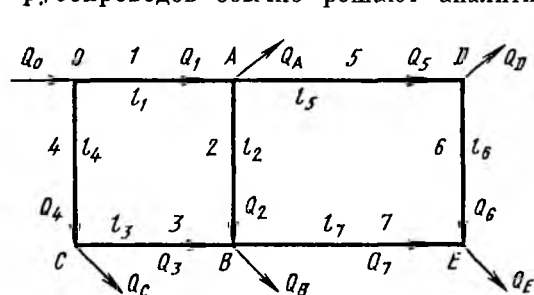


Рис. 1.99. Схема сложного кольцевого трубопровода

При этом основываются на двух обязательных условиях, аналогичных требованиям к расчету электрических сетей. Первое условие — баланс расходов, т. е. равенство притока и оттока жидкости для каждой узловой точки, что соответствует первому закону Кирхгофа в электро-

технике (сила тока аналогична расходу). Второе условие — баланс напоров, т. е. равенство нулю алгебраической суммы потерь напора для каждого кольца (контура) при подсчете по направлению движения часовой стрелки или против нее, что соответствует второму закону Кирхгофа (падение напряжения аналогично потере напора). Потери напора считаются положительными, если направление подсчета совпадает с направлением движения жидкости, и отрицательными, если направление подсчета противоположно направлению движения жидкости.

Наиболее типичной для расчета сложных кольцевых трубопроводов (сетей) является следующая задача, которую рассмотрим на примере показанной на рис. 1.99 схемы двухкольцевого трубопровода. Даны максимальный напор в начальной точке  $O — H_0$ , минимальный напор в наиболее удаленной точке  $E — H_E$ , расходы во всех шести узлах (от  $Q_0$  до  $Q_E$ ) и длины семи участков 1—7 (линий) (от  $l_1$  до  $l_7$ ). Требуется определить диаметры трубопроводов на всех семи участках.

Особенностью данной задачи, как и других задач расчета сложных кольцевых трубопроводов, является то, что неизвестными будут расходы на отдельных участках, в данном примере — расходы от  $Q_1$

до  $Q_7$  и напоры в четырех узлах  $A, B, C$  и  $D$ . Таким образом, всего имеем 18 неизвестных. Кроме того, неизвестно направление движения жидкости во втором участке ( $AB$ ).

Для нахождения этих неизвестных имеются следующие уравнения: шесть уравнений баланса расходов для шести узлов; два уравнения баланса напоров для двух колец и семь уравнений, связывающих потерю напора с расходом для каждого из семи участков. Таким образом, число уравнений (15) меньше числа неизвестных (18), поэтому при решении задачи в первом приближении надо задать диаметры некоторых участков. Проще всего это сделать для участков 6 и 7, подающих жидкость к конечной точке  $E$ , так как для них известен суммарный расход ( $Q_E = Q_6 + Q_7$ ).

Решение системы уравнений приходится выполнять неоднократно не только потому, что выбранные диаметры оказались неудачными, но и потому, что окончательно принятые диаметры труб на всех участках должны соответствовать ГОСТам.

Удобным расчетным приемом, применяемым при небольшом числе колец, является следующий. Сложный кольцевой трубопровод мысленно разрывают в наиболее удаленной точке  $E$  и в одной из точек участка 2 на два сложных разветвленных трубопровода  $OADE$  и  $OCBE$ . Тогда расход на участке  $OA$  будет  $\alpha Q_0$ , а на участке  $OC$  —  $(1 - \alpha) Q_0$ . Значение коэффициента  $\alpha$  можно приблизительно оценить, так как известны расходы  $Q_A$  и  $Q_D$  в одном из указанных трубопроводов и  $Q_C$  и  $Q_B$  — в другом; неизвестны лишь  $Q_6$  и  $Q_7$ , из которых складывается  $Q_E$ .

Далее выполняют расчет каждого из двух сложных разветвленных трубопроводов так, как это было описано выше. Если в этом расчете определяются диаметры, то при окончательном их выборе нужно соблюсти равенство потерь напора в линиях  $OADE$  и  $OCBE$ .

#### 1.45. Трубопроводы с насосной подачей жидкости

Выше рассмотрены, по существу, лишь отдельные участки простых и сложных трубопроводов, а не вся система подачи жидкости (кроме простейшей самотечной системы). В машиностроении, как уже отмечалось, основным способом подачи жидкости является принудительная подача насосом. Рассмотрим совместную работу трубопровода с насосом и принцип расчета трубопровода с насосной подачей жидкости.

Трубопровод с насосной подачей может быть разомкнутым, т. е. таким, по которому жидкость перекачивается из одной емкости в другую (рис. 1.100, а) или замкнутым (кольцевым), в котором циркулирует одно и то же количество жидкости (рис. 1.100, б).

Рассмотрим вначале разомкнутый трубопровод, по которому насос перекачивает жидкость, например, из нижнего резервуара с давлением  $p_0$  в другой резервуар (или в камеру) с давлением  $p_3$ . Высота расположения оси насоса относительно нижнего уровня  $H_1$  называется геометрической высотой всасывания, а трубопровод, по которому жидкость поступает к насосу, всасывающим трубо-

проводом, или линией всасывания. Высота расположения конечного сечения трубопровода, или верхнего уровня жидкости  $H_2$ , называется геометрической высотой нагнетания, а трубопровод, по которому жидкость движется от насоса, напорным, или линией нагнетания.

Составим уравнение Бернулли для потока жидкости во всасывающем трубопроводе, т. е. для сечений  $0-0$  и  $1-1$  (принимая  $\alpha = 1$ ):

$$\frac{P_0}{\rho g} = H_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} + \sum h_{0-1}. \quad (1.149)$$

Уравнение (1.149) является основным для расчета всасывающих трубопроводов. Оно показывает, что процесс всасывания, т. е. подъем

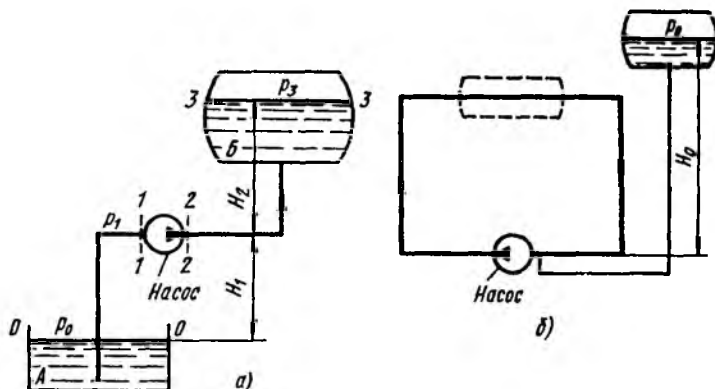


Рис. 1.100. Трубопроводы с насосной подачей

жидкости на высоту  $H_1$ , сообщение ей кинетической энергии и преодоление всех гидравлических сопротивлений происходит за счет использования (с помощью насоса) давления  $p_0$ . Так как это давление обычно бывает весьма ограниченным, то расходовать его следует так, чтобы перед входом в насос остался некоторый запас давления  $p_1$ , необходимый для его нормальной бескавитационной работы.

Возможны следующие задачи на расчет всасывающего трубопровода.

**Задача 1.** Даны все размеры и расход и требуется найти абсолютное давление перед входом в насос.

Решение этой задачи представляет собой поверочный расчет всасывающего трубопровода. Абсолютное давление  $p_1$ , полученное по уравнению (1.149), сравнивают с тем, которое является минимально допустимым для данного случая.

**Задача 2.** Дано минимально допустимое абсолютное давление перед входом в насос  $p_1$  и требуется найти одну из следующих предельно допустимых величин:  $H_{1\max}$ ,  $Q_{\max}$ ,  $d_{\min}$  или  $p_{0\min}$ .

Запишем уравнение Бернулли для движения жидкости по напорному трубопроводу, т. е. для сечений 2—2 и 3—3:

$$\frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} = H_2 + \frac{p_3}{\rho g} + \sum h_{2-3}. \quad (1.150)$$

Левая часть уравнения (1.150) представляет собой энергию жидкости на выходе из насоса, отнесенную к единице веса.

Аналогичная энергия жидкости перед входом в насос может быть вычислена по уравнению (1.149):

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_0}{\rho g} - H_1 - \sum h_{0-1}.$$

Найдем приращение энергии жидкости в насосе, т. е. определим ту энергию, которую приобретает, проходя через насос, каждая единица веса жидкости. Эта энергия сообщается жидкости насосом, поэтому она носит название напора, создаваемого насосом, и обозначается обычно  $H_{\text{нас}}$ .

Для нахождения  $H_{\text{нас}}$  вычтем последнее уравнение из уравнения (1.150):

$$H_{\text{нас}} = \left( \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} \right) - \left( \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} \right) = H_1 + H_2 + \frac{p_3 - p_0}{\rho g} + \sum h_{0-1} + \sum h_{2-3},$$

или

$$H_{\text{нас}} = \Delta z + \frac{p_3 - p_0}{\rho g} + KQ^m, \quad (1.151)$$

где  $\Delta z$  — полная геометрическая высота подъема жидкости (см. рис. 1.100, а);  $KQ^m$  — сумма гидравлических потерь во всасывающем и напорном трубопроводах.

Если к действительной разности  $\Delta z$  уровней добавить разность пьезометрических высот  $(p_3 - p_0)/(\rho g)$ , то можно рассматривать как бы увеличенную разность уровней

$$H_{\text{ст}} = \Delta z + \frac{p_3 - p_0}{\rho g}$$

и формулу (1.151) переписать так:

$$H_{\text{нас}} = H_{\text{ст}} + KQ^m. \quad (1.151')$$

Сравним полученное выражение (1.151') с формулой (1.139) для потребного напора. Очевидно, что

$$H_{\text{нас}} = H_{\text{потр}}. \quad (1.152)$$

Это равенство можно распространить на все случаи устойчивой работы насоса, соединенного с трубопроводом, и сформулировать в виде следующего правила: при установившемся течении жидкости в трубопроводе насос развивает напор, равный потребному.

На равенстве (1.152) основывается метод расчета трубопроводов, питаемых насосом, который заключается в совместном построении, в одном и том же масштабе и на одном графике двух кривых:



напора  $H_{\text{потр}} = f_1(Q)$  и характеристики насоса  $H_{\text{нас}} = f_2(Q)$  и в нахождении их точки пересечения (рис. 1.101).

В дальнейшем (во второй и третьей частях) будет достаточно подробно сказано о характеристиках насосов. Здесь же пока дадим лишь определение: характеристикой насоса называется зависимость напора, создаваемого насосом, от его подачи (расхода жидкости) при постоянной частоте вращения вала насоса. На рис. 1.101 дано два варианта графика: *a* — для турбулентного режима течения в трубопроводе и центробежного насоса и *б* — для ламинарного режима и объемного насоса.

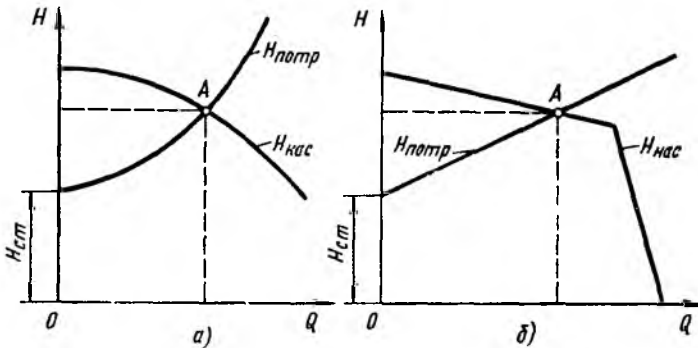


Рис. 1.101. Графическое нахождение рабочей точки

В точке пересечения кривой потребного напора и характеристики насоса имеем равенство между потребным напором и напором, создаваемым насосом, т. е. равенство (1.152). Эта точка называется рабочей точкой, так как всегда реализуется режим работы насоса, ей соответствующий. Чтобы получить другую рабочую точку, необходимо или изменить открытие регулировочного крана (вентилля, задвижки), т. е. изменить характеристику трубопровода, или изменить частоту вращения вала насоса.

Указанный расчетный прием для нахождения рабочей точки применим в том случае, когда частота вращения привода насоса не зависит от мощности, им потребляемой, т. е. от нагрузки на валу насоса. Это имеет место, например, при соединении насоса с электродвигателем переменного тока или с иным двигателем, мощность которого во много раз больше мощности насоса.

Для замкнутого трубопровода (рис. 1.100, б) геометрическая высота подъема жидкости равна нулю ( $\Delta z = 0$ ), следовательно, при  $v_1 = v_2$ :

$$H_{\text{потр}} = \sum h = (p_2 - p_1) / (\rho g),$$

т. е. между потребным напором и напором, создаваемым насосом, справедливо то же равенство.

Замкнутый трубопровод обязательно должен иметь расширительный, или компенсационный бачок, соединенный с одним из сечений трубопровода, чаще всего с сечением у входа в насос, где давление

имеет минимальное значение. Без этого бачка абсолютное давление внутри замкнутого трубопровода было бы неопределенным, а также переменным в связи с колебаниями температуры и утечками через неплотности.

При наличии расширительного бачка, присоединенного к трубопроводу, как показано на рис. 1.100, б, давление перед входом в насос

$$p_1 = p_0 + H_0 \rho g.$$

По величине  $p_1$  можно подсчитать давление в любом сечении замкнутого трубопровода. Если давление в бачке  $p_0$  изменить на некоторую величину, то во всех точках данной системы давление изменится на ту же самую величину.

Бачок можно включить также в замкнутый трубопровод, как показано на рис. 1.100, б штриховой линией (трубопровод внутри бачка при этом должен иметь разрыв).

#### 1.46. Основы расчета газопроводов

При установившемся движении вязкого газа по трубе постоянного сечения в силу постоянства вдоль потока массового расхода  $Q_m$  можно записать

$$Q_m/S = v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2 = v \rho = \text{const (вдоль потока)}. \quad (1.153)$$

Так как движение газа сопровождается трением, давление его падает вдоль потока, газ расширяется, следовательно, плотность его  $\rho$  уменьшается, а скорость  $v$ , как это видно из формулы (1.153), увеличивается.

При полном отсутствии теплообмена с внешней средой процесс расширения при движении газа будет адиабатным, а при интенсивном теплообмене температура газа вдоль трубы останется постоянной, т. е. происходит изотермический процесс. Чем короче газопровод и, следовательно, чем меньше время прохождения его частицами газа, тем ближе процесс к адиабатному. И наоборот, чем больше относительная длина газопровода, тем ближе процесс к изотермическому. Именно его и будем предполагать в газопроводах и рассмотрим основы их расчета применительно к изотермическому движению газа в трубах.

Выразим число Рейнольдса для потока газа в трубе через массовый расход газа и динамическую его вязкость:

$$Re = vd/\nu = 4Q_m/(\pi d \mu).$$

Отсюда видно, что число Рейнольдса может изменяться вдоль потока в трубе постоянного диаметра лишь за счет изменения вязкости  $\mu$ . Но вязкость газов  $\mu$  не зависит от давления, а определяется лишь температурой, поэтому при изотермическом процессе движения газа по трубе число Рейнольдса будет оставаться постоянным вдоль потока. Следовательно, коэффициент  $\lambda$  потерь на трение по длине также будет величиной постоянной вдоль трубы по-

стоянного диаметра, несмотря на возрастание скорости потока газа.

Двумя бесконечно близкими друг к другу сечениями выделим элемент трубы длиной  $dx$  (рис. 1.102). Пренебрегая неравномерностью распределения скоростей по сечению, обозначим скорость в левом сечении трубы  $v$ , в правом  $v + dv$ , а давления — соответственно  $p$  и  $p + dp$ .

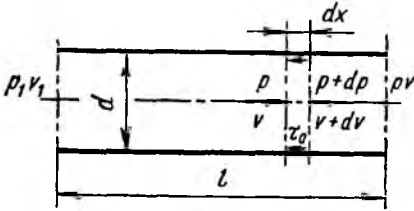


Рис. 1.102. Схема для расчета газопровода

Применим к выделенному элементарному объему теорему механики об изменении количества движения. Приращение за единицу времени количества движения в направлении потока

$$Q_m dv = \rho S v dv,$$

$$\text{где } S = \pi d^2/4.$$

Это приращение получается в результате импульса внешних сил: давления и трения за ту же единицу времени. Секундный импульс равнодействующей силы

$$dR = [p - (p + dp)] \pi d^2/4 - \tau_0 \pi d \cdot dx = -\pi d^2 dp/4 - \tau_0 \pi d \cdot dx,$$

где  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке трубы.

Приравнявая секундный импульс сил приращению количества движения, получаем

$$-\frac{d}{4} dp - \tau_0 dx = \rho \frac{d}{4} v dv \quad \text{или} \quad dp + \rho d \left( \frac{v^2}{2} \right) + \frac{4\tau_0}{d} dx = 0.$$

Используя формулу (1.61), вместо предыдущего выражения запишем

$$\frac{dp}{\rho} + d \left( \frac{v^2}{2} \right) + \lambda \frac{dx}{d} \frac{v^2}{2} = 0.$$

Умножив уравнение на  $\rho^2$ , будем иметь

$$\rho dp + \rho^2 d \left( \frac{v^2}{2} \right) + \lambda \frac{dx}{d} \frac{(\rho v)^2}{2} = 0. \quad (1.154)$$

Так как в соответствии с уравнением (1.153)  $(\rho v)^2 = \text{const}$ , то

$$\rho^2 d(v^2) = -v^2 d(\rho^2),$$

поэтому уравнение (1.154) можно переписать в виде

$$\rho dp - \frac{(v\rho)^2}{2} \frac{d(\rho^2)}{\rho^2} = -\lambda \frac{dx}{d} \frac{(\rho v)^2}{2}.$$

Используя уравнения состояния  $\rho = p/(RT)$ , вместо последнего выражения получим

$$\frac{p dp}{RT} - \frac{(v\rho)^2}{2} \frac{d(p^2)}{p^2} = -\lambda \frac{dx}{d} \frac{(\rho v)^2}{2}.$$

Так как по условию  $T = \text{const}$ , можно выполнить интегрирование вдоль газопровода, т. е. в пределах от  $p_1$  до  $p$  и соответственно от  $x = 0$  до  $x = l$ . Будем иметь

$$\frac{p_1^2 - p^2}{2RT} - \frac{(\rho v)^2}{2} \ln \frac{p_1}{p} = \lambda \frac{l}{d} \frac{(\rho v)^2}{2}. \quad (1.155)$$

Отсюда определяем массовый расход газа

$$Q_m = \frac{\pi d^2}{4} \rho v = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{(p_1^2 - p^2)}{\left(\lambda \frac{l}{d} + 2 \ln \frac{p_1}{p}\right) RT}}. \quad (1.156)$$

В длинных трубопроводах при движении газа со скоростями, значительно меньшими звуковых,

$$\lambda l/d \gg 2 \ln(p_1/p).$$

В этих условиях выражением  $2 \ln(p_1/p)$  в формуле (1.156) можно пренебречь и получить упрощенную формулу

$$Q_m = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{(p_1^2 - p^2) d}{\lambda RT}}. \quad (1.157)$$

Коэффициент  $\lambda$ , входящий в формулы (1.156) и (1.157), определяется так же, как и для несжимаемых жидкостей по числу Re и относительной шероховатости.

Приведем некоторые дополнительные сведения об изотермическом течении газа по трубопроводам.

С помощью формулы (1.153), а также уравнения состояния и уравнения изотермы исключим из формулы (1.155) давления, введя в нее скорости, и приведем к виду

$$\bar{l} = \lambda \frac{l}{d} = RT \left( \frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v^2} \right) - 2 \ln \frac{v}{v_1}. \quad (1.158)$$

Полученное уравнение перепишем в безразмерных величинах; вводя отношение скорости потока к скорости звука, т. е. число Маха

$$M = v/a = v/\sqrt{\kappa RT},$$

где  $\kappa$  — известный из термодинамики показатель адиабаты, для воздуха и двухатомных газов  $\kappa = 1,4$ .

Тогда вместо выражения (1.158) будем иметь

$$\bar{l} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M^2} \right) - 2 \ln \frac{M}{M_1}. \quad (1.159)$$

Продифференцировав уравнение (1.159) по  $M$ , считая  $M_1 = \text{const}$ , и определив  $dM$ , получим

$$dM = \frac{M dl}{2(1/\kappa M^2 - 1)}.$$

Анализируя это уравнение, приходим к выводу, что в случае изотермического течения при значении  $M^2 < 1/\kappa$  в цилиндриче-

ской трубе скорость вдоль потока возрастает (при  $d\bar{l} > 0$  и  $dM > 0$ ), а при значениях  $M^2 > 1/\kappa$  скорость вдоль потока уменьшается. Следовательно, значение  $M = 1/\sqrt{\kappa}$  для изотермического движения газа в трубе является критическим. Перейти через это значение  $M$ , которое равно  $M_{кр} = 0,845$ , сохраняя изотермическое движение, невозможно, так как малейшее отклонение числа  $M$  от  $M_{кр}$  в сторону увеличения меняет знак приращения  $dM$  и возвращает поток вновь к критическому состоянию.

Заметим, что при адиабатном процессе движения газа таким критическим числом Маха является число  $M = 1$ .

## Глава 10. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

### 1.47. Неустановившееся движение жидкости в жестких трубах

Как указывалось выше (п. 1.12), неустановившееся, или нестационарным, движением жидкости называется движение, переменное по времени. При этом движении как вектор скорости, так и давление в жидкости являются функциями не только координат точки, но и времени. Таким образом  $\partial v/\partial t \neq 0$  и  $\partial p/\partial t \neq 0$ .

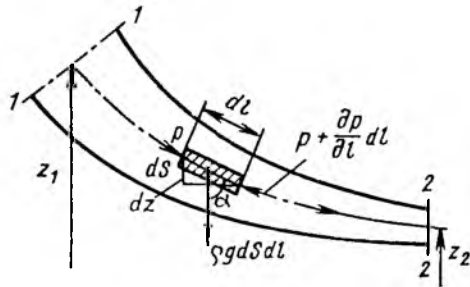


Рис. 1.103. Схема для вывода уравнения неустановившегося течения

В потоке идеальной несжимаемой жидкости выделим элемент струйки длиной  $dl$  и площадью сечения  $dS$  (рис. 1.103). Применим к массе этого элемента второй закон Ньютона, причем

уравнение запишем в проекции на направление касательной к осевой линии струйки. Будем иметь

$$p dS - \left( p + \frac{\partial p}{\partial l} dl \right) dS + \rho g dS dl \cos \alpha = \rho dS dl \frac{dv}{dt}$$

или

$$- \frac{\partial p}{\partial l} dl + \rho g \cos \alpha dl = \rho \frac{dv}{dt} dl.$$

Частная производная от давления  $p$  использована потому, что давление, так же как и скорость  $v$ , является функцией двух переменных —  $l$  и  $t$ , а уравнение движения записано для определенного момента времени. В правой же части уравнения записана полная производная от  $v$  по  $t$ , т. е. полное ускорение, которое равно

сумме локального (местного) ускорения, обусловленного нестационарностью движения, и конвективного ускорения, определяемого геометрией потока, т. е.

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial l} \frac{dl}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial l}.$$

Учитывая, что  $\cos \alpha = -\partial z / \partial l$ , где  $z$  — вертикальная координата, перепишем уравнение движения в виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial l} dl + g \frac{\partial z}{\partial l} dl + \frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{v^2}{2} \right) dl + \frac{\partial v}{\partial t} dl = 0.$$

Интегрируя вдоль струйки от сечения 1—1 до сечения 2—2 в тот же фиксированный момент времени, получаем

$$\frac{1}{\rho} \int_{v_1}^{v_2} \frac{\partial p}{\partial l} dl + g \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial z}{\partial l} dl + \int_{v_1}^{v_2} \frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{v^2}{2} \right) dl + \int_{l_1}^{l_2} \frac{\partial v}{\partial t} dl = 0,$$

или

$$\frac{1}{\rho} (p_2 - p_1) + g (z_2 - z_1) + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2} + \int_{l_1}^{l_2} \frac{\partial v}{\partial t} dl = 0.$$

После деления на  $g$  и перегруппировки членов уравнения будем иметь

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\partial v}{\partial t} dl. \quad (1.160)$$

Полученное уравнение отличается от уравнения Бернулли для струйки идеальной жидкости лишь четвертым членом в правой части, который называется инерционным напором

$$h_{ин} = \frac{1}{g} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\partial v}{\partial t} dl. \quad (1.161)$$

Из уравнения (1.160) ясен физический смысл инерционного напора  $h_{ин}$ : это есть разность полных напоров (полных энергий жидкости, отнесенных к единице веса жидкости) в сечениях 1—1 и 2—2 в данный фиксированный момент времени, обусловленная ускорением (или торможением) потока жидкости.

Для неустановившегося потока вязкой жидкости необходимо учесть еще неравномерность распределения скоростей и потери напора, следовательно, уравнение (1.160) будет иметь вид

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + \sum h + h_{ин}. \quad (1.162)$$

Уравнение (1.162) сходно с уравнением (1.62) Бернулли для относительного движения, в котором член  $\Delta H_{ин}$  также называют

инерционным напором. Однако величины  $h_{ин}$  и  $\Delta H_{ин}$  имеют разный смысл.

Для трубы постоянного диаметра локальное ускорение  $a = \partial v / \partial t$  также постоянно вдоль трубы, следовательно, инерционный напор

$$h_{ин} = \frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial t} \int_{l_1}^{l_2} dl = \frac{1}{g} a (l_2 - l_1) = \frac{a}{g} l. \quad (1.163)$$

Если трубопровод состоит из нескольких участков с сечениями разных площадей  $S_1, S_2$  и т. д. (или трубопровод присоединен к цилиндру, в котором ускоренно движется поршень), то инерционный напор для всего трубопровода равен сумме инерционных напоров для каждого участка. При этом соответствующие ускорения определяют из уравнений, представляющих собой результат дифференцирования выражения расхода  $Q$  по времени, т. е.

$$\frac{dQ}{dt} = S_1 a_1 = S_2 a_2 = S_3 a_3 = \dots$$

В уравнение (1.55) в этом случае вместо  $h_{ин}$  следует подставить

$$\sum h_{ин} = h_{ин1} + h_{ин2} + h_{ин3} + \dots$$

Инерционный напор  $h_{ин}$  вводят в правую часть уравнения (1.55), причем его знак соответствует знаку ускорения  $a$ . При положительном ускорении  $a$  величина  $h_{ин}$  также положительна, что означает уменьшение полного напора вдоль потока аналогично уменьшению его вследствие гидравлических сопротивлений. Однако инерционный напор нельзя рассматривать как безвозвратно потерянный. При отрицательном ускорении (торможении потока) величина  $a$  отрицательная, а это значит, что торможение потока способствует возрастанию полного напора жидкости вдоль потока, т. е. его действие противоположно действию гидравлических сопротивлений. Все сказанное относится лишь к определенному моменту времени или к равноускоренному движению жидкости ( $a = \text{const}$ ). При переменной величине  $a$  характер распределения напоров вдоль потока изменяется с течением времени.

В виде примера на рис. 1.104, а показана труба постоянного сечения, соединяющая два резервуара. Внутри трубы находится поршень, который движется справа налево со скоростью  $v$  и с положительным ускорением  $a$ . С таким же ускорением движется жидкость в трубе. Для каждого из участков трубы — всасывающего (до поршня) и напорного (за поршнем) — на рисунке показаны линии изменения полного напора ( $H - H$ ), пьезометрических высот ( $p - p$ ), а также потерь напора  $\Sigma h_{ц}$  и инерционного напора  $h_{ин}$  в некоторый определенный момент времени. Из рисунка видно, что инерционный напор при неустановившемся течении способствует снижению давления и даже возникновению вакуума за поршнем и вызывает более значительное повышение давления перед поршнем по сравнению с установившимся движением.

На рис. 1.104, б показаны те же линии при отрицательном ускорении  $a$  того же поршня при той же скорости, направленной справа налево. В этом случае инерционный напор компенсирует потери напора, и гидравлический уклон изменяет знак на обратный.

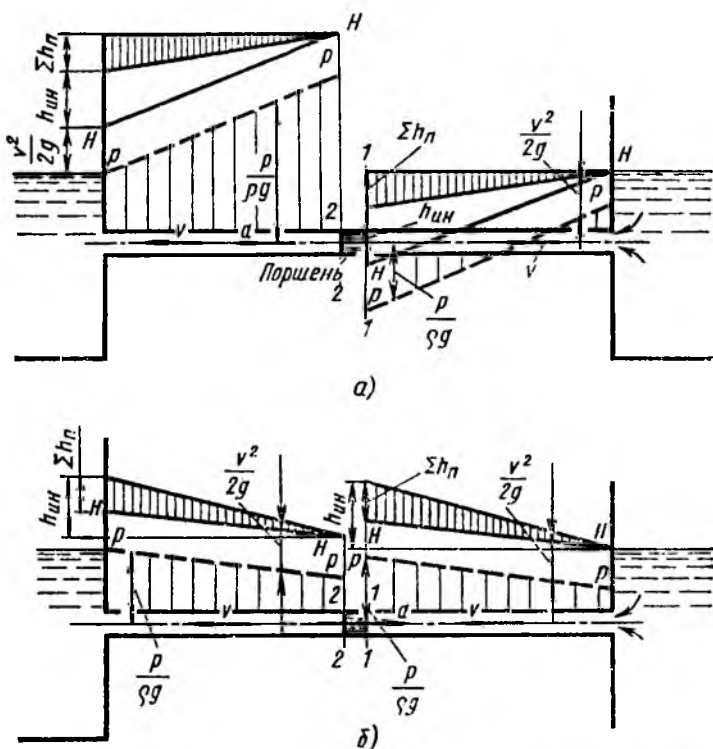
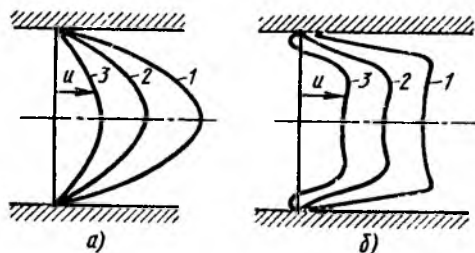


Рис. 1.104. Построение пьезометрических линий и линий полного напора

Рис. 1.105. Изменение профиля скоростей при ускоренном ламинарном движении



Гидравлические потери при неустановившемся движении в общем случае отличны от потерь при установившемся движении. Это связано с видоизменением профиля скоростей по сечению трубы. Так, при ускоренном движении жидкости профиль делается более полным (коэффициент  $\alpha$  уменьшается), а при



замедленном — более вытянутым ( $\alpha$  увеличивается). На рис. 1.105 показано изменение распределения скоростей по сечению трубы при ускоренном ламинарном движении жидкости при трех значениях расхода (рис. 1.105, *a* — при равномерном движении, рис. 1.105, *b* — при ускоренном). Как видно из рисунка, в отдельных случаях вблизи стенки трубы возникают даже противотоки.

В частном случае ламинарного течения с гармоническим изменением расхода по времени в закон Пуазейля (1.82), записанный для данного момента времени, надо ввести поправочный коэффициент  $\kappa$ , который, по исследованиям Д. Н. Попова, является функцией безразмерной частоты

$$\bar{\omega} = \omega d^2 / (32\nu),$$

где  $\omega$  — угловая частота колебаний жидкости с вязкостью  $\nu$  в трубе диаметром  $d$ .

Безразмерная частота определенным образом связана с основными критериями подобия для данного случая — с числами Рейнольдса и Струхала.

Поправочный коэффициент  $\kappa$  можно найти по формуле Д. Н. Попова

$$\kappa = \sqrt{\bar{\omega}} / 2 + 0,4.$$

При увеличении частоты возрастание гидравлических потерь может быть весьма значительным, причем различие между потерями при ламинарном и турбулентном режимах уменьшается.

#### 1.48. Гидравлический удар

Гидравлическим ударом обычно называют резкое повышение давления, возникающее в напорном трубопроводе при внезапном торможении потока жидкости. Точнее говоря, гидравлический удар представляет собой колебательный процесс, возникающий в упругом трубопроводе с капельной жидкостью при внезапном изменении ее скорости. Этот процесс является очень быстротечным и характеризуется чередованием резких повышений и понижений давления. Изменение давления при этом тесно связано с упругими деформациями жидкости и стенок трубопровода.

Гидравлический удар чаще всего возникает при быстром закрытии или открытии крана или иного устройства управления потоком. Однако могут быть и другие причины его возникновения.

Теоретическое и экспериментальное исследование гидравлического удара в трубах было впервые выполнено Н. Е. Жуковским \* и опубликовано в его фундаментальной работе «О гидравлическом ударе», вышедшей в свет в 1898 г.

Пусть в конце трубы, по которой жидкость движется со скоростью  $v_0$ , произведено мгновенное закрытие крана (рис. 1.106, *a*). Тогда скорость частиц жидкости, натолкнувшихся на кран, будет погашена, а их кинетическая энергия перейдет в работу деформации стенок трубы и жидкости. При этом стенки трубы растягиваются,

---

\* Н. Е. Жуковский (1847—1921 гг.) — великий русский ученый, один из основоположников современной гидроаэромеханики, которого В. И. Ленин назвал «отцом русской авиации». Еще до того, как Жуковский начал заниматься вопросами авиации, он опубликовал ряд фундаментальных работ в области гидравлики и занимался гидравлическими задачами на протяжении всей своей жизни.

а жидкость сжимается \* в соответствии с повышением давления  $\Delta p_{уд}$ . На заторможенные частицы у крана набегают другие, соседние с ними частицы и тоже теряют скорость, в результате чего сечение  $n-n$  перемещается вправо со скоростью  $c$ , называемой скоростью ударной волны; сама же переходная область, в которой давление изменяется на величину  $\Delta p_{уд}$ , называется ударной волной.

Когда ударная волна переместится до резервуара, жидкость окажется остановленной и сжатой во всей трубе, а стенки трубы — растянутыми. Ударное повышение давления  $\Delta p_{уд}$  распространится на всю трубу (рис. 1.106, б).

Но такое состояние не является равновесным. Под действием перепада давления  $\Delta p_{уд}$  частицы жидкости устремятся из трубы в резервуар, причем это движение начнется с сечения, непосредственно прилегающего к резервуару. Теперь сечение  $n-n$  перемещается в обратном направлении — к крану — с той же скоростью  $c$ , оставляя за собой выравненное давление  $p_0$  (рис. 1.106, в).

Жидкость и стенки трубы предполагаются упругими, поэтому они возвращаются к прежнему состоянию, соответствующему давлению  $p_0$ . Работа деформации полностью переходит в кинетическую энергию, и жидкость в трубе приобретает первоначальную скорость  $v_0$ , но направленную теперь в противоположную сторону.

С этой скоростью «жидкая колонна» (рис. 1.106, г) стремится оторваться от крана, в результате возникает отрицательная ударная волна под давлением  $p_0 - \Delta p_{уд}$ , которая направляется от крана к резервуару со скоростью  $c$ , оставляя за собой сжавшиеся стенки трубы и расширившуюся жидкость, что обусловлено снижением давления (рис. 1.106, д). Кинетическая энергия жидкости вновь переходит в работу деформаций, но противоположного знака.

\* Пренебрегать сжимаемостью жидкости, как это обычно допускается в задачах гидравлики, в данном случае нельзя, так как малая сжимаемость жидкости и является причиной возникновения большого, но конечного ударного давления.

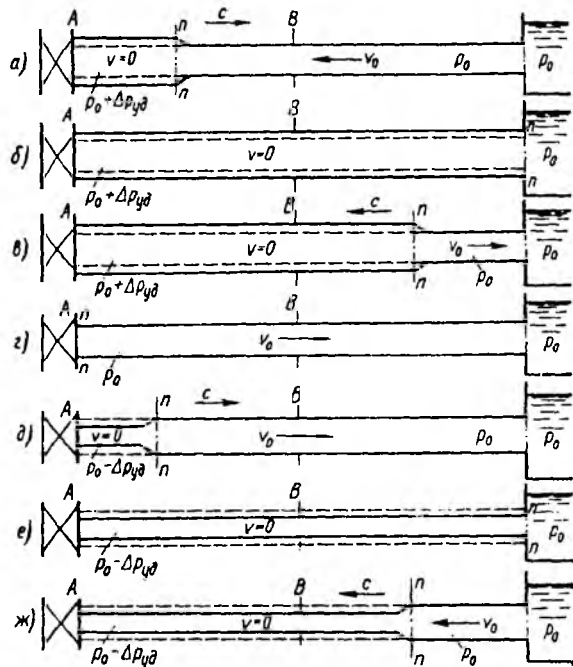


Рис. 1.106. Стадии гидравлического удара

Рис. 1.106. Стадии гидравлического удара

Состояние трубы в момент прихода отрицательной ударной волны к резервуару показано на рис. 1.106, *е*. Так же как и для случая, изображенного на рис. 1.106, *б*, оно не является равновесным. На рис. 1.106, *ж* показан процесс выравнивания давления в трубе и резервуаре, сопровождающийся возникновением движения жидкости со скоростью  $v_0$ .

Очевидно, что как только отраженная от резервуара ударная волна под давлением  $\Delta p_{уд}$  достигнет крана, возникнет ситуация, уже имевшая место в момент закрытия крана. Весь цикл гидравлического удара повторится.

В опытах Н. Е. Жуковского было зарегистрировано до 12 полных циклов с постепенным уменьшением  $\Delta p_{уд}$  из-за трения в трубе и рассеивания энергии в резервуаре.

Протекание гидравлического удара во времени иллюстрируется диаграммой, представленной на рис. 1.107, *а* и *б*.

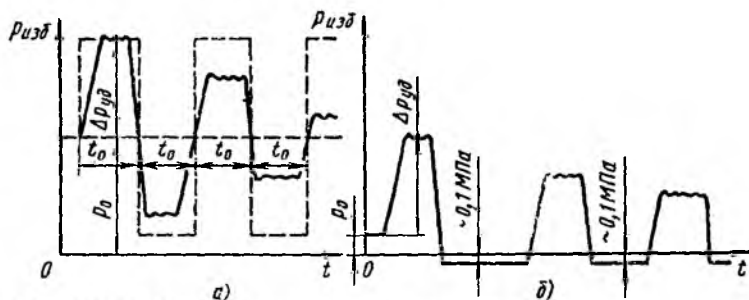


Рис. 1.107. Изменения давления по времени у крана

Диаграмма, показанная штриховыми линиями на рис. 1.107, *а*, характеризует теоретическое изменение давления  $p_{изб}$  в точке *А* (см. рис. 1.106) непосредственно у крана (закрытие крана предполагается мгновенным). Сплошными линиями дан примерный вид действительной картины изменения давления по времени. В действительности давление нарастает (а также падает), хотя и круто, но не мгновенно. Кроме того, имеет место затухание колебаний давления, т. е. уменьшение его амплитудных значений из-за трения и ухода энергии в резервуар.

Описанная картина изменения давления может возникнуть лишь в том случае, когда имеется достаточный запас давления  $p_0$ , т. е. когда  $p_0 > \Delta p_{уд}$  и при снижении давления на  $\Delta p_{уд}$  оно остается положительным. Если же давление  $p_0$  невелико (что бывает очень часто), то первоначальное повышение давления при ударе будет примерно таким же, как и в предыдущем случае. Однако снижение давления на  $\Delta p_{уд}$  невозможно; абсолютное давление у крана падает практически до нуля ( $p_{изб} \approx -0,1 \text{ МПа}$ ), «жидкая колосна» отрывается от крана, возникает кавитация и образуется паровая каверна. В связи с этим нарушается периодичность процесса, и характер изменения давления по времени получается примерно таким, как показано на рис. 1.107, *б*.

Повышение давления  $\Delta p_{уд}$  легко связать со скоростями  $v_0$  и  $c$ , если рассмотреть элементарное перемещение ударной волны  $dx$  за время  $dt$  и применить к элементу трубы  $dx$  теорему об изменении количества движения. При этом получим (рис. 1.108)

$$[(p_0 + \Delta p_{уд}) - p_0] S dt = S \rho (v_0 - 0) dx.$$

Отсюда скорость распространения ударной волны

$$c = dx/dt = \Delta p_{уд}/(\rho v_0),$$

откуда

$$\Delta p_{уд} = \rho v_0 c. \quad (1.164)$$

Полученное выражение носит название формулы Жуковского.

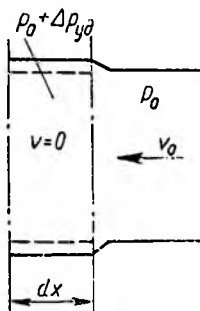


Рис. 1.108. Перемещение ударной волны за время  $dt$

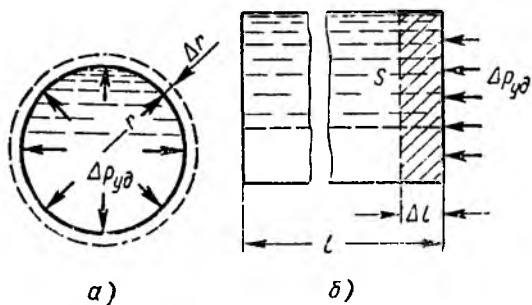


Рис. 1.109. Схемы деформации трубы и жидкости

Но пока неизвестна скорость  $c$ , поэтому ударное давление  $\Delta p_{уд}$  найдем другим путем, а именно из условия, что кинетическая энергия жидкости переходит в работу деформации: растяжения стенок трубы и сжатия жидкости. Кинетическая энергия жидкости в трубе радиусом  $r$

$$mv_0^2/2 = \pi r^2 l \rho v_0^2/2.$$

Работа деформации равна потенциальной энергии деформированного тела и составляет половину произведения силы на удлинение.

Выражая работу деформации стенок трубы как работу сил давления на пути  $\Delta r$  (рис. 1.109, а), получаем

$$\Delta p_{уд} 2\pi r l \Delta r/2.$$

По закону Гука

$$\sigma = \frac{2\pi [(r + \Delta r) - r] E}{2\pi r} = \frac{\Delta r}{r} E, \quad (1.165)$$

где  $\sigma$  — нормальное напряжение в материале стенки трубы, которое связано с давлением  $\Delta p_{уд}$  и толщиной стенки  $\delta$  отношением

$$\sigma = \Delta p_{уд} r/\delta. \quad (1.166)$$

Выразив  $\Delta r$  из уравнения (1.165), а  $\sigma$  из уравнения (1.166), получим работу деформации стенок трубы

$$\Delta p_{уд}^2 \pi r^3 l / (\delta E).$$

Работу сжатия жидкости объемом  $V$  можно представить как работу сил давления на пути  $\Delta l$  (рис. 1.109, б), т. е.

$$\frac{1}{2} S \Delta p_{уд} \Delta l = \frac{1}{2} \Delta p_{уд} \Delta V.$$

Аналогично закону Гука для линейного удлинения относительное уменьшение объема жидкости  $\Delta V/V$  связано с давлением зависимостью

$$(\Delta V/V) K = \Delta p_{уд},$$

где  $K$  — среднее для данного  $\Delta p_{уд}$  значение адиабатного модуля упругости жидкости (см. п. 1.3).

Приняв за  $V$  объем жидкости в трубе, получим выражение работы сжатия жидкости

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta p_{уд}^2 \pi r^2 l}{K}.$$

Таким образом, уравнение энергий примет вид

$$\frac{1}{2} \pi r^2 l \rho v_0^2 = \frac{\pi r^3 l \Delta p_{уд}^2}{\delta E} + \frac{\pi r^2 l \Delta p_{уд}^2}{2K}.$$

Решая его относительно  $\Delta p_{уд}$ , получим формулу Жуковского

$$\Delta p_{уд} = \rho v_0 \frac{1}{\sqrt{\rho/K + 2\rho r/(\delta E)}} = \rho v_0 c. \quad (1.167)$$

Таким образом, скорость распространения ударной волны

$$c = \frac{1}{\sqrt{\rho/K + 2\rho r/(\delta E)}}. \quad (1.168)$$

Если предположить, что труба имеет абсолютно жесткие стенки, т. е.  $E = \infty$ , то от последнего выражения останется лишь  $\sqrt{K/\rho}$ , т. е. скорость звука в однородной упругой среде с плотностью  $\rho$  и объемным модулем  $K$  [см. формулу (1.10)]. Для воды эта скорость равна 1435 м/с, для бензина 1116 м/с, для масла 1200—1400 м/с. Так как в рассматриваемом случае стенки трубы не абсолютно жесткие, то величина  $c$  представляет собой скорость распространения ударной волны в упругой жидкости, заполняющей упругий трубопровод. Эта скорость несколько меньше скорости звука.

Когда уменьшение скорости в трубе происходит не до нуля, а до значения  $v_1$ , возникает *неполный* гидравлический удар и формула Жуковского приобретает вид:

$$\Delta p_{уд} = \rho (v_0 - v_1) c.$$

Формулы Жуковского справедливы при очень быстром закрытии крана или, точнее говоря, когда время закрытия

$$t_{\text{зак}} < t_0 = 2l/c,$$

где  $t_0$  — фаза гидравлического удара.

При этом условии имеет место *прямой* гидравлический удар.

При  $t_{\text{зак}} > t_0$  возникает *непрямой* гидравлический удар, при котором ударная волна, отразившись от резервуара, возвращается к крану раньше, чем он будет полностью закрыт. Очевидно, что повышение давления  $\Delta p'_{\text{уд}}$  при этом будет меньше, чем  $\Delta p_{\text{уд}}$  при прямом ударе.

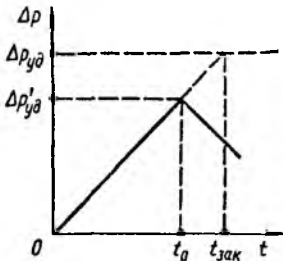


Рис. 1.110. Нарастание ударного давления при  $t_{\text{зак}} > t_0$

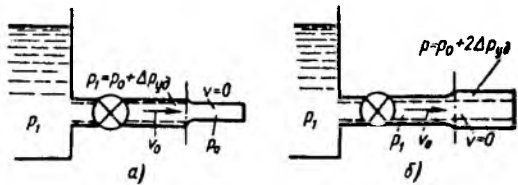


Рис. 1.111. Схемы тупикового трубопровода

Если предположить, что скорость потока при закрытии крана уменьшается, а давление возрастает линейно по времени, то можно записать (рис. 1.110)

$$\Delta p'_{\text{уд}} / \Delta p_{\text{уд}} = t_0 / t_{\text{зак}},$$

откуда

$$\Delta p'_{\text{уд}} = \Delta p_{\text{уд}} t_0 / t_{\text{зак}} = \rho v_0 c 2l / (c t_{\text{зак}}) = \rho v_0 2l / t_{\text{зак}}. \quad (1.169)$$

В тупиковом трубопроводе ударное давление может увеличиться в 2 раза (под ударным давлением здесь понимается резкое повышение давления в трубопроводе, обусловленное внезапным подключением его к источнику высокого давления). Поясним это схемой (рис. 1.111, а) и следующими рассуждениями. Пусть трубопровод с начальным давлением  $p_0$  отделен краном от сосуда большого объема (или насоса) с высоким давлением  $p_1$ . При мгновенном открытии крана давление в начале трубопровода внезапно возрастает на  $\Delta p_{\text{уд}} = p_1 - p_0$ . Возникшая волна давления со скоростью  $c$  перемещается к концу трубопровода. Давление за ее фронтом отличается от давления перед фронтом на  $\Delta p_{\text{уд}}$ , а скорость жидкости в плоскости фронта возрастает от нуля до  $v_0$ , определяемой формулой (1.164):

$$v_0 = \Delta p_{\text{уд}} / (\rho c). \quad (1.170)$$

В момент подхода фронта волны к тупиковому концу давление жидкости во всем трубопроводе увеличивается на  $\Delta p_{уд}$  и жидкость приобретает скорость  $v_0$ . Поскольку дальнейшее движение жидкости невозможно, скорость столба жидкости полностью гасится, дополнительно увеличивая, в свою очередь, давление на  $\Delta p_{уд} = \rho v_0 c$ .

Таким образом, в трубопроводе возникает новая (отраженная) волна давления, направленная к крану (задвижке), за фронтом которой давление по сравнению с первоначальным возросло на  $2\Delta p_{уд}$ , а скорость жидкости  $v = 0$  (рис. 1.111, б).

Формулы (1.164) и (1.168) получены при использовании ряда упрощающих допущений: справедливость закона Гука при деформации трубы и жидкости, отсутствие трения в жидкости и других видов рассеивания энергии в процессе удара и равномерность распределения скоростей по сечению трубы.

Экспериментальные исследования гидравлического удара показывают, что если жидкость не содержит воздушных примесей и начальное давление  $p_0$  не велико, то, несмотря на перечисленные допущения, формула Жуковского достаточно хорошо подтверждается опытом. Неравномерность распределения скоростей, а следовательно, и режим течения в трубе (ламинарное или турбулентное), казалось бы, должны влиять на величину  $\Delta p_{уд}$ , так как от этого зависит кинетическая энергия потока. Однако это влияние практически отсутствует. Объясняется это тем, что при внезапном торможении потока происходят интенсивный сдвиг слоев жидкости и большая потеря энергии на внутреннее трение, которая примерно компенсирует избыток кинетической энергии за счет неравномерности скоростей.

При высоких начальных давлениях  $p_0$  и больших  $\Delta p_{уд}$  последние получаются несколько бóльшими, чем по формуле Жуковского, вследствие возрастания модуля  $K$ , т. е. нарушения линейности изменения деформации по давлению.

Способы предотвращения и смягчения гидравлического удара выбирают для каждого конкретного случая. Наиболее эффективным методом снижения  $\Delta p_{уд}$  является устранение возможности прямого гидравлического удара, что при заданном трубопроводе сводится к увеличению времени срабатывания кранов и других устройств. Аналогичный эффект достигается установкой перед этими устройствами компенсаторов в виде достаточных местных объемов жидкости, гидроаккумуляторов или предохранительных клапанов. Уменьшение скорости движения жидкости в трубопроводах (увеличение диаметра труб при заданном расходе) и уменьшение длины трубопроводов (для получения непрямого удара) также способствуют снижению ударного давления. Иногда вместо всех перечисленных способов уменьшения  $\Delta p_{уд}$  предпочитают простое повышение прочности слабых звеньев системы.

Представляет интерес сопоставление ударного давления  $\Delta p_{уд}$  с инерционным  $p_{ин} = \rho g h_{ин}$  (см. п. 1.47).

Если рассматривать не прямой удар и предположить, что скорость жидкости  $v_0$  уменьшается при закрытии крана по линейному

закону в функции времени  $t$ , то в формуле (1.169) отношение  $v_0/t_{\text{зак}}$  можно заменить ускорением  $a = dv/dt$ . Тогда эта формула примет вид  $\Delta p'_{\text{уд}} = 2\rho a l$  или

$$\Delta h'_{\text{уд}} = \Delta p'_{\text{уд}}/(\rho g) = 2(a/g)l = 2h_{\text{ин}}.$$

Таким образом, ударный напор (или давление) при непрямом гидроударе в 2 раза больше инерционного напора. Следовательно, если требуется рассчитать трубу на прочность, то расчет следует вести не по инерционному, а по ударному давлению.

На рис. 1.112 дан график сравнения ударного  $\Delta p_{\text{уд}}$  (сплошная линия) и инерционного  $p_{\text{ин}}$  (штриховая линия) давлений в зависимости от времени закрытия крана. Первое построено по формуле (1.169) при  $t_{\text{зак}} > t_0$ , а при  $t_{\text{зак}} < t_0$  в соответствии с (1.164) принято постоянным; второе определено по формуле (1.163) с заменой  $a = v_0/t_{\text{зак}}$  и  $p_{\text{ин}} = \rho g h_{\text{ин}}$ .

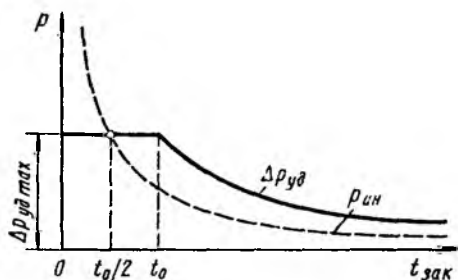


Рис. 1.112. Сравнение ударного и инерционного давлений

Как видно из графика, построенного при  $v_0 = \text{const}$ , при  $t_{\text{зак}} = t_0/2$   $\Delta p_{\text{уд}} = p_{\text{ин}}$ . Однако при  $t_{\text{зак}} < t_0$  инерционное давление является нереальным; при  $t_{\text{зак}} > t_0$  инерционное давление можно рассматривать как осредненное по времени давление при гидравлическом ударе.

## Глава 11. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОТОКА С ОГРАНИЧИВАЮЩИМИ ЕГО СТЕНКАМИ \*

### 1.49. Силы действия потока на стенки канала

Определим силу, с которой поток действует на стенки неподвижного канала на участке между сечениями 1—1 и 2—2 (рис. 1.113). Движение жидкости принимаем установившимся.

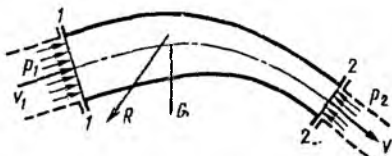


Рис. 1.113. Схема для определения силы давления потока на стенки неподвижного канала

На жидкость, находящуюся на участке потока, действуют следующие внешние силы:  $F_1$  — сила давления в сечении 1—1;  $F_2$  —

\* Написана О. В. Байбаковым.



сила давления в сечении 2—2;  $G$  — вес жидкости;  $R$  — сила, с которой стенка канала действует на жидкость. Последняя является равнодействующей сил давления и трения, действующих на жидкость по поверхности стенки канала.

Результирующая внешних сил, действующих на жидкость,

$$\bar{F} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} + \bar{R}.$$

Согласно уравнению (1.67) количества движения

$$\bar{F} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} + \bar{R} = \overline{Q_m v_2} - \overline{Q_m v_1}.$$

Вследствие равенства сил действия и противодействия сила  $R$ , с которой стенка действует на жидкость, равна силе  $N$ , с которой жидкость действует на стенку, и направлена в обратную сторону:  $\bar{N} = -\bar{R}$ . Тогда

$$\bar{N} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} + \overline{Q_m v_1} - \overline{Q_m v_2}. \quad (1.171)$$

В этом уравнении вектор  $\bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G}$  — статическая составляющая реакции потока; вектор  $\overline{Q_m v_1} - \overline{Q_m v_2} = \bar{N}_{\text{дин}}$  — динамическая составляющая реакции потока.

Силы давления

$$F_1 = p_1 S_1; \quad F_2 = p_2 S_2, \quad (1.172)$$

где  $p_1$  и  $p_2$  — давления в центрах тяжести входного и выходного сечений;  $S_1$  и  $S_2$  — площади входного и выходного сечений потока.

Нагрузка на стенки канала определяется разностью давлений жидкости на внутреннюю поверхность стенки и атмосферного давления на наружную поверхность. Поэтому силы  $F_1$  и  $F_2$  следует находить по избыточным давлениям  $p_1$  и  $p_2$ .

Например, пусть жидкость вытекает из резервуара через колено и присоединенный к нему насадок (рис. 1.114, а). Определим силы, нагружающие болтовые группы фланцевого соединения А. Вес колена и насадка учитывать не будем.

Для решения задачи сечением 1—1, проведенным через фланцевое соединение А, отрезем колено и насадок (рис. 1.114, б). Рассмотрим их равновесие. На отрезанные колено и насадок действуют силы  $N_p$  растягивающая и  $N_{ср}$  срезающая болты, и сила, с которой поток действует на стенки колена и насадка. Согласно уравнению (1.171), последняя складывается из силы давления  $F_1 = p_{\text{изб}} S_1$  в сечении 1—1, веса  $G$  жидкости в колене и насадке, динамических реакций  $N_{\text{дин}1} = Q_m v_1 = Q \rho v_1$  потока в сечении 1—1 и  $N_{\text{дин}2} = Q_m v_2 = Q \rho v_2$  в выходном сечении 2—2 насадка (здесь  $p_{\text{изб}}$ ,  $S_1$  и  $v_1$  — соответственно избыточное давление, площадь сечения

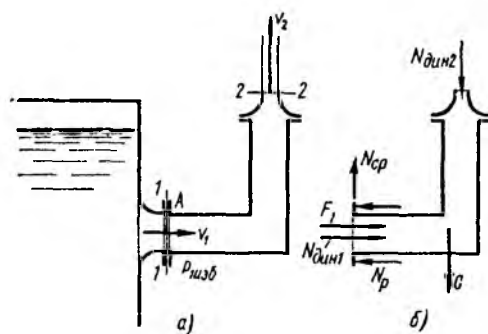


Рис. 1.114. Схема для определения нагрузки на болты фланцевого соединения

и скорость жидкости в сечении 1—1;  $v_2$  — скорость жидкости на выходе из насадка). Сила давления в сечении 2—2  $F_2 = 0$ .

Спроектировав все силы на горизонтальное и вертикальное направления, получим

$$N_p = F_1 + N_{дин1}; \quad N_{ср} = G + N_{дин2}.$$

Определим силу действия потока на стенки движущегося канала. В этом случае движение жидкости является сложным, ее частицы движутся, во-первых, относительно канала, во-вторых, они вместе с каналом совершают переносное движение. Относительное движение жидкости принимаем установившимся.

Для решения поставленной задачи необходимо применить уравнение (1.67) количества движения к относительному движению жидкости. На жидкость, находящуюся в относительном движении, кроме сил  $F_1$  и  $F_2$  давления во входном и выходном сечениях, силы  $R$  реакции стенок канала и веса  $G$ , действуют переносная сила инерции  $U_{пер}$  и кориолисова сила инерции  $U_{кор}$ . Из уравнения количества движения получим, что сила действия потока на стенку движущегося канала

$$\bar{N} = -\bar{R} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} + \bar{U}_{пер} + \bar{U}_{кор} + \overline{Q_{mw}w_1} - \overline{Q_{mw}w_2}, \quad (1.173)$$

где  $Q_{mw}$  — массовый расход жидкости в канале;  $w_1$  и  $w_2$  — относительные скорости жидкости во входном и выходном сечениях участка.

При поступательном движении канала (вращательное движение канала вокруг центра тяжести отсутствует) кориолисова сила инерции равна нулю, а переносная сила инерции равна произведению ускорения  $j$  канала на массу жидкости в нем:

$$U_{пер} = jG/g. \quad (1.174)$$

Если канал движется поступательно, с постоянной скоростью, то  $U_{кор} = 0$ ,  $U_{пер} = 0$  и

$$\bar{N} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} + \overline{Q_{mw}w_1} - \overline{Q_{mw}w_2}. \quad (1.175)$$

### 1.50. Сила действия струи на стенку

Определим силу действия свободной струи, вытекающей из отверстия или насадка, на неподвижную стенку. Эта задача является частным случаем рассмотренной в предыдущем параграфе задачи определения силы действия потока на стенки канала. Рассмотрим сначала стенку конической формы с осью, совпадающей с осью струи (рис. 1.115). Сечениями 1—1 и 2—2 выделим участок потока. Сечение 2—2 представляет собой поверхность вращения. Так как давления во входном 1—1 и выходном 2—2 сечениях равны атмосферному, то силы  $F_1$  и  $F_2$  давления равны нулю. Весом выделенного участка потока пренебрегаем. При этом статическая реакция потока

$$\bar{N}_{ст} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} = 0 \quad \text{и} \quad \bar{N} = \bar{N}_{дин} = \overline{Q_m v_1} - \overline{Q_m v_2}. \quad (1.176)$$

Если пренебречь весом жидкости и, следовательно, разницей высот различных точек сечения 2—2, а также гидравлическим сопротивлением, то из уравнения Бернулли, написанного для сечений 1—1 и 2—2, получим, что скорости в этих сечениях одинаковы:  $v_1 = v_2 = v$ . Ввиду осевой симметрии потока сила его действия на стенку направлена вдоль оси. Спроектировав на это направление векторы сил, входящих в уравнение (1.176), получим

$$N = Q_m v_1 - Q_m v_2 \cos \alpha = Q_m v (1 - \cos \alpha). \quad (1.177)$$

Рассмотрим частные случаи.

1. Струя натекает на плоскую стенку (рис. 1.116, а), перпендикулярную к потоку ( $\alpha = 90^\circ$ ).

При этом

$$N = Q_m v. \quad (1.178)$$

2. Стенка имеет чашеобразную форму (рис. 1.116, б). Струя поворачивает на угол  $\alpha = 180^\circ$ . При этом

$$N = 2Q_m v. \quad (1.179)$$

Определим силу действия струи на плоскую неподвижную стенку, расположенную под углом  $\alpha$  к оси струи (рис. 1.117). Принимаем,

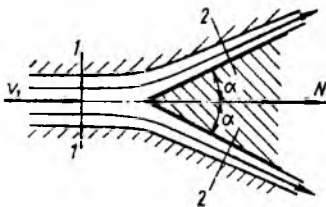


Рис. 1.115. Схема для определения силы действия струи на неподвижное копическое тело

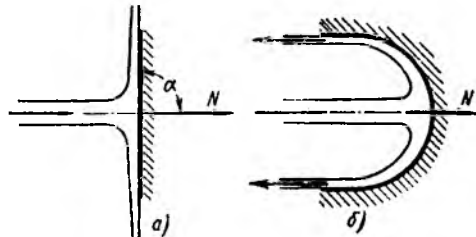


Рис. 1.116. Частные случаи действия струи на стенки

что жидкость растекается по поверхности стенки только двумя потоками, массовые расходы которых равны  $Q_{m2}$  и  $Q_{m3}$ . Для того чтобы жидкость не могла растекаться в боковые стороны (перпендикулярно к плоскости чертежа), стенке придаем форму желоба. Принимаем, что силы трения по поверхности стенки пренебрежимо малы. При этом сила  $N$  действия струи на стенку направлена перпендикулярно к стенке. Выделим сечениями 1—1, 2—2 и 3—3 участок потока. Так как силы  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_3$  давления, действующие в сечениях 1—1, 2—2 и 3—3 равны нулю, а вес жидкости пренебрежимо мал, статическая реакция потока равна нулю и сила действия потока на стенку

$$\bar{N} = \bar{N}_{\text{дин}} = \overline{Q_{m1}v_1} - \overline{Q_{m2}v_2} - \overline{Q_{m3}v_3}.$$

Спроектировав векторы сил, входящих в уравнение, на направление  $y$ , перпендикулярное к стенке, и направление  $x$ , параллель-

ное ей, получим

$$N_y = N = Q_{m1} v_1 \sin \alpha; \quad (1.180)$$

$$N_x = 0 = Q_{m1} v_1 \cos \alpha - Q_{m2} v_2 + Q_{m3} v_3. \quad (1.181)$$

Если пренебречь гидравлическими потерями на трение жидкости о стенку, то скорости в сечениях 1—1, 2—2 и 3—3 будут равны. При этом из уравнения (1.181) получим

$$Q_{m1} \cos \alpha - Q_{m2} + Q_{m3} = 0. \quad (1.182)$$

Согласно уравнению расходов

$$Q_{m1} = Q_{m2} + Q_{m3}. \quad (1.183)$$

По уравнениям (1.182) и (1.183) можно определить расходы  $Q_{m2}$  и  $Q_{m3}$ .

Силу воздействия свободной струи на коническую стенку, движущуюся поступательно с постоянной переносной скоростью  $u$

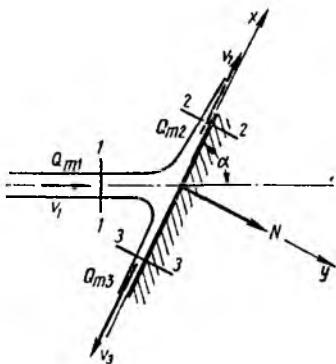


Рис. 1.117. Схема натекания струи на плоскую наклонную стенку

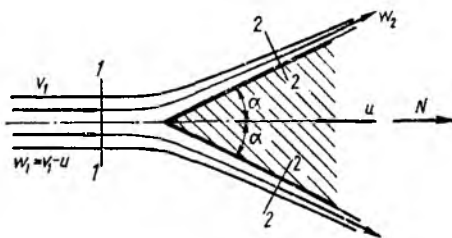


Рис. 1.118. Схема натекания струи на движущееся коническое тело

(рис. 1.118), можно найти по уравнению (1.175). Его следует применить к участку струи, расположенному между сечениями 1—1 и 2—2. Так же как и в случае неподвижной стенки, статическая реакция

$$\bar{N}_{ст} = \bar{F}_1 + \bar{F}_2 + \bar{G} = 0.$$

Сила действия струи на стенку направлена вдоль оси. Спроектировав на это направление векторы сил, входящих в уравнение (1.175), получим

$$N = Q_{mw} (w_1 - w_2 \cos \alpha).$$

Относительная скорость жидкости в сечении 1—1

$$w_1 = v_1 - u,$$

где  $v_1$  — абсолютная скорость жидкости в струе.

Пренебрегая гидравлическими потерями и разницей высот точек в сечениях 1—1 и 2—2, из уравнения Бернулли для относительного движения получим  $w_2 = w_1$ . Массовый расход жидкости относительно стенки

$$Q_{m_w} = \rho w_1 S = \rho (v_1 - u) S,$$

где  $S$  — площадь сечения струи.

Отсюда сила действия струи на стенку

$$N = \rho S (v_1 - u)^2 (1 - \cos \alpha). \quad (1.184)$$

### 1.51. Уравнение моментов количества движения для установившегося движения жидкости в равномерно вращающихся каналах

Пусть тело  $A$  (рис. 1.119) массой  $m$  движется со скоростью  $v$ . Спроектировав количество движения тела  $mv$  на направление,

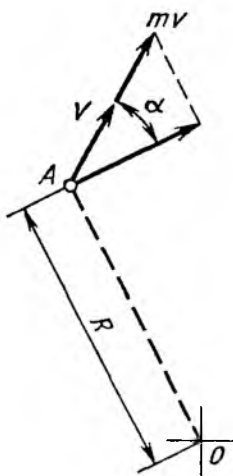


Рис. 1.119. Момент количества движения

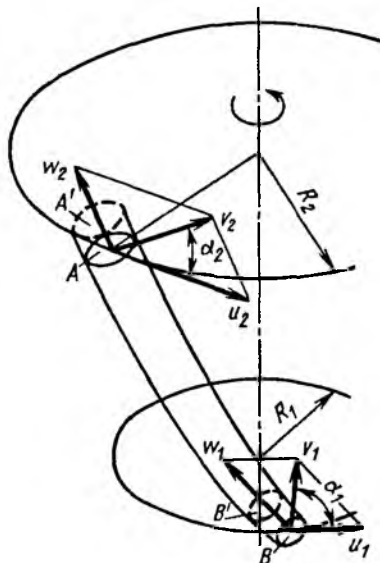


Рис. 1.120. К выводу уравнения моментов количества движения для установившегося движения жидкости

перпендикулярное к лучу, проведенному к телу  $A$  из точки  $O$ , и умножив полученную проекцию на расстояние  $OA = R$  получим момент количества движения тела относительно точки  $O$ :

$$L = mv \cos \alpha R. \quad (1.185)$$

Если на тело действует сила, то за счет изменения его скорости количество движения, а следовательно, и момент количества движения изменяются. По теореме о моменте количества движения

секундное изменение момента количества движения равно моменту внешних сил, действующих на данное тело:

$$dL/dt = M. \quad (1.186)$$

Применим уравнение моментов количества движения к установившемуся потоку жидкости в равномерно вращающемся канале (рис. 1.120). Выделим контрольными поверхностями  $A$  и  $B$  объем жидкости, находящейся в канале. Через промежуток времени  $dt$  объем жидкости  $AB$  переместится в положение  $A'B'$ .

Изменение момента количества движения жидкости за время  $dt$

$$dL = L_{A'B'} - L_{AB}.$$

Объем  $A'B'$  состоит из объемов  $A'A$  и  $AB'$ . Момент количества движения жидкости в объеме  $A'B'$  равен сумме моментов количества движения жидкости в объемах  $A'A$  и  $AB'$ :

$$L_{A'B'} = L_{A'A} + L_{AB'}.$$

Аналогично объем  $AB$  состоит из объемов  $AB'$  и  $B'B$ . Тогда

$$L_{AB} = L_{AB'} + L_{B'B}.$$

При установившемся движении момент количества движения жидкости в объеме  $AB'$  как в уравнении для  $L_{A'B'}$  (момент времени  $t + dt$ ), так и в уравнении для  $L_{AB}$  (момент времени  $t$ ) одинаков, поэтому

$$dL = L_{A'B'} - L_{AB} = (L_{A'A} + L_{AB'}) - (L_{AB'} + L_{B'B}) = L_{A'A} - L_{B'B}.$$

Объемы  $A'A$  и  $B'B'$  равны объемам жидкости, протекающей через поверхности  $A$  и  $B$  за время  $dt$ . Следовательно, массы жидкости в этих объемах равны  $Q_m dt$ , где  $Q_m$  — массовый расход, который при установившемся движении жидкости одинаков для сечений  $A$  и  $B$ . Отсюда

$$dL = Q_m dt v_2 \cos \alpha_2 R_2 - Q_m dt v_1 \cos \alpha_1 R_1 = Q_m dt (v_{u2} R_2 - v_{u1} R_1),$$

где  $v_{u1} = v_1 \cos \alpha_1$  и  $v_{u2} = v_2 \cos \alpha_2$  — окружные составляющие абсолютной скорости потока на входе в канал и на выходе из него, равной геометрической сумме  $\vec{v} = \vec{u} + \vec{w}$  (см. рис. 1.120).

Секундное изменение момента количества движения жидкости, находящейся в канале, равно моменту  $M$  действующих на нее внешних сил:

$$dL/dt = Q_m (v_{u2} R_2 - v_{u1} R_1) = M. \quad (1.187)$$

К внешним силам, действующим на жидкость в канале, относятся силы, с которыми стенки канала действуют на жидкость, силы давления и трения на поверхностях  $A$  и  $B$  и сила тяжести. По уравнению (1.187) можно определить момент сил действия стенок канала на жидкость.

## ЧАСТЬ 2. ЛОПАСТНЫЕ НАСОСЫ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПЕРЕДАЧИ

---

### Глава 12. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

#### 2.1. Введение

*Гидравлическими машинами* называются машины, которые сообщают протекающей через них жидкости механическую энергию (*насос*), либо получают от жидкости часть энергии и передают ее рабочему органу для полезного использования (*гидравлический двигатель*). Насосы являются одной из самых распространенных разновидностей машин. Их применяют для различных целей, начиная от водоснабжения населения и предприятий и кончая подачей топлива в двигателях ракет. Гидродвигатели имеют большое значение в энергетике. В настоящее время в Советском Союзе около 20 % всей электроэнергии вырабатывается на гидроэлектростанциях. Для использования гидравлической энергии рек и преобразования ее в механическую энергию вращающегося вала генератора на гидроэлектростанциях применяют гидротурбины, являющиеся одной из разновидностей гидродвигателей. Мощность современных гидротурбин доходит до 650 тыс. кВт. Турбины используют и при бурении скважин.

Насосы и гидродвигатели применяют также в *гидропередачах*, назначением которых является передача механической энергии от двигателя к исполнительному рабочему органу, а также преобразование вида и скорости движения последнего посредством жидкости. Гидропередача состоит из насоса и гидродвигателя. Насос, работающий от двигателя, сообщает жидкости энергию. Пройдя через насос, жидкость поступает в гидродвигатель, где передает механическую энергию исполнительному рабочему органу. Назначение гидропередач такое же, как и механических передач (муфты, коробки скоростей, редукторы и т. д.), однако по сравнению с последними они имеют следующие преимущества.

1. Большая плавность работы. Люфты, неизбежные в элементах механической передачи, а также неточность ее изготовления приводят к вибрациям. Включение и выключение механической передачи или изменение ее передаточного числа сопровождается толчками.

2. Возможность получения бесступенчатого изменения передаточного числа. В механических передачах изменение передаточного числа обычно производится ступенями. Механические передачи, допускающие бесступенчатое изменение передаточного числа (например, фрикционные), недостаточно надежны и могут применяться только при малой мощности.

3. Возможность получения меньшей зависимости момента на ведущем валу от нагрузки, приложенной к исполнительному органу. Это упрощает обслуживание машин и предохраняет двигатель и трансмиссию от перегрузки.

4. Возможность передачи больших мощностей.

5. Малые габаритные размеры и масса.

6. Высокая надежность.

Эти преимущества привели к большому распространению гидропередач, несмотря на их несколько меньший, чем у механических передач КПД.

В современной технике применяется большое количество разновидностей гидромашин. Наибольшее распространение получили объемные и лопастные насосы и гидродвигатели. Объемные гидромашин (поршневые, шестеренные, аксиально-поршневые и т. д.) работают за счет изменения объема рабочих камер, периодически соединяющихся с входным и выходным патрубками. Рабочим органом лопастной машины является вращающееся рабочее колесо, снабженное лопастями. Энергия от рабочего колеса жидкости (лопастный насос) или от жидкости рабочему колесу (лопастный двигатель) передается путем динамического взаимодействия лопастей колеса с обтекающей их жидкостью. К лопастным насосам относятся центробежные и осевые.

На рис. 2.1 изображена простейшая схема центробежного насоса. Проточная часть насоса состоит из трех основных элементов — подвода 1, рабочего колеса 2 и отвода 3. По подводу жидкость подается в рабочее колесо из подводящего трубопровода. Назначением рабочего колеса является передача жидкости энергии от двигателя. Рабочее колесо центробежного насоса состоит из ведущего *a* и ведомого (обода) *b* дисков, между которыми находятся лопатки *в*, изогнутые, как правило, в сторону, противоположную направлению вращения колеса. Ведущим диском рабочее колесо крепится на валу. Жидкость движется через колесо из центральной его части к периферии. По отводу жидкость отводится от рабочего колеса к напорному патрубку или, в многоступенчатых насосах, к следующему колесу.

К наиболее распространенным лопастным гидродвигателям относятся радиально-осевые и осевые гидротурбины. Радиально-осевая гидротурбина принципиально не отличается по конструкции от центробежного насоса. Направление движения жидкости в ней и на-

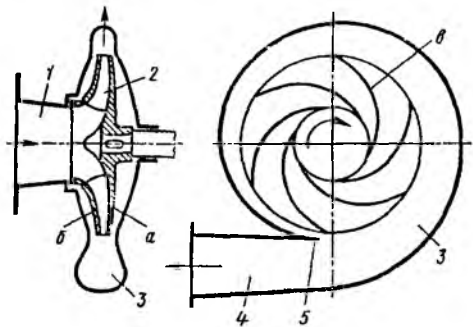


Рис. 2.1. Схема центробежного насоса консольного типа:

1 — подвод; 2 — рабочее колесо; 3 — отвод; 4 — диффузор; 5 — лезвие



правление вращения колеса противоположны движению в центробежном насосе. Радиально-осевая турбина и центробежный насос являются обратимыми машинами и могут работать как в турбинном, так и в насосном режимах.

Рассмотрим подробнее механизм передачи энергии в лопастной гидромашине. При обтекании потоком крылового профиля (например, крыла самолета) на его верхней и нижней поверхностях образуется перепад давления и, следовательно, возникает сила  $P$  (рис. 2.2), которая называется подъемной силой. Аналогично этому возникает подъемная сила на лопатках рабочего колеса лопастной гидромашинны при движении их в жидкости. У лопастного насоса направление момента подъемных сил противоположно направлению вращения рабочего колеса. Преодолевая этот момент при вращении,

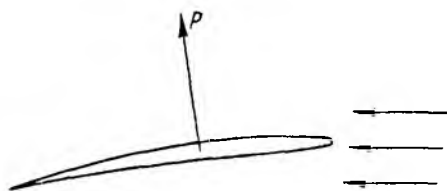


Рис. 2.2. Сила, действующая на крыловой профиль

колесо совершает работу. Для этого к колесу от двигателя подводится энергия, которая, согласно закону сохранения энергии, передается жидкости и увеличивает ее удельную энергию. В дальнейшем удельная энергия жидкости частично превращается в тепло из-за трения между слоями жидкости в насосе и, следовательно, теряется,

частично остается в форме механической удельной энергии, составляя полезный напор насоса. Насос конструируют так, чтобы потери энергии были возможно малыи.

У лопастного двигателя (гидротурбины) направление момента подъемных сил совпадает с направлением вращения колеса. Воздействуя на лопатки, жидкость вращает рабочее колесо, передавая ему энергию.

Лопастные насосы бывают одноступенчатыми и многоступенчатыми. Одноступенчатые насосы имеют одно рабочее колесо, многоступенчатые — несколько последовательно соединенных рабочих колес, закрепленных на одном валу. На рис. 2.1 изображен одноступенчатый насос консольного типа. Рабочее колесо у этих насосов закреплено на конце (консоли) вала. Вал не проходит через область всасывания, что позволяет применить простейшую форму подвода в виде прямоосного конфузора.

На рис. 2.3 изображен одноступенчатый насос двустороннего входа. Он имеет раздваивающийся спиральный подвод (см. рис. 2.47). Жидкость входит в рабочее колесо с двух сторон двумя потоками. В рабочем колесе эти потоки соединяются и выходят в общий отвод.

Одноступенчатые насосы сообщают жидкости ограниченный напор\*. Для повышения напора применяют многоступенчатые насосы, в которых жидкость проходит последовательно через несколько

\* Напором насоса называется энергия, сообщаемая им единице веса жидкости.

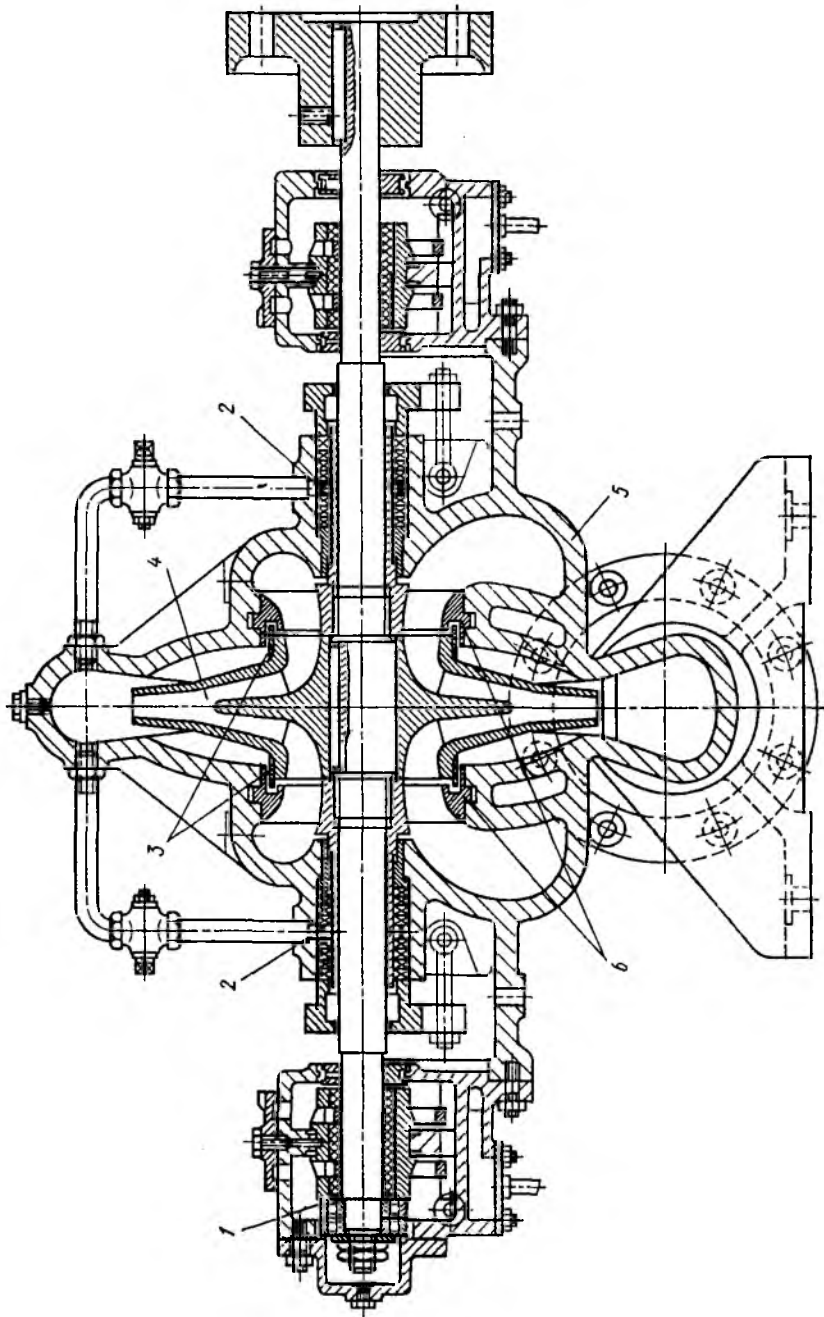


Рис. 2.3. Одноступенчатый насос двустороннего входа

рабочих колес, закрепленных на одном валу (рис. 2.4). При этом пропорционально числу колес увеличивается напор насоса.

Осевые насосы будут рассмотрены в п. 2.8.

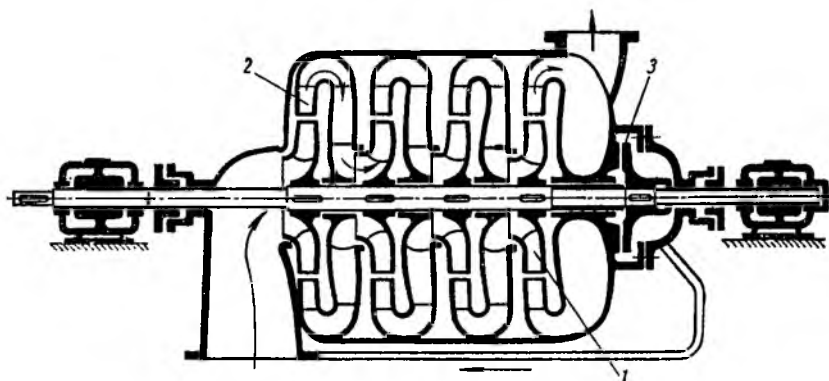


Рис. 2.4. Схема многоступенчатого секционного центробежного насоса:

1 — рабочее колесо; 2 — направляющий аппарат; 3 — гидравлическая пята

## 2.2. Подача, напор и мощность насоса

Работа насоса характеризуется его подачей, напором, потребляемой мощностью, КПД и частотой вращения. *Подачей* насоса называется расход жидкости через напорный (выходной) патрубок. Так же как и расход, подача может быть объемной ( $Q$ ) и массовой ( $Q_m$ ). *Напор*  $H$  представляет собой разность энергий единицы веса жидкости в сечении потока после насоса  $z_n + p_n / (\rho g) + v_n^2 / (2g)$  и перед ним  $z_b + p_b / (\rho g) + v_b^2 / (2g)$ :

$$H = z_n - z_b + (p_n - p_b) / (\rho g) + (v_n^2 - v_b^2) / (2g) \quad (2.1)$$

и выражается в метрах.

*Мощностью* насоса (мощностью, потребляемой насосом) называется энергия, подводимая к нему от двигателя за единицу времени. Мощность можно определить из следующих соображений. Каждая единица веса жидкости, прошедшая через насос, приобретает энергию в количестве  $H$ , за единицу времени через насос протекает жидкость весом  $Q \rho g$ . Следовательно, энергия, приобретенная за единицу времени жидкостью, прошедшей через насос, или полезная мощность насоса

$$N_n = Q \rho g H. \quad (2.2)$$

Мощность насоса  $N$  больше полезной мощности  $N_n$  на величину потерь в насосе. Эти потери оцениваются КПД насоса  $\eta$ , который равен отношению полезной мощности насоса к потребляемой:

$$\eta = N_n / N. \quad (2.3)$$

Отсюда мощность, потребляемая насосом,

$$N = Q\rho gH/\eta. \quad (2.4)$$

По этой мощности подбирается двигатель. Найденные по уравнениям (2.2) и (2.4) мощности выражаются в единицах СИ в ваттах, в технической системе единиц — в кгс·м/с.

### 2.3. Баланс энергии в лопастном насосе

На рис. 2.5 изображен баланс энергии в лопастном насосе. К насосу подводится мощность  $N$ . Часть этой мощности теряется (превращается в тепло). Потери мощности в насосе делят на механические, объемные и гидравлические.

**Механические потери.** Механическими являются потери на трение в подшипниках, в уплотнениях вала и на трение наружной поверхности рабочих колес о жидкость (дисковое трение).

Мощность, остающаяся за вычетом механических потерь, передается рабочим колесом жидкости. Ее принято называть *гидравлической*. Энергия, переданная рабочим колесом единице веса проходящей через него жидкости, называется *теоретическим напором*  $H_T$ . Он больше напора  $H$  насоса на величину гидравлических потерь  $h_p$  при течении жидкости в рабочих органах насоса:

$$H_T = H + h_p. \quad (2.5)$$

Через рабочее колесо протекает в секунду жидкость объемом  $Q_n$  или весом  $Q_n \rho g$ . Следовательно, гидравлическая мощность насоса, т. е. мощность, сообщаемая жидкости в колесе,

$$N_g = Q_n \rho g H_T. \quad (2.6)$$

Величина механических потерь оценивается *механическим КПД*, который равен отношению оставшейся после преодоления механических сопротивлений гидравлической мощности  $N_g$  к мощности  $N$ , потребляемой насосом

$$\eta_{\text{мех}} = N_g/N. \quad (2.7)$$

**Объемные потери.** Рассмотрим объемные потери в одноступенчатом насосе. Жидкость, выходящая из рабочего колеса в количестве  $Q_n$ , в основном поступает в отвод ( $Q$ ) и, следовательно, в напорный патрубок насоса, и частично возвращается в подвод через зазор в уплотнении  $I$  между рабочим колесом и корпусом насоса (утечка  $q_n$ , рис. 2.6). Энергия жидкости, возвращающейся в подвод, теряется. Эти потери называются *объемными*. Утечки обусловлены тем, что давление на выходе из рабочего колеса больше, чем в подводе.

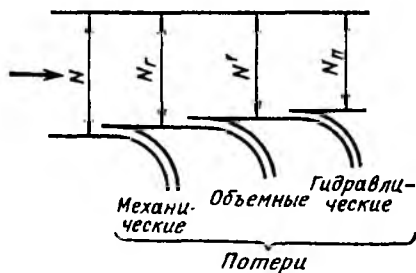


Рис. 2.5. Баланс энергии в лопастном насосе

Утечки тем значительнее, чем больше зазор в уплотнении 1 между рабочим колесом и корпусом насоса. Для того чтобы уменьшить утечки, следует уменьшить этот зазор до минимума, допускаемого технологией изготовления и деформацией вала и корпуса насоса при их нагрузке во время работы.

Кроме рассмотренных утечек жидкости имеют место утечки через уплотнения вала. Они обычно малы и при рассмотрении баланса мощности ими можно пренебречь.

Объемные потери оценивают *объемным КПД*, равным отношению мощности  $N'$ , оставшейся за вычетом мощности, затрачиваемой на объемные потери, к гидравлической мощности  $N_r$  (см. рис. 2.5):

$$\eta_o = N'/N_r = (N_r - N_o)/N_r, \quad (2.8)$$

где  $N_o$  — мощность, затрачиваемая на объемные потери.

Каждая единица веса жидкости, протекающей через уплотнение рабочего колеса, уносит энергию  $H_T$ . Следовательно, мощность, затрачиваемая на объемные потери

$$N_o = q_n \rho g H_T.$$

Так как расход через колесо  $Q_k = Q + q_n$  (см. рис. 2.6),

$$N' = N_r - N_o = Q_k \rho g H_T - q_n \rho g H_T = Q \rho g H_T. \quad (2.9)$$

Подставив выражения (2.9) и (2.6) в уравнение (2.8), получим

$$\eta_o = Q/Q_k = Q/(Q + q_n). \quad (2.10)$$

В многоступенчатых насосах секционного типа (см. рис. 2.4) также имеются утечки жидкости через зазоры между валом и перегородками — диафрагмами, разделяющими ступени, и через гидравлическую пяту 3. Потери энергии, обусловленные утечками через уплотнения диафрагм, относятся к гидравлическим и механическим потерям, а через гидравлическую пяту — к объемным. Для многоступенчатых секционных насосов объемный КПД определяется также по уравнению (2.10), однако при этом под  $q_n$  следует понимать не утечку через уплотнение рабочего колеса одной ступени, а сумму этой утечки и утечки  $q_n$  в гидравлической пяте.

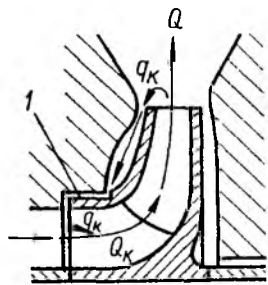


Рис. 2.6. Утечки в уплотнении рабочего колеса

**Гидравлические потери.** Третьим видом потерь энергии в насосе являются потери на преодоление гидравлического сопротивления подвода, рабочего колеса и отвода, или гидравлические потери. Они оцениваются *гидравлическим КПД*  $\eta_r$ , который равен отношению полезной мощности насоса  $N_n$  к мощности  $N'$  (см. рис. 2.5). Согласно уравнениям (2.2), (2.5) и (2.1)

$$\eta_r = N_n/N' = H/H_T = H/(H + h_n). \quad (2.11)$$

Как было указано в п. 2.2, КПД насоса  
 $\eta = N_{\text{п}}/N$ .

Умножив и разделив правую часть уравнения на  $N_{\text{г}}N'$ , получим  

$$\eta = \frac{N_{\text{п}}}{N'} \frac{N'}{N_{\text{г}}} \frac{N_{\text{г}}}{N} = \eta_{\text{г}} \eta_{\text{о}} \eta_{\text{мех}}, \quad (2.12)$$

т. е. КПД насоса равен произведению гидравлического, объемного и механического КПД.

#### 2.4. Основное уравнение лопастных насосов

Основное уравнение лопастных насосов можно вывести на основании уравнения (1.187) моментов количества движения

$$M = Q_m (v_{u2}R_2 - v_{u1}R_1),$$

примененного для жидкости, находящейся в рабочем колесе насоса, которое представляет собой систему капалов. Рассматриваемый объем жидкости ограничен изнутри и по периферии поверхностями вращения, образующими которых являются входные и выходные кромки лопаток. Момент сил давления на эти границы равен нулю, так как нормали к поверхностям вращения проходят через ось колеса. Силы трения на указанных границах пренебрежимо малы. Поэтому момент  $M$ , действующий на жидкость в колесе, обусловлен только воздействием на нес стенок каналов колеса (лопаток и внутренних поверхностей ведущего и ведомого дисков). Под величиной  $Q_m$  в уравнении (1.187) следует понимать массовый расход  $Q_{mk} = Q_k \rho$  жидкости через колесо.

Умножим последнее уравнение на угловую скорость  $\omega$  рабочего колеса. Произведение  $M\omega$  есть секундная работа, которую совершает рабочее колесо, воздействуя на находящуюся в нем жидкость. Эта работа равна энергии, передаваемой рабочим колесом жидкости за единицу времени, или гидравлической мощности  $N_{\text{г}}$ . Отсюда

$$N_{\text{г}} = Q_{mk}\omega (v_{u2}R_2 - v_{u1}R_1).$$

Согласно уравнению (2.6) с учетом того, что  $Q_k \rho = Q_{mk}$ ,

$$N_{\text{г}} = Q_{mk}gH_{\text{т}}.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} Q_{mk}gH_{\text{т}} &= Q_{mk}\omega (v_{u2}R_2 - v_{u1}R_1); \\ H_{\text{т}} &= H/\eta_{\text{г}} = (\omega/g) (v_{u2}R_2 - v_{u1}R_1). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Полученное основное уравнение лопастных насосов было впервые выведено Эйлером. Оно связывает напор насоса со скоростями движения жидкости, которые зависят от подачи и частоты вращения насоса, а также от геометрии рабочего колеса и подвода. Поток на входе в колесо создается предшествующим колесу устройством — подводом. Следовательно момент скорости  $v_{u1}R_1$  на входе в колесо определяется конструкцией подвода и практически не зависит от кон-

струкции колеса. Поток на выходе из колеса создается самим колесом, поэтому момент скорости  $v_{u2}R_2$  определяется конструкцией колеса, особенно геометрией его выходных элементов (наружным диаметром, шириной лопаток, углом установки их на выходе). Основное уравнение дает возможность по заданным напору, частоте вращения и подаче насоса рассчитать выходные элементы рабочего колеса.

Подводы многих конструкций, например прямоосный конфузор, не закручивают поток и момент скорости  $v_{u1}R_1 = 0$ . В этом случае теоретический напор

$$H_T = (\omega/g) v_{u2}R_2. \quad (2.14)$$

## 2.5. Движение жидкости в рабочем колесе центробежного насоса

В рабочем колесе насоса частицы жидкости движутся относительно рабочего колеса и, кроме того, они вместе с ним совершают переносное движение. Сумма относительного и переносного движений

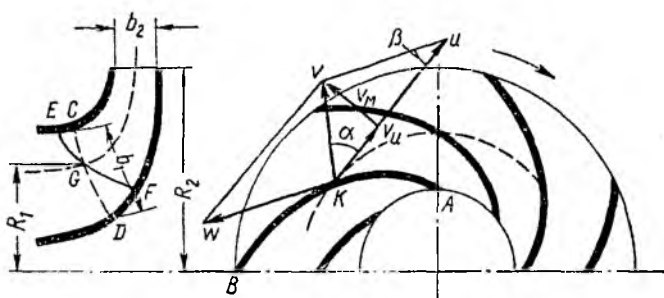


Рис. 2.7. Схема для рассмотрения движения жидкости в рабочем колесе

дает абсолютное движение жидкости, т. е. движение ее относительно неподвижного корпуса насоса. Скорость абсолютного движения  $v$  (абсолютная скорость) равна геометрической сумме скорости  $w$  жидкости относительно рабочего колеса (относительной скорости) и окружной скорости  $u$  рабочего колеса (переносной скорости):

$$\vec{v} = \vec{w} + \vec{u}. \quad (2.15)$$

Для упрощения рассуждений допускаем, что поток в рабочем колесе осесимметричный. При этом траектории всех частиц жидкости в относительном движении одинаковы. Примем, что они совпадают с кривой очертания лопатки  $AB$  (рис. 2.7). Относительные скорости частиц жидкости, лежащих на одной окружности, одинаковы и направлены по касательной к поверхности лопатки в рассматриваемой точке. Указанные допущения часто называют схемой бесконечного числа лопаток. В действительности поток жидкости в рабочем колесе не является осесимметричным. Давление на лицевой стороне ло-

патки (передняя сторона лопатки по отношению к направлению ее движения) больше, чем на ее тыльной стороне. Согласно уравнению Бернулли, чем больше давление, тем меньше скорость. Поэтому относительная скорость частиц, движущихся вдоль лицевой стороны лопатки, меньше относительной скорости частиц, движущихся вдоль ее тыльной стороны. Относительные траектории частиц, непосредственно примыкающих к лопатке, совпадают по форме с лопаткой. Траектории же остальных частиц отличаются от нее.

Из уравнения (2.15) следует, что скорости  $v$ ,  $w$  и  $u$  образуют треугольник скоростей. На рис. 2.7 изображено сложение скоростей для произвольной точки  $K$  внутри колеса. Согласно схеме бесконечного числа лопаток, относительная скорость  $w$  направлена по касательной к лопатке. Окружная скорость  $u$  направлена по касательной к окружности, на которой расположена рассматриваемая точка, в сторону вращения рабочего колеса.

Разложим абсолютную скорость  $v$  на две взаимно перпендикулярные составляющие:  $v_u$  — окружную составляющую абсолютной скорости и  $v_m$  — меридиональную скорость — проекцию абсолютной скорости на плоскость, проходящую через ось колеса и рассматриваемую точку. Эта плоскость называется меридиональной.

Введем следующие обозначения:

- $\alpha$  — угол между абсолютной  $v$  и переносной  $u$  скоростями жидкости;
- $\beta$  — угол между относительной скоростью  $w$  и отрицательным направлением переносной скорости  $u$  жидкости;
- $\beta_n$  — угол между касательной к лопатке и отрицательным направлением переносной скорости  $u$  жидкости.

Введем также индекс 1 для обозначения скоростей и углов на входе в рабочее колесо и индекс 2 для обозначения тех же величин на выходе из него.

Построим треугольник скоростей для точки  $G$  входной кромки  $EF$  рабочего колеса (см. рис. 2.7). Меридиональную скорость  $v_{m1}$  определим из уравнения расхода. Принимая распределение меридиональных скоростей по ширине рабочего колеса равномерным, получим

$$v_{m1} = Q_n / S_1 = Q / (\eta_0 S_1), \quad (2.16)$$

где  $Q_n$  — расход жидкости, протекающей через колесо;  $S_1$  — площадь нормального сечения меридионального потока.

Меридиональным называют воображаемый поток, движущийся через рабочее колесо со скоростями, равными меридиональным. Иными словами, меридиональный поток есть поток, протекающий без окружной скорости через полость вращения, образованную ведомым и ведущим дисками рабочего колеса. Нормальное сечение меридионального потока имеет форму поверхности вращения. Она образована вращением вокруг оси колеса линии  $CD$ , пересекающей под прямыми углами линии тока меридионального потока, и проходящей через точку  $G$ . Согласно теореме Гюльдена, площадь  $S_0$  этой поверхности вращения равна произведению длины  $b_1$  образующей  $CD$  на длину окружности, описываемой центром тяжести ли-



нии  $CD$  при ее вращении вокруг оси насоса:

$$S_0 = 2\pi R_{цн} b_1, \quad (2.17)$$

где  $R_{цн}$  — радиус, на котором расположен центр тяжести линии  $CD$ .

Часть поверхности вращения занята телом лопаток, поэтому искомая площадь нормального сечения меридионального потока  $S_1 = \psi_1 S_0$ , где  $\psi_1 < 1$  — коэффициент стеснения на входе в рабочее колесо.

Величина  $\psi_1$  определяется из следующих соображений. Площадь

$$S_1 = 2\pi R_{цн} b_1 - \sigma_1 b_1 z,$$

где  $\sigma_1$  — толщина лопатки на входе, измеренная в окружном направлении (рис. 2.8);  $z$  — число лопаток.

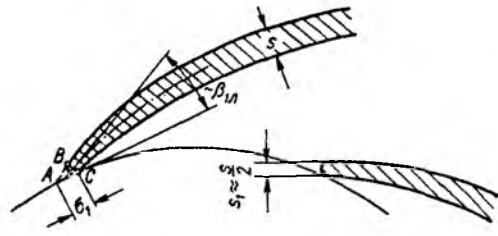


Рис. 2.8. Входной участок лопатки рабочего колеса

Приближенно из треугольника  $ABC$

$$\sigma_1 \approx s_1 / \sin \beta_{1л},$$

где  $s_1$  — толщина лопатки на входе, измеренная по нормали к ее поверхности.

Отсюда

$$\psi_1 = S_1 / S_0 = (2\pi R_{цн} - z \sigma_1) / (2\pi R_{цн}). \quad (2.18)$$

У наиболее распространенных насосов величина  $\psi_1$  колеблется от 0,75 (малые колеса) до 0,88 (большие колеса).

Окончательно получим

$$v_{м1} = Q / (2\pi R_{цн} b_1 \psi_1 \eta_0). \quad (2.19)$$

В п. 2.4 было отмечено, что момент скорости  $v_{ц1} R_1$  и, следовательно окружная составляющая  $v_{ц1}$  абсолютной скорости на входе определяются конструкцией подвода. Многие разновидности подвода не закручивают поток, при этом  $v_{ц1} = 0$ . Окружная составляющая абсолютной скорости на входе не равна нулю для спирального подвода (см. рис. 2.47) и часто для обратных каналов направляющего аппарата (см. рис. 2.49), служащих подводом промежуточных ступеней секционных насосов.

Окружная скорость рабочего колеса

$$u_1 = \omega R_1, \quad (2.20)$$

где  $\omega$  — угловая скорость рабочего колеса;  $R_1$  — радиус, на котором расположена точка  $G$  входной кромки колеса (см. рис. 2.7).

Зная величины  $v_{м1}$ ,  $v_{ц1}$  и  $u_1$ , можно построить треугольник скоростей на входе (рис. 2.9) и, следовательно, определить относительную скорость  $w_1$  и углы  $\alpha_1$  и  $\beta_1$ .

Направление входного элемента лопатки следует выбирать близким к направлению относительной скорости  $w_1$ . В противном случае получается отрыв потока от лопатки с образованием вихревой зоны (см. рис. 2.12, б), сильно увеличивающей потери на входе



где  $\sigma_2$  — толщина лопатки на выходе, измеренная в окружном направлении:  

$$\sigma_2 = s_2 / \sin \beta_{2л}. \quad (2.23)$$

У наиболее распространенных насосов величина  $\psi_2$  колеблется от 0,9 (малые насосы) до 0,95 (большие насосы).

Меридиональная скорость на выходе

$$v_{M2} = Q / (2\pi R_2 b_2 \psi_2 \eta_0). \quad (2.24)$$

Окружная скорость рабочего колеса на выходе

$$u_2 = \omega R_2. \quad (2.25)$$

Окружная составляющая скорости жидкости на выходе из рабочего колеса  $v_{u2}$  определяется из уравнения Эйлера (2.13) по известному напору насоса. Зная величины  $v_{M2}$ ,  $u_2$  и  $v_{u2}$  можно построить треугольник скоростей на выходе из колеса (рис. 2.10, треугольник  $ADC$ ) и определить из него величину и направление относительной

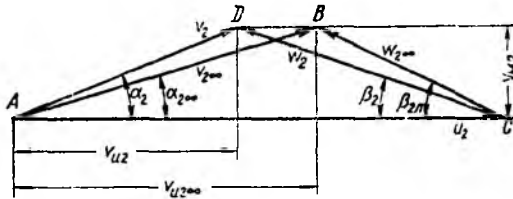


Рис. 2.10. Треугольник скоростей на выходе из рабочего колеса

скорости  $w_2$ . Опыт показывает, что направление относительной скорости  $w_2$  не совпадает с направлением выходного элемента лопатки, что не соответствует схеме бесконечного числа лопаток. Причина этого отклонения относительного потока жидкости от выходного элемента лопаток в инерции жид-

кости. Рабочее колесо закручивает жидкость, увеличивая момент абсолютной скорости  $v_u R$ . Инерция препятствует этому изменению момента скорости. При бесконечном числе лопаток траектории относительного движения predeterminedены формой лопаток, которые препятствуют иному движению жидкости. При конечном числе лопаток проходы между ними широки, и траектории относительного движения частичек могут отличаться от формы лопаток. В этом случае из-за инерции, препятствующей увеличению момента  $v_u R$  абсолютной скорости, траектории частиц изменяются так, что момент скорости возрастает в меньшей степени. Следовательно, действительное значение окружной составляющей  $v_{u2}$  абсолютной скорости на выходе при конечном числе лопаток меньше, чем это следует согласно схеме бесконечного числа лопаток:  $v_{u2} < v_{u2\infty}$ .

«Недокрутка» потока из-за конечного числа лопаток, т. е. указанное выше уменьшение окружной составляющей абсолютной скорости тем больше, чем шире канал между лопатками рабочего колеса, и, следовательно, тем больше, чем меньше число  $z$  лопаток, и больше угол  $\beta_{л}$  между лопаткой и окружностью (см. рис. 2.16).

Для большинства центробежных насосов «недокрутка» потока из-за конечного числа лопаток может быть приближенно найдена

по формуле Стодолы—Майзеля

$$v_{u2\infty} - v_{u2} = u_2 \pi \sin \beta_{2л}/z. \quad (2.26)$$

Вычислив по уравнению (2.26) окружную составляющую абсолютной скорости  $v_{u2\infty}$ , можно построить треугольник скоростей  $ABC$ , соответствующий схеме бесконечного числа лопаток. В этом треугольнике скоростей относительная скорость  $w_{2\infty}$  направлена по касательной к выходному элементу лопатки. Из треугольника скоростей определяем угол  $\beta_{2л}$  установки выходного элемента лопатки. Зная углы  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$ , получаем очертание лопатки в плане колеса. Следует отметить, что чаще при расчете рабочего колеса центробежного насоса значением угла  $\beta_{2л}$  задаются на основании соображений, изложенных в п. 2.7, и определяют такой диаметр колеса  $D_2$ , при котором обеспечивается заданный напор. Более подробно расчет проточной полости центробежного насоса будет изложен в п. 2.23.

При бесконечном числе лопаток согласно уравнению (2.13) теоретический напор насоса

$$H_{T\infty} = (\omega/g) (v_{u2\infty} R_2 - v_{u1} R_1). \quad (2.27)$$

Этот напор больше, чем напор при конечном числе лопаток, определяемый по уравнению (2.13), вследствие большей величины окружной составляющей абсолютной скорости на выходе ( $v_{u2\infty} > v_{u2}$ ).

При прохождении жидкости через рабочее колесо повышается как ее кинетическая, так и потенциальная энергия (давление). Скорость жидкости на выходе из рабочего колеса равна  $v_2$ , на входе в него  $v_1$ . Следовательно, прирост кинетической энергии единицы веса жидкости, или *динамический напор*,

$$H_{дин} = (v_2^2 - v_1^2)/(2g).$$

Квадрат абсолютной скорости равен сумме квадратов меридиональной и окружной составляющих. Следовательно,

$$H_{дин} = \frac{v_{u2}^2 - v_{u1}^2}{2g} + \frac{v_{m2}^2 - v_{m1}^2}{2g}.$$

Меридиональные скорости  $v_{m2}$  и  $v_{m1}$  сравнительно малы и разностью их квадратов можно пренебречь по сравнению с квадратом скорости  $v_{u2}$ . По этой же причине часто можно пренебречь квадратом окружной составляющей абсолютной скорости на входе  $v_{u1}$ . Тогда

$$H_{дин} \approx v_{u2}^2/(2g). \quad (2.28)$$

Прирост энергии давления единицы веса жидкости при ее прохождении через рабочее колесо, или *потенциальный напор*,

$$H_{пот} = H_T - H_{дин}. \quad (2.29)$$

## 2.6. Характеристика центробежного насоса

Рабочие органы насоса рассчитывают для определенного сочетания подачи, напора и частоты вращения, причем размеры и форму проточной полости выбирают так, чтобы гидравлические потери при работе на этом режиме были минимальными. Такое сочетание подачи, напора и частоты вращения называется *расчетным режимом*. При эксплуатации насос может работать на режимах, отличных от расчет-

ного. Так, прикрывая задвижку, установленную на напорном трубопроводе насоса, уменьшают подачу. При этом также изменяется напор, развиваемый насосом. Для правильной эксплуатации насоса необходимо знать, как изменяются напор, КПД и мощность, потребляемая насосом, при изменении его подачи, т. е. знать *характеристику* насоса, под которой понимается зависимость напора, мощности и КПД от подачи насоса при постоянной частоте вращения.

Ограничимся рассмотрением случая подвода жидкости к рабочему колесу без момента скорости ( $v_{u1} = 0$ ). При этом теоретический напор при бесконечном числе лопаток, согласно уравнению (2.27)

$$H_{T\infty} = (\omega/g) v_{u2\infty} R_2 = u_2 v_{u2\infty} / g. \quad (2.30)$$

Из треугольника скоростей на выходе из рабочего колеса (см. рис. 2.10) и уравнения (2.24) находим

$$v_{u2\infty} = u_2 - v_{m2} \operatorname{ctg} \beta_{2л} = u_2 - \operatorname{ctg} \beta_{2л} Q_n / (2\pi R_2 b_2 \psi_2). \quad (2.31)$$

Подставив это выражение в уравнение (2.30), получим

$$H_{T\infty} = u_2^3 / g - u_2 \operatorname{ctg} \beta_{2л} Q_n / (g 2\pi R_2 b_2 \psi_2). \quad (2.32)$$

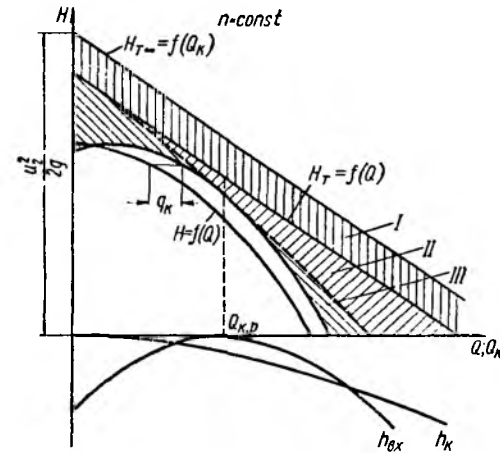


Рис. 2.11. Характеристика центробежного насоса:

I — уменьшение напора из-за конечного числа лопаток; II — потери в каналах насоса  $h_k$ ; III — потери на входе в рабочее колесо и отвод  $h_{вк}$

Из уравнения следует, что зависимость теоретического напора при бесконечном числе лопаток от расхода  $Q_n$  через колесо линейная (рис. 2.11). При подаче, равной нулю (задвижка на напорном трубопроводе закрыта полностью),

$$H_{T\infty} = u_2^3 / g.$$

При конечном числе лопаток зависимость теоретического напора  $H_T$  от расхода через рабочее колесо тоже линейная. Так как на одинаковых подачах теоретический напор при конечном числе лопаток меньше, чем при бесконечном, прямая  $H_T = f(Q_n)$  расположена ниже прямой  $H_{T\infty} = f(Q_n)$ . Из уравнений (2.26) и (2.13) следует, что приближенно прямые  $H_{T\infty} = f(Q_n)$  и  $H_T = f(Q_n)$  параллельны.

Напор, развиваемый насосом, меньше теоретического на величину гидравлических потерь:

$$H = H_T - h_{гп}.$$

Эти потери состоят из потерь  $h_{вх}$  при входе в рабочее колесо и в отвод и потерь  $h_k$  в каналах подвода, рабочего колеса и отвода (потери в каналах насоса).

Потери в каналах насоса приближенно пропорциональны скорости жидкости во второй степени и, следовательно, расходу во второй степени:

$$h_k = kQ_k^2,$$

где  $k$  — сопротивление каналов.

На рис. 2.11 изображена ниже оси абсцисс кривая  $h_k = f(Q_k)$ , являющаяся параболой с вершиной в начале координат.

Рассмотрим потери при входе в рабочее колесо. На рис. 2.12, *a* изображен треугольник  $ABC$  скоростей входа при расчетном режиме. Поскольку рассматриваем случай отсутствия закрутки на входе в рабочее колесо ( $v_{u1} = 0$ ), треугольник скоростей является прямоугольным. Направление входного элемента лопатки при расчетном режиме

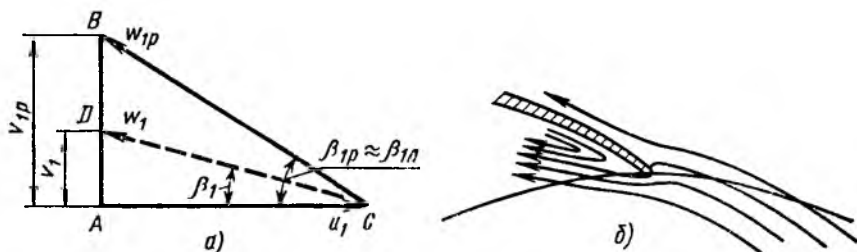


Рис. 2.12. Треугольники скоростей на входе в рабочее колесо при разных режимах работы насоса

выбираем близким к направлению относительной скорости жидкости  $w_{1p}$ . Следовательно, при расчетном режиме  $\beta_{1p} \approx \beta_{1n}$  и потери на входе в рабочее колесо практически отсутствуют. При уменьшении подачи меридиональная скорость уменьшается. Направление абсолютной скорости определяется конструкцией подвода и от подачи не зависит, поэтому в данном случае закрутка потока на входе равна нулю независимо от подачи ( $v_{u1} = 0$ ). Таким образом, при уменьшении подачи получаем треугольник  $ADC$  скоростей. Из рис. 2.12, *a* видно, что при нерасчетной подаче направление относительной скорости  $w_1$  не совпадает с направлением входного элемента лопатки ( $\beta_1 \neq \beta_{1n}$ ). При этом поток отрывается от лопатки и образуется вихревая зона (рис. 2.12, *б*), наличие которой ведет к дополнительным потерям энергии.

Причина потерь у входа в отвод следующая. Сечения отвода рассчитывают так, чтобы при расчетном режиме момент скорости жидкости в отводе был равен моменту скорости на выходе из рабочего колеса. При этом никакого изменения скоростей у входа в отвод нет, и потери при входе равны нулю. При уменьшении подачи насоса через то же сечение отвода проходит меньший расход жидкости. Следовательно, скорости в отводе и их момент при уменьшении подачи умень-



Отсюда гидравлическая мощность

$$N_r = \rho g (AQ_R - BQ_R^3).$$

Это уравнение является уравнением параболы, пересекающей ось абсцисс в точках  $Q_R = 0$  и  $Q_R = A/B$  [рис. 2.14, кривая  $N_r = f(Q_R)$ ].

Механические потери мало зависят от подачи насоса. Прибавив мощность механических потерь к гидравлической мощности, получаем кривую  $N = f(Q_R)$  зависимости мощности на валу насоса от расхода жидкости через рабочее колесо. Для получения кривой мощности характеристики насоса остается учесть объемные потери, при этом кривую  $N = f(Q_R)$  надо сместить влево на величину утечек  $q_k$ .

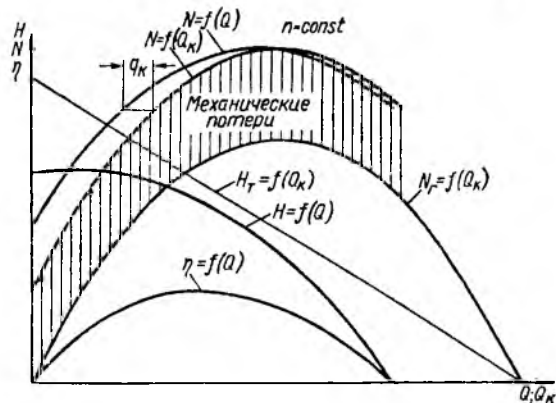


Рис. 2.14. Характеристика центробежного насоса, полученная теоретически

Имея кривые  $N = f(Q)$  и  $H = f(Q)$ , построим кривую КПД по уравнению

$$\eta = Q\rho g H / N.$$

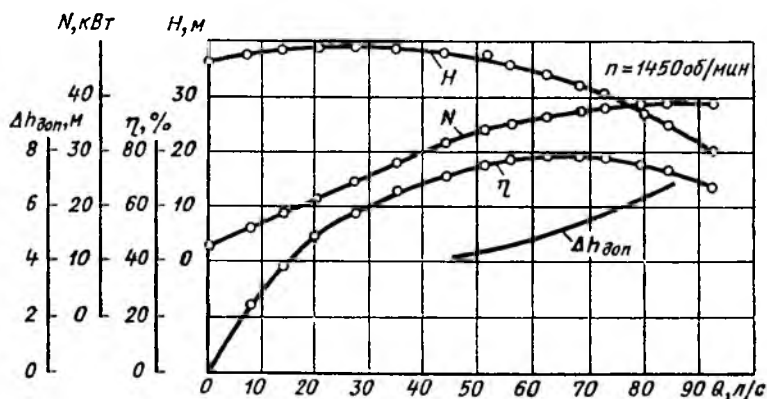


Рис. 2.15. Характеристика центробежного насоса, полученная экспериментально

При  $Q = 0$  и  $H = 0$   $\eta = 0$ . Следовательно, кривая КПД пересекает ось абсцисс в начале координат ( $Q = 0$ ) и в точке, где ее пересекает кривая напора.



Приведенные выше рассуждения являются приближенными, так как они не учитывают ряда факторов, влияющих на напор и мощность. В частности они не учитывают вторичных токов, возникающих при малых подачах, неустановившегося движения жидкости в каналах колеса при нерасчетных режимах и т. д. Поэтому характеристика насоса, построенная теоретически на основании описанных рассуждений, плохо согласуется с данными опыта. Характеристика насоса может быть получена лишь опытным путем.

На рис. 2.15 изображена характеристика центробежного насоса. На ней нанесены кривые зависимости напора  $H$ , мощности  $N$ , КПД  $\eta$  и допустимого кавитационного запаса  $\Delta h_{\text{доп}}$  (см. п. 2.19) от подачи  $Q$ .

## 2.7. Выбор угла установки лопатки на выходе

На выходе из рабочего колеса лопатки могут быть изогнуты по направлению вращения назад ( $\beta_{2л} < 90^\circ$ ) или вперед ( $\beta_{2л} > 90^\circ$ ), либо оканчиваться радиально ( $\beta_{2л} = 90^\circ$ ) (рис. 2.16).

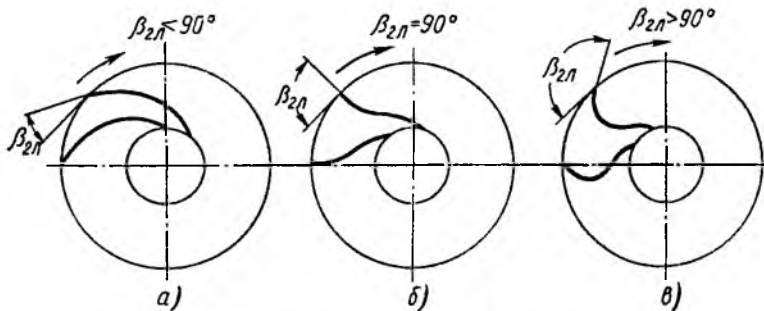


Рис. 2.16. Формы лопаток центробежного насоса

На рис. 2.17 изображены треугольники скоростей на выходе из рабочего колеса с бесконечным числом лопаток, соответствующие этим трем формам лопаток. Из треугольников скоростей следует, что при увеличении угла  $\beta_{2л}$

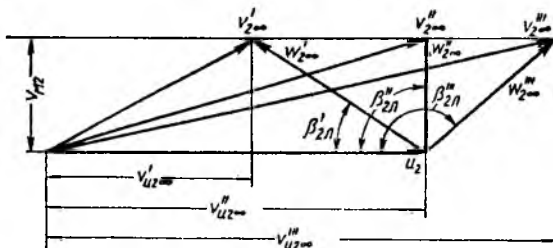


Рис. 2.17. Треугольники скоростей на выходе для лопаток различных форм

окружная составляющая абсолютной скорости  $v_{u2\infty}$  увеличивается. Следовательно, согласно уравнению (2.27), напор насоса при увеличении  $\beta_{2л}$  повышается. Это делает, на первый взгляд, выгодным применение лопаток, изогнутых по ходу вперед. Тем не менее рабочие колеса центробежных насосов выполняют, как правило, с лопатками, изогнутыми по ходу назад. Причины этого следующие.

1. Из рис. 2.16 следует, что у рабочих колес с радиальными и изогнутыми вперед лопатками канал между последними получается коротким и с большим углом расширения, вследствие чего гидравлические потери в них значительно больше, чем в колесах с лопатками, изогнутыми назад.

2. Найдем отношение потенциального напора  $H_{\text{пот}}$  к теоретическому  $H_T$ . Согласно уравнениям (2.29), (2.28), (2.14)

$$\rho = \frac{H_{\text{пот}}}{H_T} = \frac{H_T - H_{\text{дин}}}{H_T} = 1 - \frac{v_{u2}^2 / (2g)}{u_2 v_{u2} / g} = 1 - \frac{v_{u2}}{2u_2}.$$

Коэффициент  $\rho$  называется *коэффициентом реакции*. При бесконечном числе лопаток с учетом уравнения (2.31) получим

$$\rho_{\infty} = 1 - \frac{v_{u2\infty}}{2u_2} = \frac{1}{2} + \frac{v_{M2}}{2u_2} \operatorname{ctg} \beta_{2л}.$$

Из этого уравнения видно, что чем больше угол  $\beta_{2л}$ , тем меньше коэффициент реакции. Таким образом, при увеличении угла  $\beta_{2л}$  установки лопатки на выходе повышается доля скоростного напора, который должен быть преобразован в пьезометрический в диффузорной части отвода, что сопровождается большими гидравлическими потерями.

3. На рис. 2.18 изображены теоретические характеристики насоса с бесконечным числом лопаток при различных углах установки лопатки на выходе. Из уравнения (2.32) следует, что при  $\beta_{2л} > 90^\circ$  и  $\operatorname{ctg} \beta_{2л} < 0$  напор увеличивается при увеличении подачи; при  $\beta_{2л} = 90^\circ$  и  $\operatorname{ctg} \beta_{2л} = 0$  напор не зависит от подачи; при  $\beta_{2л} < 90^\circ$  и  $\operatorname{ctg} \beta_{2л} > 0$  напор уменьшается при увеличении подачи. Форма характеристики, получающейся при  $\beta_{2л} \geq 90^\circ$ , приводит к неустойчивой работе насоса в установке (см. п. 2.15).

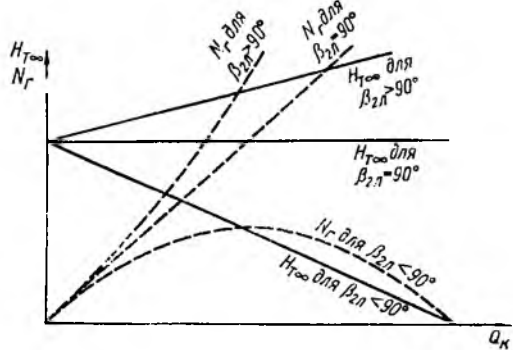


Рис. 2.18. Характеристики центробежного насоса для различных форм лопаток

4. Из рис. 2.18 следует, что гидравлическая мощность  $N_{\text{гос}} = Q_k \rho g H_{\text{гос}}$ , а следовательно, и потребляемая мощность насосов с лопатками, изогнутыми назад, изменяется с изменением подачи сравнительно мало. Это создает благоприятные условия для работы приводного двигателя, который при изменении подачи насоса в довольно широких пределах работает почти в постоянном режиме. Круто поднимающаяся кривая мощности насосов, имеющих лопатки, изогнутые по ходу вперед, приводит к тому, что незначительные изменения подачи ведут к большому изменению мощности и, следовательно, к необходимости выбирать двигатель повышенной мощности.

В современных насосах угол установки лопаток на выходе выбирают в пределах  $\beta_{2л} = 16 \div 40^\circ$ .

## 2.8. Осевые насосы

Рабочее колесо осевого насоса похоже на гребной винт корабля (рис. 2.19). Оно состоит из втулки 1, на которой закреплено несколько лопастей 2. Механизм передачи энергии от рабочего колеса жидкости тот же, что и у центробежного насоса. Отводом насоса служит осевой направляющий аппарат 3, с помощью которого устраняется закрутка жидкости и кинетическая энергия ее преобразуется в энер-

тию давления. Осевые насосы применяют при больших подачах и малых напорах.

В осевом насосе жидкость движется по цилиндрическим поверхностям, соосным с валом насоса. Следовательно, радиусы, на которых жидкость входит в колесо и выходит из него, одинаковы, скорости  $u_2 = u_1 = u$  и основное уравнение принимает вид

$$H_T = (u/g)(v_{u2} - v_{u1}).$$

На рис. 2.20 изображена характеристика осевого насоса. Напор максимален при подаче  $Q = 0$ . При малых подачах кривая  $H = f(Q)$  круто падает вниз, имея характерный перегиб в точке А. В отличие от центробежных насосов мощность осевых насосов понижается при увеличении подачи и имеет наибольшее значение при подаче, равной нулю.

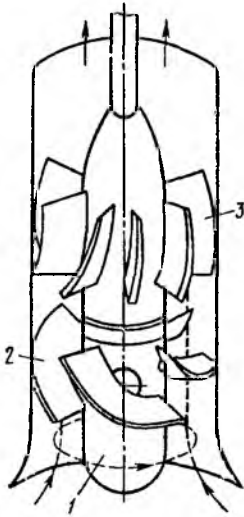


Рис. 2.19. Схема осевого насоса

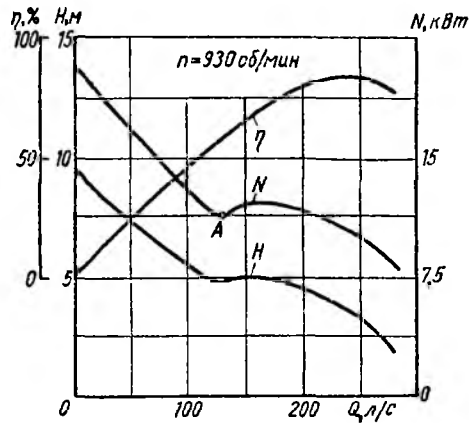


Рис. 2.20. Характеристика осевого насоса

Резкое возрастание напора и мощности осевого насоса при малых подачах обусловлено тем, что при нерасчетных подачах напор, сообщаемый колесом жидкости на разных радиусах, различен. Вследствие этого при малых подачах на части колеса возникает обратное движение жидкости из отвода в рабочее колесо. Многократное прохождение жидкости через колесо приводит к дополнительной передаче ей энергии от лопастей. Однако этот процесс сопровождается увеличенными гидравлическими потерями.

В осевом насосе можно расширить диапазон рабочих подач и напоров, в котором насос работает экономично, применив поворотные лопасти. С изменением угла установки лопасти характеристика насоса сильно изменяется при незначительном снижении оптимального КПД.

## Глава 13. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ РАСЧЕТЫ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

### 2.9. Методы теории подобия в лопастных насосах

Теория подобия имеет большое значение при проектировании и экспериментальном исследовании лопастных насосов. Теория подобия дает возможность по известной характеристике одного насоса получить характеристику другого, если проточные полости обоих насосов геометрически подобны, а также пересчитать характеристику насоса с одной частоты вращения на другую. Это облегчает экспериментальное исследование лопастного насоса, давая возможность получить характеристику мощного натурального насоса путем испытания его уменьшенной модели или же испытывать натуральный насос на частоте вращения, отличающейся от той частоты вращения, на которой насос эксплуатируется.

Используя теорию подобия можно выбрать модельный насос, проточная полость которого геометрически подобна полости проектируемого насоса (натурного), рассчитать соотношения размеров этих насосов и, следовательно, получить размеры рабочих органов проектируемого насоса. Пересчитав по теории подобия характеристику модельного насоса, можно получить характеристику проектируемого насоса. Такой способ проектирования насоса широко применяется.

Приведенные ниже формулы пересчета параметров насоса справедливы при соблюдении следующих условий.

1. Геометрическое подобие проточных полостей насоса, включающее также подобие шероховатостей поверхности стенок внутренних каналов, зазоров в щелевых уплотнениях и толщины лопаток рабочего колеса.

2. Кинематическое подобие на границах потоков. Границами потока являются, в частности, его сечение у входа в насос и движущиеся лопатки колеса. Для выполнения условий кинематического подобия на границах потоков необходимо, чтобы средняя скорость жидкости  $v_{вх}$  у входа в насос была пропорциональна окружной скорости рабочего колеса  $u$ :

$$v_{вх} \sim u = \pi Dn/60 \sim nL,$$

где  $n$  — частота вращения рабочего колеса;  $L$  — характерный размер насоса, например диаметр колеса.

Подача насоса равна произведению скорости  $v_{вх}$  на площадь нормального сечения потока у входа в насос, которая пропорциональна линейному размеру  $L$  во второй степени. Отсюда

$$Q \sim v_{вх} L^2 \sim nL^3,$$

или

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{n_1}{n_2} \left( \frac{L_1}{L_2} \right)^3, \quad (2.33)$$

где индексом 1 обозначены величины для первого насоса, индексом 2 — для второго насоса, геометрически подобного первому.

3. Динамическое подобие потоков. Динамическое подобие напорных установившихся потоков требует равенства  $Re$ , которое у лопастных насосов обычно принимают равным  $u_2 D_2 / \nu$ .

Следствием выполнения этих условий являются:

1) кинематическое подобие во всех точках потоков; при этом любые скорости жидкости

$$v \sim v_{вх} \sim nL; \quad (2.34)$$

2) равенство числа Эйлера  $Eu$ , которое для папорного движения равно  $g\Delta H_{ст}/v^2$  и, следовательно, пропорциональность разности статических напоров  $\Delta H_{ст}$  скорости жидкости во второй степени и  $1/g$ .

Режимы работы насоса, при которых выполняются описанные условия, называются подобными.

Теория подобия позволяет установить формулы пересчета параметров лопастных насосов, определяющие зависимость подачи, напора, моментов сил и мощности геометрически подобных насосов, работающих на подобных режимах, от их размеров и частоты вращения.

Подача насоса пересчитывается по уравнению (2.33).

Напор насоса согласно уравнению (2.1)

$$H = \Delta H_{ст} + \Delta v^2 / (2g),$$

где  $\Delta H_{ст} = z_n - z_b + (p_n - p_p) / (\rho g)$  и  $\Delta v^2 / (2g)$  — разность соответственно статических и скоростных напоров после насоса и до него.

Эти разности напоров пропорциональны скорости жидкости во второй степени и  $1/g$ :

$$\Delta H_{ст} \sim v^2 / g; \quad \Delta v^2 / (2g) \sim v^2 / g,$$

поэтому напор насоса

$$H \sim v^2 / g.$$

Принимая  $g_1 = g_2$  и учитывая уравнение (2.34), получаем

$$\frac{H_1}{H_2} = \left( \frac{L_1 n_1}{L_2 n_2} \right)^2. \quad (2.35)$$

Момент сил взаимодействия потока со стенками каналов  $M \sim \rho v^2 L^3$  (см. п. 1.20). Отсюда получим формулу пересчета момента сил

$$M_1 / M_2 = \rho_1 n_1^2 L_1^5 / (\rho_2 n_2^2 L_2^5). \quad (2.36)$$

Мощность, передаваемая от вала на рабочее колесо,

$$N_b = \omega M_b,$$

где  $M_b$  — момент сил, с которым жидкость действует на рабочее колесо (в том числе сил дискового трения).

Учитывая уравнение (2.36), находим

$$N_b \sim \rho n^3 L^5. \quad (2.37)$$

Мощность насоса превышает мощность  $N_B$  на величину мощности, расходуемой на трение в уплотнении вала и подшипниках. Эта мощность по уравнению (2.37) не пересчитывается. Однако если насос не слишком мал, то потери на трение в уплотнениях вала и в подшипниках малы и для приближенного пересчета мощности насоса можно применять уравнение (2.37). Следовательно,

$$\frac{N_1}{N_2} \approx \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^5. \quad (2.38)$$

При соблюдении всех условий подобия расход в щелевых уплотнениях насоса пропорционален его подаче, гидравлические потери в насосе, которые для подобных режимов пропорциональны скорости жидкости во второй степени, пропорциональны напору насоса, дисковые потери мощности пропорциональны мощности  $N_B$ . Отсюда на основании уравнений (2.10), (2.11) и (2.7) следует равенство для подобных режимов объемного и гидравлического КПД и приближенное равенство механического КПД:

$$\eta_{01} = \eta_{02}; \quad \eta_{r1} = \eta_{r2}; \quad \eta_{\text{мех } 1} \approx \eta_{\text{мех } 2}; \quad \eta_1 \approx \eta_2. \quad (2.39)$$

Приведенный выше вывод формул пересчета не связан с особенностями рабочего процесса лопастного насоса, поэтому формулы справедливы не только для лопастных насосов, но и для других видов гидромашин (в том числе двигателей), имеющих вращающиеся рабочие органы или циклический рабочий процесс.

Геометрическое подобие щелевых уплотнений, шероховатости стенок и толщины лопаток не всегда выполняется. Обычно у более крупных насосов зазоры в уплотнениях, шероховатость и толщина лопаток относительно меньше, чем у малых. Равенство  $Re$  для модели и натуре также не всегда удается выполнить. Однако если эти отклонения от подобия невелики, то формулы (2.33), (2.35), (2.36), (2.38) и (2.39) дают достаточно точные результаты.

Формулы пересчета для одного и того же насоса, работающего на разных частотах вращения ( $L_1 = L_2$ ), принимают вид:

$$Q_1/Q_2 = n_1/n_2; \quad (2.40) \quad H_1/H_2 = (n_1/n_2)^2; \quad (2.41)$$

$$N_1/N_2 = (\rho_1/\rho_2) (n_1/n_2)^3. \quad (2.42)$$

Так как обычно при изменении частоты вращения насоса равенство  $Re$  не выдерживается, то формула (2.41) дает приближенный результат. По этой же причине, а также потому, что мощность трения в подшипниках и уплотнениях вала по уравнению (2.42) не пересчитывается, формула (2.42) также приближена. Опыты показывают, что формула (2.41) является более точной; при достаточно больших значениях  $Re = \omega R_s^2/\nu > 10^6$  ее можно применять даже в том случае, если частоты вращения значительно различаются.

## 2.10. Пересчет характеристик лопастных насосов на другую частоту вращения

Предположим, что имеется характеристика насоса при частоте вращения  $n_1$ , а двигатель этого насоса работает при частоте вращения  $n_2$ , отличной от  $n_1$ . Для того чтобы судить об эксплуатационных свойствах насоса, необходимо иметь его характеристику при той частоте вращения  $n_2$ , при которой он фактически будет работать.

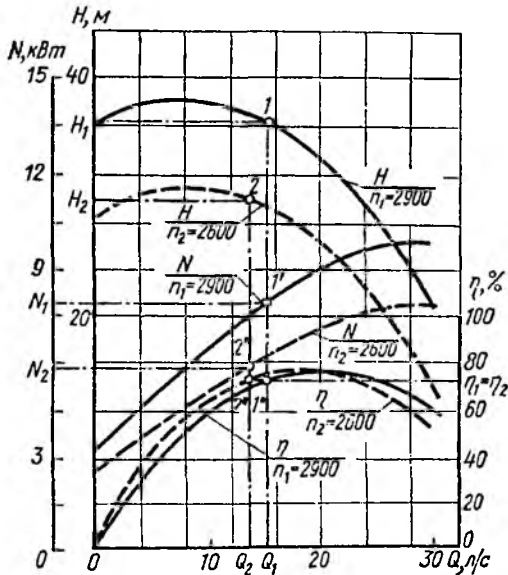


Рис. 2.21. Пересчет характеристики насоса на другую частоту вращения

Эту характеристику можно получить путем пересчета имеющейся характеристики на новую частоту вращения  $n_2$  по формулам (2.40)—(2.42) и (2.39). Для этого задаются рядом значений подач  $Q_1$  и по имеющейся характеристике насоса находят соответствующие им напор  $H_1$ , мощность  $N_1$  и КПД  $\eta_1$  (рис. 2.21). Подставив найденные для частот вращения  $n_1$  величины  $Q_1$ ,  $H_1$ ,  $N_1$  и  $\eta_1$  в уравнения (2.40)—(2.42) и (2.39), получают значения подачи  $Q_2$ , напора  $H_2$ , мощности  $N_2$  и КПД  $\eta_2$ , которые являются координатами точек характеристики насоса при частоте вращения  $n_2$ .

По этим координатам строят на характеристике ряд точек, соединив которые плавными кривыми, получают искомую характеристику насоса при частоте вращения  $n_2$ .

Найдем в координатах  $Q - H$  геометрическое место точек режимов, подобных режиму, который определяется точкой 1 (рис. 2.22). Для этого, подставив координаты  $Q_1$  и  $H_1$  точки 1 в уравнения (2.40) и (2.41), определим напор и подачу при различных значениях частоты вращения. В результате найдем ряд точек: 2, 3, 4, ..., соединив которые плавной линией, получим *кривую подобных режимов* работы насоса. Покажем, что эта кривая представляет квадратичную параболу с вершиной в начале координат. Для этого подставим в уравнение (2.41) значения  $n_1/n_2$ , найденные из уравнения (2.40),

$$H_1/H_2 = (n_1/n_2)^2 = (Q_1/Q_2)^2,$$

или

$$H_1/Q_1^2 = H_2/Q_2^2 = H_3/Q_3^2 = \dots = H/Q^2 = \text{const} = s.$$

Следовательно, уравнение кривой подобных режимов имеет вид  $H = sQ^2$ . (2.43)

Для подобных режимов гидравлический и объемный КПД с достаточной степенью точности можно считать одинаковыми. Следовательно, кривые подобных режимов являются также кривыми равных объемных и гидравлических КПД насоса. Механический КПД для подобных режимов не остается постоянным, поскольку механические потери складываются из потерь как на дисковое трение, так и на трение в уплотнениях вала и подшипниках. При возрастании частоты вращения мощность дискового трения увеличивается пропорционально гидравлической мощности (или частоте вращения в третьей степени), потери же на трение в уплотнениях вала и подшипниках растут значительно медленнее, чем гидравлическая мощность. В результате при увеличении частоты вращения роль потерь на трение в уплотнениях вала и подшипниках в балансе энергии уменьшается, что приводит к увеличению механического и, следовательно, общего КПД.

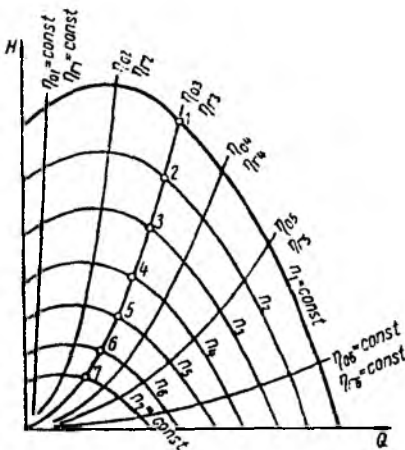


Рис. 2.22. Кривые подобных режимов

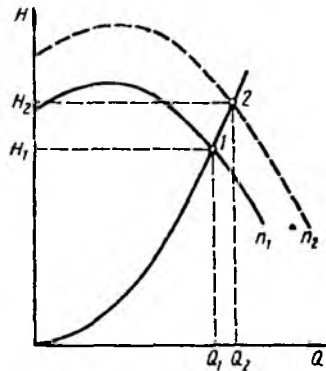


Рис. 2.23. К определению частоты вращения, при которой характеристика проходит через заданную режимную точку

Предположим, что от насоса требуется получить подачу  $Q_2$  при напоре  $H_2$  и что режимная точка 2 с координатами  $Q_2$  и  $H_2$  не лежит на характеристике насоса, полученной при частоте вращения  $n_1$  (рис. 2.23). Надо определить такую частоту вращения, при которой насос сможет обеспечить заданный режим работы, другими словами, определить такую частоту вращения  $n_2$ , при которой кривая напоров  $H = f(Q)$  характеристики пройдет через заданную точку 2 с координатами  $Q_2$  и  $H_2$ .

Искомую частоту вращения  $n_2$  можно определить, используя формулы (2.40) и (2.41) пересчета. Поскольку они справедливы только для подобных режимов, то для того чтобы можно было ими воспользоваться, необходимо найти такой режим ( $Q_1, H_1$ ) работы насоса при частоте вращения  $n_1$ , который был бы подобен заданному режиму



( $Q_2, H_2$ ). Выше было показано, что подобные режимы работы насоса лежат на параболе подобных режимов  $H = sQ^2$ . Этому уравнению должны удовлетворять координаты заданной точки 2 и искомой точки 1. Положение точки 1 находим графическим путем. Для этого проводим через заданную точку 2 параболу подобных режимов. Пересечение параболы с кривой напоров  $H = f(Q)$  при частоте вращения  $n_1$  дает режимную точку 1 с координатами  $Q_1$  и  $H_1$ . Так как точки 1 и 2 лежат на одной и той же параболе подобных режимов, то режимы 1 и 2 подобны и для них справедливы формулы

$$Q_1/Q_2 = n_1/n_2; \quad H_1/H_2 = (n_1/n_2)^2.$$

В этих формулах неизвестна только частота вращения  $n_2$ , которую можно определить по любому из уравнений.

### 2.11. Коэффициент быстроходности

Выше было указано, что в настоящее время широко применяется проектирование нового насоса путем пересчета по формулам подобия размеров существующего насоса. Для того чтобы воспользоваться этим методом, следует выбрать среди всего многообразия существующих насосов, имеющих высокие технико-экономические показатели, такой насос, у которого режим, подобный заданному режиму работы проектируемого насоса, был бы близок к оптимальному. Для этого необходимо найти параметр, который служил бы критерием подобия и, следовательно, был бы одинаков для всех подобных насосов. Определив по заданным  $H, Q$  и  $n$  проектируемого насоса этот критерий подобия и сравнив его с критериями подобия имеющихся конструкций, получим возможность подобрать необходимый насос.

В предыдущем параграфе было выяснено, что для подобных насосов, работающих на подобных режимах, справедливы уравнения

$$Q_1/Q_2 = (n_1/n_2)(L_1/L_2)^3 \quad \text{и} \quad H_1/H_2 = [n_1 L_1 / (n_2 L_2)]^2.$$

Эти уравнения можно записать иначе:

$$Q_1/(n_1 L_1^3) = Q_2/(n_2 L_2^3) = Q/(n L^3) = q; \quad (2.44)$$

$$H_1/(n_1 L_1)^2 = H_2/(n_2 L_2)^2 = H/(n L)^2 = h. \quad (2.45)$$

Величины  $q$  и  $h$  одинаковы для подобных насосов, работающих в подобных режимах, и, следовательно, являются критериями подобия. Однако они не могут быть определены для проектируемого насоса, так как неизвестен его размер  $L$ .

Для того чтобы исключить из уравнений (2.44) и (2.45) линейный размер  $L$ , возведем правую и левую части уравнения (2.44) во вторую степень, а уравнения (2.45) — в третью и разделим уравнения одно на другое:

$$Q^2 n^6 L^6 / (H^3 n^2 L^6) = n^4 Q^2 / H^3 = q^2 / h^3,$$

или

$$n \sqrt{Q} / H^{3/4} = \sqrt{q} / h^{3/4} = n_T.$$

Как параметры  $q$  и  $h$ , так и  $n_y$  одинаковы для геометрически подобных насосов при работе их на подобных режимах независимо от плотности перемещаемой жидкости. Следовательно, параметр  $n_y$  является искомым критерием подобия. Его можно назвать *удельной частотой вращения*.

В насосостроении большее распространение получил параметр  $n_s$ , называемый коэффициентом быстрходности и в 3,65 раза больший удельной частоты вращения:

$$n_s = 3,65n \sqrt{Q/H}^{3/4}. \quad (2.47)$$

Коэффициент 3,65 не изменяет физического смысла  $n_s$ , который, так же как и  $n_y$ , является критерием (признаком) подобия насосов. Его происхождение историческое.

Входящие в уравнения (2.46) и (2.47) величины имеют следующие размерности:  $Q$  в м<sup>3</sup>/с,  $H$  в м,  $n$  в об/мин.

Если насос, геометрически подобный данному, при подаче  $Q = 0,075$  м<sup>3</sup>/с имеет напор 1 м, то согласно уравнению (2.47) его коэффициент быстрходности  $n_s$  равен частоте вращения насоса. Действительно

$$n_s = \frac{3,65n \sqrt{0,075}}{1^{3/4}} = n.$$

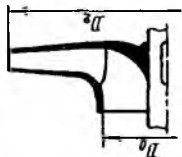
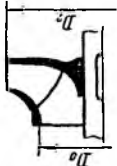
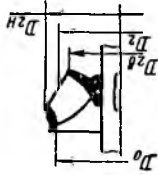
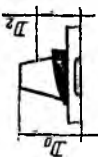
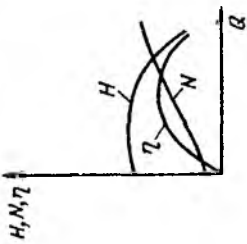
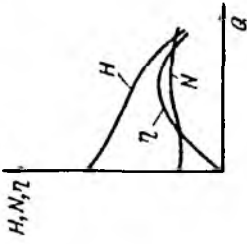
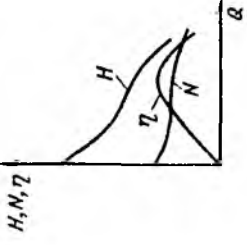
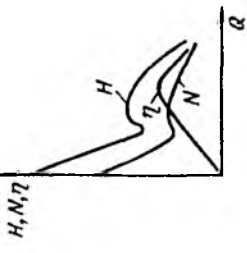
На этом основании часто коэффициентом быстрходности называют частоту вращения насоса, геометрически подобного данному, который при напоре 1 м подает 0,075 м<sup>3</sup>/с жидкости.

Коэффициент быстрходности различен для разных режимов работы насоса. Назовем коэффициент быстрходности, определенный для оптимального режима, т. е. для режима, соответствующего максимальному значению КПД, *коэффициентом быстрходности насоса*. Если насосы геометрически подобны, то коэффициенты быстрходности у них одинаковы. Следовательно, равенство коэффициентов быстрходности является необходимым признаком подобия насосов. Поскольку на заданные значения параметров  $n$ ,  $Q_{\text{опт}}$  и  $H_{\text{опт}}$  и, следовательно, для заданного значения коэффициента быстрходности можно сконструировать насосы с разными соотношениями размеров, равенство коэффициентов быстрходности не является достаточным признаком геометрического подобия насосов. Однако практикой установлены для каждого коэффициента быстрходности соотношения размеров насоса, обеспечивающие оптимальные технико-экономические показатели. Если ограничиться лишь этими, чаще всего применяющимися в насосах соотношениями размеров, то равенство коэффициентов быстрходности становится не только необходимым, но и в известной степени достаточным признаком (критерием) геометрического подобия насосов.

В зависимости от коэффициента быстрходности рабочие колеса лопастных насосов можно разделить на следующие разновидности (табл. 2.1).

1. *Центробежные*. Центробежные насосы бывают тихоходными и нормальными. Тихоходные насосы имеют малый коэффициент быстрходности ( $n_s = 50 \div 90$ ). Из уравнения (2.47) следует,

Таблица 2.1

Параметр рабочих колес	Центробежные		Осевые (пропеллерные)	
	тихоходные	нормальные		
$n_s$ $n_y$	50—90 13—25	80—300 20—80	250—500 70—140	500—1000 140—300
Сечение рабочего колеса				
$D_s/D_0$	3,0—2,5	2,5—1,4	1,4—0,9*	0,8*
Форма лопатки	Цилиндрическая	Двойной кривизны на входе, цилиндрическая на выходе	Двойной кривизны	
Характеристика				

\* У полуосевых и осевых насосов  $D_s = (D_{вт} + D_{2в})/2$ .

что при постоянной подаче и частоте вращения (чему соответствует постоянный диаметр горловины рабочего колеса  $D_0$ ) коэффициент быстроходности тем меньше, чем больше напор. Чтобы получить большой напор, необходимо иметь большой диаметр  $D_2$  рабочего колеса, поэтому тихоходные рабочие колеса имеют большое отношение  $D_2/D_0$  диаметров, достигающее до трех. Лопатки рабочего колеса обычно имеют простую цилиндрическую форму с образующей цилиндра, параллельной оси насоса.

Нормальными являются колеса, имеющие  $n_s = 80 \div 300$ . Увеличение быстроходности, связанное с уменьшением напора, ведет к уменьшению выходного диаметра рабочего колеса ( $D_2/D_0 = 2,5 \div 1,4$ ). Для уменьшения гидравлических потерь на входе в рабочее колесо, значение которых в общем балансе энергии возрастает по мере уменьшения напора насоса, входной участок лопаток выполняется двойной кривизны. Выходной участок имеет цилиндрическую форму.

2. *Полуосевые* ( $n_s = 250 \div 500$ ;  $D_2/D_0 = 1,4 \div 0,9$ ). Уменьшить отношение  $D_2/D_0$  до значения, близкого или меньшего единицы, можно только в том случае, если выходную кромку лопаток наклонить к оси. Кроме того, наклон выходной кромки обеспечивает более плавную форму лопатки, что уменьшает гидравлические потери в рабочем колесе. Чтобы получить на разных струйках, имеющих разный диаметр выхода, одинаковый напор, приходится лопатку выполнять двойной кривизны не только на входе, но и на выходе.

3. *Осевые, или пропеллерные* ( $n_s = 500 \div 1000$ ;  $D_2/D_0 \approx 0,8$ ). При дальнейшем увеличении быстроходности наклон выходной кромки лопаток возрастает, и она становится почти перпендикулярной к оси насоса. При этом частицы жидкости движутся через рабочее колесо приблизительно на постоянном расстоянии от его оси. В отличие от большинства центробежных насосов колесо осевого насоса не имеет наружного обода.

В табл. 2.1 приведены также характеристики лопастных насосов. По мере увеличения коэффициента быстроходности кривая напоров  $H = f(Q)$  становится более крутой. Мощность при подаче, равной нулю, увеличивается с ростом быстроходности. Если у насосов с тихоходными и нормальными колесами мощность возрастает с увеличением подачи, то у насосов с полуосевыми колесами она почти не изменяется с изменением подачи, а у насосов с осевыми колесами с увеличением подачи уменьшается. Чем больше коэффициент быстроходности, тем круче падает кривая КПД по обе стороны от оптимального режима и, следовательно, тем меньше становится диапазон подач, в котором работа насоса экономически выгодна. Однако из-за увеличения крутизны кривой напоров характеристики диапазон оптимальных напоров при увеличении быстроходности возрастает.

Так как напор лопастного насоса не зависит от рода перекачиваемой жидкости (см. п. 2.6), удельная частота вращения и коэффициент быстроходности также не зависят от рода жидкости.

Многоступенчатый насос представляет собой несколько последовательно соединенных одноступенчатых насосов (ступеней), поэтому

для него принято определять коэффициент быстроходности ступени, а не всего насоса, для чего в уравнения (2.46) и (2.47) следует подставлять напор одной ступени.

Рабочее колесо насоса двустороннего входа можно рассматривать как два параллельно соединенных колеса, поэтому при определении коэффициента быстроходности такого насоса значение подачи, входящее в уравнения (2.46) и (2.47), следует брать равным  $Q/2$ , где  $Q$  — подача насоса.

## 2.12. Расширение области применения центробежных насосов обточкой рабочих колес

Предположим, что от насоса требуется получить подачу  $Q'$  и напор  $H'$  и режимная точка  $A$  с координатами  $Q'$  и  $H'$  лежит ниже характеристики насоса (рис. 2.24). Пусть двигатель насоса не имеет регулировки частоты вращения (например, асинхронный двигатель с короткозамкнутым ротором). Для того чтобы работа насоса соответствовала режимной точке  $A$ , следует так изменить его характеристику,

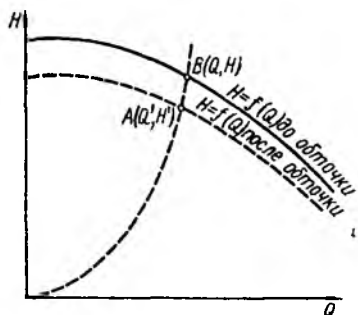


Рис. 2.24. Парабола обточек

чтобы она прошла через эту точку. Если нельзя решить эту задачу изменением частоты вращения насоса, то применяют обточку рабочего колеса по наружному диаметру. При уменьшении наружного диаметра рабочего колеса  $D_2$  окружная скорость  $u_2$  на выходе из колеса уменьшается,

что ведет к уменьшению напора. Следовательно, при обточке колеса кривая характеристики насоса понижается и при некотором значении  $D_2$  пройдет через заданную режимную точку.

Опыты показывают, что для расчета характеристики центробежного насоса, получающейся после обточки его рабочего колеса, можно приближенно принять пропорциональность подачи первой степени, а напора второй степени наружного диаметра рабочего колеса:

$$Q/Q' = D_2/D_2'; \quad (2.48) \quad H/H' = (D_2/D_2')^2. \quad (2.49)$$

Эти зависимости получены эмпирически. Опыты показывают также, что для режимов, удовлетворяющих уравнениям (2.48) и (2.49) КПД насоса приблизительно одинаков, если обточка рабочего колеса не слишком велика.

Подставив в уравнение (2.49) отношение  $D_2/D_2'$ , найденное из уравнения (2.48), получим

$$H/H' = (Q/Q')^2 \quad \text{или} \quad H/Q^2 = H'/(Q')^2 = \text{const} = c,$$

откуда

$$H = cQ^2. \quad (2.50)$$

Следовательно, режимы, удовлетворяющие уравнениям (2.48) и (2.49), располагаются в поле  $H - Q$  на параболе, имеющей вершину в начале координат. Будем называть эту параболу *параболой обточек*. При обточке рабочего колеса по наружному диаметру геометрическое подобие нарушается, поэтому парабола обточек не имеет ничего общего с параболой подобных режимов.

Определим, до какого диаметра необходимо обточить рабочее колесо, чтобы характеристика насоса прошла через режимную точку с координатами  $Q'$  и  $H'$ . Проведем через эту точку параболу обточек (см. рис. 2.24). На пересечении этой параболы с характеристикой насоса находим режимную точку  $B$  с координатами  $Q$  и  $H$ . Для точек  $A$  и  $B$  справедливы уравнения (2.48) и (2.49). Подставив в любое из этих уравнений координаты точек  $A$  и  $B$  и зная диаметр  $D_2$  рабочего колеса до обточки, определяем диаметр  $D_2'$  обточенного колеса.

При больших обточках рабочего колеса КПД насоса уменьшается, что ограничивает обточку. Предельная величина обточки рабочего колеса зависит от коэффициента быстроходности  $n_s$ .

$n_s$	60	120	200	300	350	> 350
$(D_2 - D_2')/D_2$	0,20	0,15	0,11	0,09	0,07	0,00

Насос выгодно эксплуатировать только в области высоких КПД и больших высот всасывания [малых кавитационных запасов (см. п. 2.19)], поэтому должна использоваться не вся характеристика насоса, а только часть ее. Минимальная подача рабочего участка характеристики насоса определяется допустимым снижением КПД по сравнению с максимальным; максимальная подача — допустимым снижением КПД или, чаще, допустимым повышением кавитационного запаса, который при подачах, больших оптимальной, резко возрастает (см. рис. 2.15). Пусть кривая  $I$  на рис. 2.25 является характеристикой насоса с необточенным колесом. Участок  $AB$  характеристики является рабочим. Построим характеристику насоса при максимальной обточке рабочего колеса (кривая  $II$ ) и нанесем на ней границы  $C$  и  $D$  рабочего участка. Соединив точки  $A$  и  $C$ , а также точки  $B$  и  $D$ , получим четырехугольник  $ABDC$ . Все режимные точки четырехугольника можно получить, применяя промежуточную обточку рабочего колеса. Режимы, лежащие в пределах четырехугольника, удовлетворяют требованиям, предъявляемым как по значению КПД, так и по высотам всасывания и, следовательно, являются рабочими. Четырехугольник  $ABDC$  называется *полем насоса*.

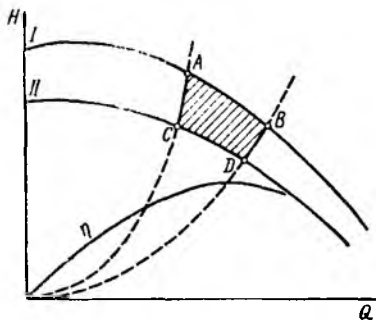


Рис. 2.25. Поле насоса

На рис. 2.26 изображен сводный график полей консольных насосов, построенный в логарифмических координатах. Такие графики прилагаются к каталогам насосов, выпускаемым промышлен-

ностью, и облегчают выбор насоса (по заданным значениям подачи и напора находят на сводном графике режимную точку и соответствующую ей марку и частоту вращения насоса).

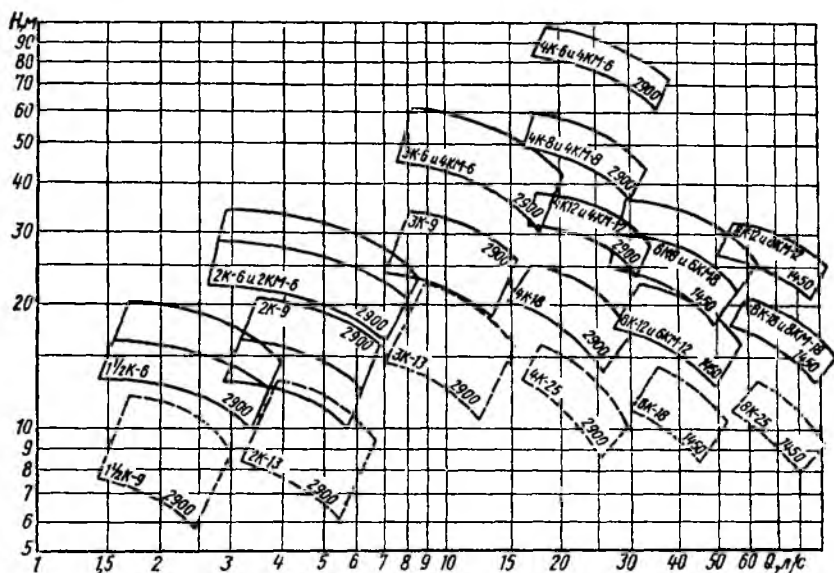


Рис. 2.26. Сводный график полей консольных насосов

### 2.13. Насосная установка и ее характеристика

На рис. 2.27 изображена схема насосной установки. К насосу 7, приводимому от электродвигателя 6, жидкость поступает из приемного резервуара 1 по подводящему трубопроводу 12. Насос нагнетает жидкость в напорный резервуар 2 по напорному трубопроводу 3. На напорном трубопроводе имеется регулирующая задвижка 8, при помощи которой изменяется подача насоса. Иногда на напорном трубопроводе устанавливают обратный клапан 10, автоматически перекрывающий напорный трубопровод при остановке насоса и препятствующий благодаря этому возникновению обратного тока жидкости из напорного резервуара. Если давление в приемном резервуаре отличается от атмосферного или насос расположен ниже уровня жидкости в приемном резервуаре, то на подводящем трубопроводе устанавливают монтажную задвижку 11, которую перекрывают при остановке или ремонте насоса. В начале подводящего трубопровода часто предусматривают приемную сетку 13, предохраняющую насос от попадания твердых тел, и пятовую клапан 14, дающий возможность залить насос и подводящий трубопровод жидкостью перед пуском. Работа насоса контролируется по расходомеру 4, который измеряет подачу насоса, по манометру 5 и вакуумметру или манометру 9, дающим возможность определить напор насоса.

Назовем уровни свободной поверхности жидкости в приемном и напорном резервуаре *приемным* и *напорным уровнями*; разность  $H_{\Gamma}$  высот напорного и приемного уровней — *геометрическим напором насосной установки*.

Для того чтобы перемещать жидкость по трубопроводам установки из приемного резервуара в напорный, необходимо затрачивать энергию на подъем жидкости на высоту  $H_{\Gamma}$ , на преодоление разности давлений  $p'' - p'$  в резервуарах и на преодоление суммарных гидравлических потерь  $\Sigma h_{\Pi}$  всасывающего и напорного трубопроводов. Таким

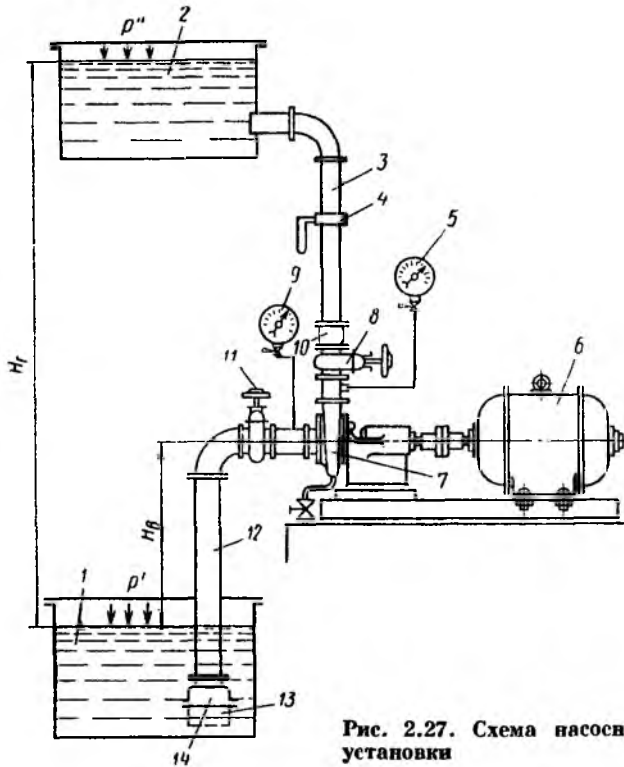


Рис. 2.27. Схема насосной установки

образом, энергия, необходимая для перемещения единицы веса жидкости из приемного резервуара в напорный по трубопроводам установки, или *потребный напор установки*.

$$H_{\text{потр}} = H_{\Gamma} + \frac{p'' - p'}{\rho g} + \Sigma h_{\Pi} = H_{\text{ст}} + \Sigma h_{\Pi}, \quad (2.51)$$

где  $H_{\text{ст}} = H_{\Gamma} + (p'' - p')/(\rho g)$  — статический напор установки.

*Характеристикой насосной установки* называется зависимость потребного напора от расхода жидкости. Геометрический напор  $H_{\Gamma}$ , давления  $p''$  и  $p'$  и, следовательно, статический напор  $H_{\text{ст}}$  от расхода

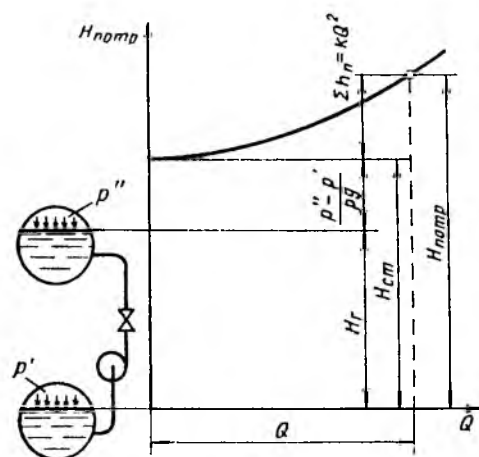


обычно не зависят. При турбулентном режиме гидравлические потери пропорциональны расходу во второй степени:

$$\Sigma h_n = kQ^2,$$

где  $k$  — сопротивление трубопроводов насосной установки.

На рис. 2.28 справа изображена характеристика насосной установки, слева — схема установки. Уровни, на которых размещены элементы установки, на схеме вычерчены в масштабе оси напоров



графика. Уровень в приемном резервуаре совмещен с осью абсцисс. Так как статический напор установки от подачи насоса не зависит, характеристика насосной установки представляет суммарную характеристику подводящего и напорного трубопроводов  $\Sigma h_n = kQ^2$ , смещенную вдоль оси напоров на величину  $H_{ст}$ .

Рис. 2.28. Характеристика насосной установки

#### 2.14. Работа насоса на сеть

Насос данной насосной установки работает на таком режиме, при котором потребный напор равен напору насоса, т. е. при котором энергия, потребляемая при движении жидкости по трубопроводам установки (потребный напор) равна энергии, сообщаемой жидкости насосом (напор насоса). Для определения режима работы насоса следует на одном и том же графике в одинаковых масштабах нанести характеристику насоса и насосной установки (рис. 2.29). Равенство напора насоса и потребного напора установки получается для режима, определяемого точкой  $A$  пересечения характеристик. Покажем, что насос не может работать в режиме, отличном от режима  $A$ . Предположим, что насос работает в режиме  $B$ . В этом случае напор, сообщаемый насосом жидкости, равен  $H_B$ , напор, расходуемый при движении жидкости по трубопроводам установки,  $H_{В\text{потр}} < H_B$ . Таким образом, энергия, расходуемая при движении жидкости по трубопро-

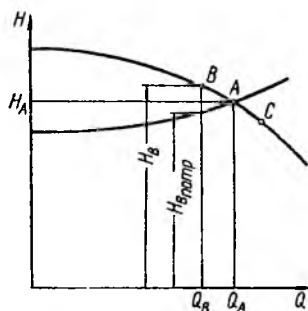


Рис. 2.29. Определение режима работы насоса на сеть

водам установки, меньше энергии, сообщаемой ей насосом. Избыток энергии в жидкости идет на приращение ее кинетической энергии. Следовательно, скорость жидкости увеличивается. Увеличение скорости приводит к увеличению расхода, которое будет происходить до тех пор, пока он сравняется с  $Q_A$ . Если подача насоса больше  $Q_A$  (точка  $C$ ), то сообщаемый насосом напор меньше потребляемого. Недостаток энергии восполняется за счет собственной кинетической энергии жидкости. Это приводит к уменьшению скорости движения и, следовательно, к уменьшению расхода до  $Q_A$ .

Рассмотрим частные случаи насосных установок.

1. Приемный и напорный уровни совпадают. При этом геометрический напор установки  $H_r = 0$ ,  $p'' = p'$  и характеристика насосной

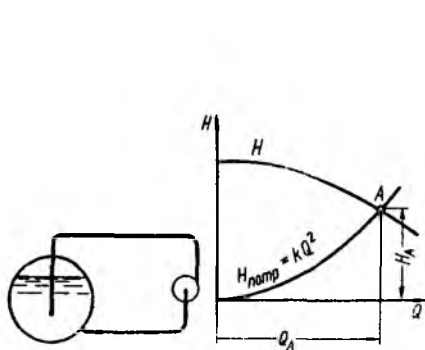


Рис. 2.30. Определение режима работы насоса на насосную установку при  $H_r = 0$  и  $p'' = p'$ .

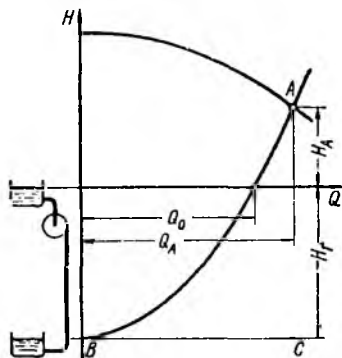


Рис. 2.31. Определение режима работы насоса на установку с отрицательным геометрическим напором

установки представляет собой кривую  $H_{\text{потр}} = kQ^2$  (рис. 2.30). Весь напор затрачивается на преодоление гидравлического сопротивления в системе. Наносим на характеристику установки характеристику насоса. Пересечение кривой напоров  $H = f(Q)$  насоса с характеристикой установки  $H_{\text{потр}} = f(Q)$  дает рабочую точку  $A$ , определяющую режим работы насоса.

2. Напорный уровень находится ниже приемного (рис. 2.31). Геометрический напор при этом отрицателен, поэтому его следует откладывать вниз от оси абсцисс графика. Пусть  $p'' = p'$ . Приемный уровень схемы установки совмещаем с осью абсцисс. Построив от прямой  $BC$  вверх кривую потерь  $\Sigma h_n = kQ^2$ , получим характеристику установки. На пересечении кривой напоров характеристики насоса с характеристикой насосной установки находим точку  $A$ , которая определяет режим работы насоса. Точка пересечения характеристики установки с осью абсцисс дает расход  $Q_0$  в трубопроводе при отсутствии насоса. Включение насоса увеличило расход в системе на величину  $Q_A - Q_0$ .



ющей двигатель). При этом характеристика насоса понизится и произойдет срыв подачи до нуля. При последующем повышении частоты вращения насос будет продолжать работать при холостом режиме ( $Q = 0$ ), так как напор, создаваемый им при  $Q = 0$ , меньше статического напора установки. По этой же причине помпаж может возникнуть при параллельной работе насосов, если напор при нулевой подаче одного из насосов меньше напора второго насоса при его одиночной работе на сеть (например, если на рис. 2.38  $H_{01} < H_D$ ). В этом случае временное снижение частоты вращения насосов может привести к срыву подачи первого насоса до нуля.

Покажем, что насос не может работать в режимах, расположенных левее точки  $M$  касания характеристики насоса и насосной установки (см. рис. 2.32). Пусть режим работы насоса отклонится от режима, характеризуемого точкой  $D$ , в сторону больших подач (точка  $E$ ). При этом потребный напор  $H_{E \text{ потр}}$  меньше напора  $H_E$ , сообщаемого жидкости насосом ( $H_{E \text{ потр}} < H_E$ ). В жидкости имеется избыток энергии, который идет на приращение ее кинетической энергии. При этом скорость жидкости увеличивается до тех пор, пока расход не достигнет значения, соответствующего режимной точке  $C$ . При отклонении режима насоса от режима, характеризуемого точкой  $D$ , в сторону меньших подач потребный напор больше напора насоса. Недостаток энергии в жидкости приведет к ее замедлению и, следовательно, к падению подачи до нуля. Таким образом, при отклонении режима работы насоса от равновесного режима (точка  $D$ ) он не возвращается в первоначальное положение. Следовательно, режимы работы насоса, лежащие левее точки  $M$ , неустойчивы. Таким же способом можно показать, что режимы, расположенные правее точки  $M$ , являются устойчивыми и насос в них может работать. Режимы, расположенные между точками  $M$  и  $B$ , опасны в связи с возможностью возникновения помпажа, так как при этих режимах характеристика установки пересекает характеристику насоса в двух точках, поэтому границей устойчивых режимов является точка  $B$ , а не точка  $M$ .

Характеристики насосов, не имеющих неустойчивой области, называют стабильными. Насосы, применяемые для подачи жидкости при переменных режимах, должны иметь стабильные характеристики.

## 2.16. Регулирование режима работы насоса

Данной характеристике насоса и насосной установки соответствует только одна рабочая точка. Между тем, требуемая подача может изменяться. Для того чтобы изменить режим работы насоса, необходимо изменить характеристику насоса либо насосной установки. Это изменение характеристик для обеспечения требуемой подачи называется регулированием. Регулирование центробежных и малых осевых насосов может осуществляться либо при помощи регулирующей задвижки (изменяется характеристика насосной установки) или изменением частоты вращения (изменяется характеристика насоса). Иногда малые осевые насосы регулируют перепуском части расхода из напорного трубопровода во всасывающий. Работа установки со средними и крупными осевыми насосами, имеющими поворотные лопасти, регулируется изменением угла установки лопастей рабочего колеса, при котором меняется характеристика насоса.

**Регулирование задвижкой (дресселированием).** Предположим, что насос должен иметь подачу не  $Q_A$ , соответствующую точке  $A$  пересе-

чения характеристики насоса с характеристикой насосной установки, а  $Q_B < Q_A$  (рис. 2.33). Этой подаче соответствует рабочая точка  $B$  характеристики насоса. Чтобы характеристика насосной установки пересеклась с кривой напоров  $H = f(Q)$  в точке  $B$ , необходимо увеличить потери напора в установке. Это осуществляется прикрытием регулирующей задвижки, установленной на напорном трубопроводе. В результате увеличения потерь напора в установке характеристика насосной установки пойдет круче и пересечет кривую напоров  $H = f(Q)$  насоса в точке  $B$ . При этом режиме потребный напор установки складывается из напора  $H_{Бу}$ , расходуемого в установке при эксплуатации с полностью открытой задвижкой, и потери напора  $h_3$  в задвижке. Таким образом, регулирование работы насоса дросселированием вызывает дополнительные потери энергии, снижающие КПД установки, поэтому этот способ неэкономичен. Однако благодаря исключительной простоте регулирование дросселированием получило наибольшее распространение.

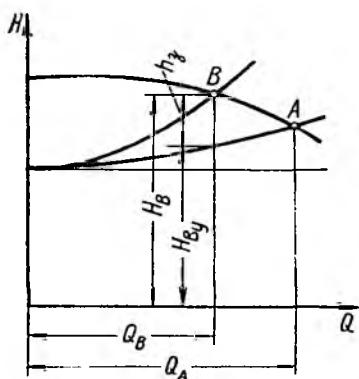


Рис. 2.33. Регулирование работы насоса дросселированием

Регулирование изменением частоты вращения насоса. Изменение частоты вращения насоса ведет к изменению его характеристики и, следовательно, рабочего режима (рис. 2.34). Для регулирования изменением частоты вращения необходимы

двигатели с переменной частотой вращения (электродвигатели постоянного тока, паровые и газовые турбины и двигатели внутреннего сгорания). Наиболее распространенные асинхронные электродвигатели с короткозамкнутым ротором практически не допускают изменения частоты вращения.

Применяется также изменение частоты вращения включением сопротивления в цепь ротора асинхронного двигателя с фазовым ротором, а также гидромуфтой, установленной между двигателем и насосом.

Регулирование работы насоса изменением его частоты вращения более экономично, чем регулирование дросселированием. Даже применение гидромуфт и сопротивления в цепи ротора асинхронного двигателя, связанное с дополнительными потерями мощности, экономичнее, чем регулирование дросселированием.

Регулирование перепуском. Оно осуществляется перепуском части жидкости, подаваемой насосом, из напорного трубопровода во всасывающий по обводному трубопроводу, на котором установлена задвижка (см. схему установки на рис. 2.36, задвижка 2). При изменении степени открытия этой задвижки изменяются расход перепускаемой жидкости и, следовательно, расход во внешней сети. Энергия жидкости, проходящей по обводному трубопроводу, теряется, поэтому регулирование перепуском неэкономично.

**Регулирование поворотом лопастей.** Оно применяется в средних и крупных поворотнолопастных осевых насосах. При повороте лопастей изменяется характеристика насоса и, следовательно, режим его работы (рис. 2.35). КПД насоса при повороте лопастей изменяется незначительно, поэтому этот способ регулирования значительно экономичнее регулирования дросселированием.

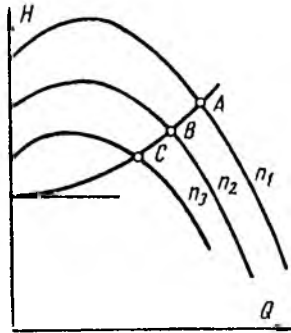


Рис. 2.34. Регулирование работы насоса изменением частоты вращения

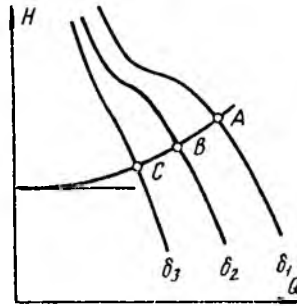


Рис. 2.35. Регулирование работы осевого насоса изменением угла установки лопастей

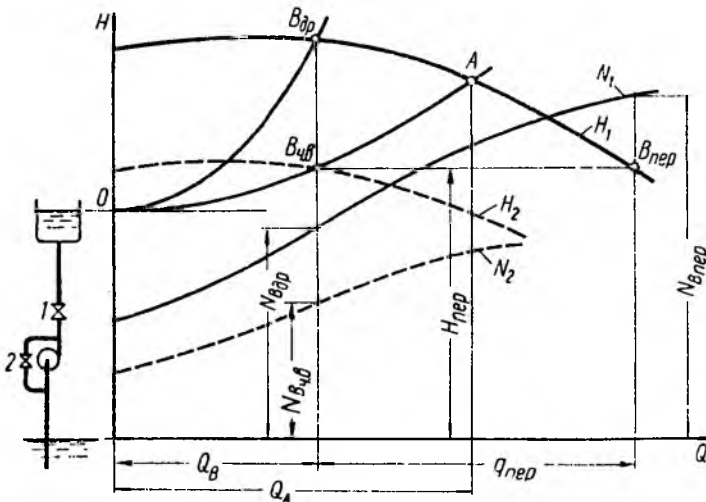


Рис. 2.36. Сравнение экономичности разных способов регулирования работы насоса

Сравнить экономичность регулирования работы насоса различными способами проще всего по потребляемой насосом мощности. Пусть кривая  $OA$  (рис. 2.36) является характеристикой насосной установки при полностью открытой регулирующей задвижке  $I$ , а кривые  $H_1$  и  $N_1$  — кривыми напора и мощности характеристики насоса при частоте вращения  $n_1$ . Режим работы насоса определяется точкой  $A$ . Подача насоса равна  $Q_A$ . Меньшую подачу  $Q_B$  можно получить следующими способами.

1. *Дросселирование.* Прикрывая регулируемую задвижку  $I$ , смещаем режимную точку насоса вдоль его характеристики из  $A$  в  $B_{др}$ . Мощность, потребляемая насосом при работе на этом режиме, найдем по кривой мощности  $N_1$ . Она равна  $N_{B_{др}}$ .

2. *Изменением частоты вращения.* При уменьшении частоты вращения режимная точка смещается вдоль характеристики насосной установки из  $A$  в  $B_{ч.в}$ . Этому режиму работы соответствует частота вращения  $n_2$ . Мощность насоса определяется по кривой мощности  $N_2$ , построенной для частоты вращения  $n_2$ . Она равна  $N_{B_{ч.в}}$ .

3. *Перепуском.* Перепуск осуществляется открытием задвижки 2. Так как при регулировании перепуском характеристика насосной установки не изменяется (задвижка  $I$  остается открытой полностью), то при расходе насосной установки  $Q_B$  напор насоса, равный требуемому напору установки, определяется ординатой  $H_{пер}$  характеристики  $OA$  насосной установки. При этом напоре режим насоса соответствует точке  $B_{пер}$ . Жидкость, подаваемая насосом, частично уходит во внешнюю сеть ( $Q_B$ ), частично возвращается в подводный трубопровод ( $q_{пер}$ ). Мощность насоса при работе на режиме  $B_{пер}$  равна  $N_{B_{пер}}$ .

Из рис. 2.36 следует, что наименьшая мощность получается при регулировании изменением частоты вращения, несколько больше мощность при регулировании дросселированием, самая большая — при регулировании перепуском:  $N_{B_{ч.в}} < N_{B_{др}} < N_{B_{пер}}$ . Этот результат справедлив лишь для насосов, у которых с увеличением подачи мощность увеличивается (тихоходные и нормальные центробежные насосы). Если с увеличением подачи мощность уменьшается (например, в осевых насосах), то регулирование перепуском экономичнее регулирования дросселированием.

## 2.17. Последовательная и параллельная работа насосов на сеть

Последовательное соединение насосов обычно применяется для увеличения напора в тех случаях, когда один насос не может создать требуемого напора. При этом подача насосов одинакова, а общий напор равен сумме напоров обоих насосов, взятых при одной и той же подаче. Следовательно, суммарная характеристика насосов  $I + II$  (рис. 2.37) получается сложением ординат кривых напоров  $I$  и  $II$  обоих насосов. Пересечение суммарной характеристики насосов с характеристикой насосной установки даст рабочую точку  $A$ , которая определяет подачу  $Q$  и суммарный напор  $H_I + H_{II}$  обоих насосов. Проведя через точку  $A$  вертикальную прямую получим на пересечении ее с кривыми напоров  $I$  и  $II$  напоры насосов  $H_I$  и  $H_{II}$ .

При последовательном соединении насосов жидкость, подводимая к насосу  $II$ , имеет значительное давление. При этом давление в насосе  $II$  может превысить величину, допустимую по условиям прочности. В этом случае насос  $II$  следует размещать отдельно от насоса  $I$ , в такой точке напорного трубопровода, в которой давление жидкости снижается до безопасного для насоса  $II$  значения. Эту точку можно определить, построив пьезометрическую линию напорного трубопровода.

Параллельное соединение насосов обычно применяют для увеличения подачи. Насосы, работающие параллельно на один длинный трубопровод, обычно устанавливают близко один от другого, в пределах одного машинного зала. На рис. 2.38 слева показана схема такой установки двух насосов. Так как насосы  $II$  и  $I$  находятся близко один

от другого, а трубопровод, на который они работают, длинный, можно пренебречь сопротивлением подводящих и напорных трубопроводов до узловой точки  $O$ . Пусть приемные уровни обоих насосов одинаковы. При этом напор насосов одинаков, так как одинаково давление в точке  $O$ , создаваемое обоими насосами. Заменяем оба насоса одним, имеющим подачу, равную сумме подач обоих насосов, взятых при одинаковом напоре. При такой замене режим работы насосной установки не изменится. Для получения характеристики этого насоса или суммарной характеристики двух насосов, следует сложить абсциссы точек кривых напора  $H = f(Q)$  обоих насосов, взятых при

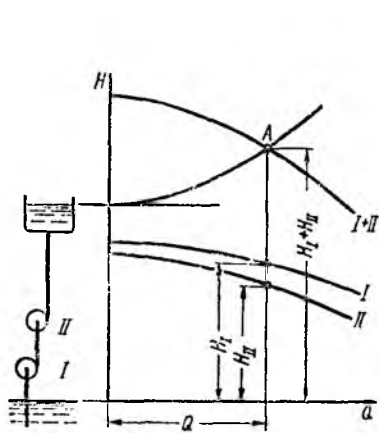


Рис. 2.37. Определение режима работы последовательно соединенных насосов

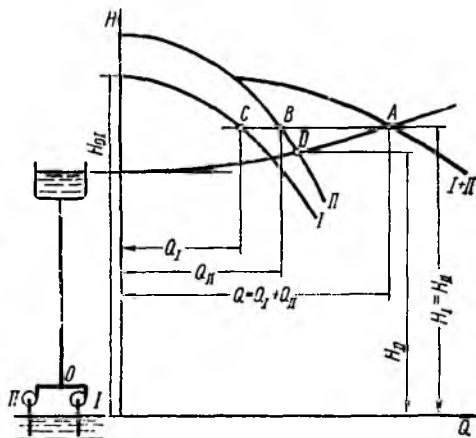


Рис. 2.38. Определение режима работы параллельно соединенных насосов, находящихся на близком расстоянии

одной и той же ординате. Иными словами, следует сложить кривые напоров  $I$  и  $II$  обоих насосов по горизонтали. Пересечение суммарной характеристики  $I + II$  с характеристикой насосной установки даст рабочую точку  $A$ . Абсцисса точки  $A$  равна суммарной подаче обоих насосов  $Q_I + Q_{II}$ , ордината — напору насосов  $H_I = H_{II}$ . Проведя через точку  $A$  горизонтальную прямую, получим на пересечении с кривыми  $I$  и  $II$  напоров режимные точки  $C$  и  $B$  насосов  $I$  и  $II$ .

Определим режим работы двух разных параллельно соединенных насосов, установленных на значительном расстоянии один от другого (рис. 2.39). При этом нельзя пренебречь сопротивлением подводящей и напорной линий до точки  $B$  соединения трубопроводов. Пусть приемные уровни насосов находятся на разных отметках. В точке  $B$  поставим пьезометр. Высота жидкости в нем равна пьезометрическому напору  $p_B/(\rho g)$  в сечении  $B$ . Принимая за плоскость сравнения приемный уровень насоса  $I$  и пренебрегая скоростным напором, получаем полный напор жидкости в сечении  $B$ :

$$y = z_B + p_B/(\rho g). \quad (2.52)$$



Для решения поставленной задачи изобразим зависимости полного напора  $y$  в сечении  $B$  от расхода жидкости по трубопроводам установки. Ось абсцисс графиков совместим с приемным уровнем насоса I. Напишем уравнения движения жидкости по трубопроводам  $AB$ ,  $CB$  и  $BD$ .

**Трубопровод  $AB$ .** Напор насоса I расходуется на подъем жидкости от уровня  $A$  до уровня  $B$  на высоту  $z_B$ , создание в точке  $B$  пьезометрического напора  $p_B/(\rho g)$  и преодоление гидравлических потерь  $h_{AB}$  в трубопроводе  $AB$  (скоростным напором в сечении  $B$  пренебрегаем):

$$H_I = z_B + p_B/(\rho g) + h_{AB}$$

или, согласно уравнению (2.52),

$$y = H_I - h_{AB}. \quad (2.53)$$

Для построения зависимости  $y$  от расхода жидкости в трубопроводе  $AB$  следует, согласно уравнению (2.53), из ординат характеристики I насоса I вычесть гидравлические потери в трубопроводе  $AB$ ,

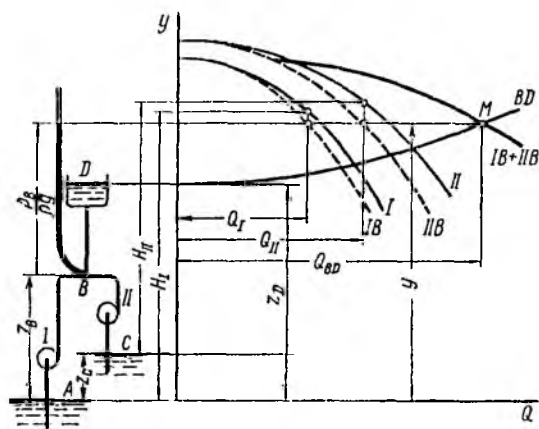


Рис. 2.39. Определение режима работы параллельно соединенных насосов

пропорциональные расходу во второй степени. В результате получим кривую  $IB$ , которую назовем характеристикой насоса I, приведенной к точке  $B$ .

**Трубопровод  $CB$ .** Напор насоса II расходуется на подъем жидкости от уровня  $C$  до уровня  $B$  на высоту  $z_B - z_C$ , создание в точке  $B$  пьезометрического напора  $p_B/(\rho g)$  и преодоление гидравлических потерь  $h_{CB}$  в трубопроводе  $CB$ :

$$H_{II} = (z_B - z_C) + p_B/(\rho g) + h_{CB},$$

отсюда

$$y = H_{II} + z_C - h_{CB}. \quad (2.54)$$

Для построения зависимости  $y$  от расхода по трубопроводу  $CB$  необходимо к ординатам характеристики насоса II прибавить высоту  $z_C$ , или, другими словами, построить характеристику насоса II от его приемного уровня (уровень  $C$ ) и от ординат полученного графика II вычесть гидравлические потери в трубопроводе  $CB$ . В результате получаем характеристику  $IIB$  насоса II, приведенную к точке  $B$ .

**Трубопровод  $BD$ .** Уравнение Бернулли для сечений  $B$  и  $D$  имеет вид (скоростным напором в сечении  $B$  пренебрегаем):

$$z_B + p_B/(\rho g) = z_D + h_{BD}.$$

Отсюда

$$y = z_D + h_{BD}. \quad (2.55)$$

Для построения кривой  $BD$  зависимости  $y$  от расхода в трубопроводе  $BD$  необходимо к постоянной величине  $z_D$  прибавить гидравлические потери в трубопроводе  $BD$ , пропорциональные расходу во второй степени.

Расход в трубопроводе  $BD$  равен сумме расходов в трубопроводах  $AB$  и  $CB$ :

$$Q_{BD} = Q_I + Q_{II}. \quad (2.56)$$

Построим кривую  $IB + IIB$  зависимости  $y$  от суммарного расхода в трубопроводах  $AB$  и  $CB$ . Для этого необходимо для каждого значения  $y$  суммировать абсциссы приведенных характеристик  $IB$  и  $IIB$  (суммировать кривые  $IB$  и  $IIB$  по горизонтали). Насосная установка работает при таком значении  $y$ , при котором расход в трубопроводе  $BD$  равен сумме расходов в трубопроводах  $AB$  и  $CB$ , т. е. при котором абсциссы суммарной характеристики  $IB + IIB$  и кривой  $BD$  одинаковы. Этому удовлетворяет точка  $M$  пересечения этих кривых. Абсцисса точки  $M$  равна расходу в трубопроводе  $BD$ . Ордината равна  $y$ . Зная величину  $y$ , можно найти по приведенным характеристикам  $IB$  и  $IIB$  расходы  $Q_I$  и  $Q_{II}$  жидкости в трубопроводах  $AB$  и  $CB$ , равные подачам насосов  $I$  и  $II$ , а по известным подачам  $Q_I$  и  $Q_{II}$  по характеристикам  $I$  и  $II$  насосов найти их напоры  $H_I$  и  $H_{II}$ .

## 2.18. Работа насоса на разветвленный трубопровод

На рис. 2.40 изображена схема установки с разветвленной сетью. Насос подает жидкость в два резервуара  $C$  и  $D$ , расположенные на разных уровнях. Требуется определить режим работы насоса и расходы в обоих ответвлениях.

Возможны два случая работы насоса на сеть.

1. Уровень жидкости в пьезометре, установленном в точке  $B$ , выше уровня жидкости в резервуаре  $D$  ( $y > z_D$ ). В этом случае жидкость от точки  $B$  движется как в резервуар  $C$ , так и в резервуар  $D$ .

2. Уровень жидкости в пьезометре ниже уровня жидкости в резервуаре  $D$  ( $y < z_D$ ). В этом случае жидкость по трубопроводу  $BD$  движется в направлении от точки  $D$  к точке  $B$ .

Разберем сначала первый случай работы насоса на сеть. Напишем уравнения движения жидкости по трубопроводам  $AB$ ,  $BC$  и  $BD$ .

*Трубопровод  $AB$ .* Напор насоса, установленного на трубопроводе, тратится на подъем жидкости на высоту  $z_B$ , создание в точке  $B$  пьезометрического напора  $p_B/(\rho g)$  и на преодоление гидравлических потерь  $h_{AB}$  в трубопроводе  $AB$  (скоростным напором в сечении  $B$  пренебрегаем):

$$H = z_B + p_B/(\rho g) + h_{AB},$$

отсюда

$$z_B + p_B/(\rho g) = y = H - h_{AB}. \quad (2.57)$$

Построим график зависимости между напором  $y$  в узловой точке  $B$  и расходом в трубопроводе  $AB$ . Для этого, согласно уравнению (2.57), необходимо из ординат характеристики  $H = f(Q)$  насоса вычесть гидравлические потери в трубопроводе  $AB$ . В результате получим штриховую линию  $B$  — характеристику насоса, приведенную к точке  $B$ .

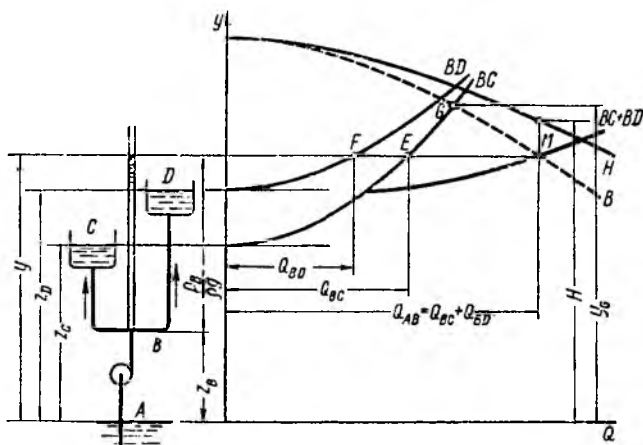


Рис. 2.40. Определение режима работы насоса на разветвленную сеть (первый случай)

*Трубопровод BC.* Из уравнения Бернулли, написанного для сечений  $B$  и  $C$ , получим

$$z_B + p_B/(\rho g) = z_C + h_{BC} \quad \text{или} \quad y = z_C + h_{BC}. \quad (2.58)$$

Прибавив к постоянной величине  $z_C$  гидравлические потери  $h_{BC}$  в трубопроводе  $BC$ , пропорциональные расходу во второй степени, получим график  $BC$  зависимости между  $y$  и расходом в трубопроводе  $BC$ .

*Трубопровод BD.* Уравнение движения жидкости по трубопроводу  $BD$  такое же, как и для трубопровода  $BC$ :

$$y = z_D + h_{BD}. \quad (2.59)$$

Прибавив к постоянной  $z_D$  ординаты кривой зависимости гидравлических потерь  $h_{BD}$  в трубопроводе  $BD$  от расхода, получим кривую  $BD$ , представляющую собой зависимость между  $y$  и расходом в трубопроводе  $BD$ .

Расход в трубопроводе  $AB$  равен сумме расходов в трубопроводах  $BC$  и  $BD$ :

$$Q_{AB} = Q_{BC} + Q_{BD}. \quad (2.60)$$

Построим кривую  $BC + BD$  зависимости  $y$  от суммы расходов в трубопроводах  $BC$  и  $BD$ . Для этого необходимо суммировать кривые  $BC$  и  $BD$  по горизонтали. Насосная установка работает при таком значении  $y$ , при котором расход в трубопроводе  $AB$  равен сумме расходов в трубопроводах  $BC$  и  $BD$ , т. е. при котором абсциссы суммарной кривой  $BC + BD$  и приведенной характеристики насоса  $B$  одинаковы. Этому удовлетворяет точка  $M$  пересечения этих кривых.

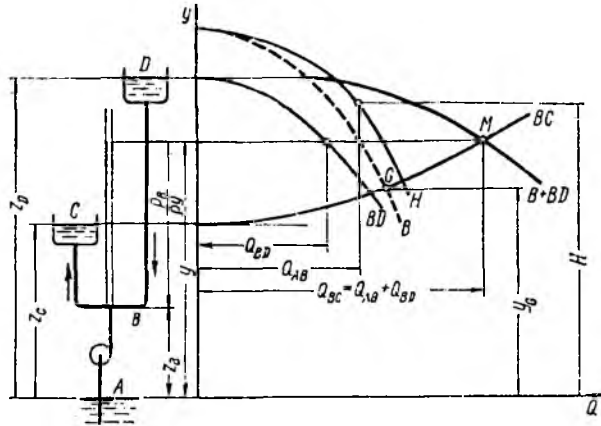


Рис. 2.41. Определение режима работы насоса на разветвленную сеть (второй случай)

Абсцисса точки  $M$  равна расходу в трубопроводе  $AB$  и, следовательно, подаче насоса. Ордината равна  $y$ . Зная подачу насоса, по его характеристике  $H = f(Q)$  определяем напор  $H$ . Зная напор  $y$  в точке  $B$ , можно найти расходы в трубопроводах  $BC$  и  $BD$ . Для этого следует через точку  $M$  провести горизонтальную линию до пересечения с кривыми  $BC$  и  $BD$ . Абсциссы точек пересечения  $E$  и  $F$  дадут искомые расходы в ответвлениях  $BC$  и  $BD$ .

Перейдем ко второму случаю работы насоса на сеть, при котором уровень жидкости в пьезометре ниже уровня жидкости в резервуаре  $D$  (рис. 2.41).

Методика решения этой задачи одинакова с методикой решения предыдущей задачи. Уравнения движения жидкости по трубопроводам  $AB$  и  $BC$  во втором случае не отличаются от уравнений в первом случае. Следовательно, кривые  $B$  и  $BC$  зависимости напора  $y$  в точке  $B$  от расходов в трубопроводах  $AB$  и  $BC$  во втором случае строятся так же, как и в первом.

Рассмотрим движение жидкости по трубопроводу  $BD$ . Уравнение Бернулли для сечений  $D$  и  $B$  имеет вид:

$$z_D = z_B + p_B/\rho g + h_{BD} \quad \text{или} \quad y = z_D - h_{BD}. \quad (2.61)$$

Следовательно, для построения кривой  $BD$  зависимости  $y$  от расхода в трубопроводе  $BD$  необходимо от постоянной  $z_D$  вычесть

ординаты кривой зависимости гидравлических потерь в трубопроводе  $BD$  от расхода.

Расход в трубопроводе  $BC$  равен сумме расходов в трубопроводах  $AB$  и  $BD$ :

$$Q_{BC} = Q_{AB} + Q_{BD}. \quad (2.62)$$

Построим кривую  $B + BD$  зависимости  $y$  от суммы расходов в трубопроводах  $AB$  и  $BD$ . Для этого сложим кривые  $B$  и  $BD$  по горизонтали. Установка работает при таком значении  $y$ , при котором сумма расходов в трубопроводах  $AB$  и  $BD$  (абсцисса точки кривой  $B + BD$ ) равна расходу в трубопроводе  $BC$ . Этому условию соответствует точка  $M$  пересечения кривых  $BC$  и  $B + BD$ . Абсцисса этой точки равна расходу в трубопроводе  $BC$ , ордината —  $y$ . По известному значению  $y$  определяем по кривым  $B$  и  $BD$  расходы  $Q_{AB}$  и  $Q_{BD}$  в трубопроводах  $AB$  и  $BD$ . По известной подаче насоса (расход  $Q_{AB}$ ) находим его напор  $H$  по характеристике  $H = f(Q)$ .

Из приведенного следует, что для определения режима работы насоса на разветвленную сеть необходимо предварительно узнать направление движения жидкости по трубопроводу  $BD$ . Методика анализа следующая. Строим зависимости  $B$  и  $BC$  напора  $y$  в узловой точке  $B$  от расходов в трубопроводах  $AB$  и  $BC$ , как указано выше. Предположим, что трубопровод  $BD$  перекрыт. В этом случае расходы в трубопроводах  $AB$  и  $BC$  одинаковы. Этому удовлетворяет точка  $G$  пересечения кривых  $B$  и  $BC$ . Ордината точки  $G$  определяет положение уровня жидкости в пьезометре при перекрытом трубопроводе  $BD$ . Если точка выше уровня жидкости в резервуаре  $D$  ( $y_G > z_D$ , рис. 2.40), то при открытии трубопровода  $BD$  жидкость потечет от точки  $B$  в резервуар  $D$  — первый случай работы. Если же  $y_G < z_D$  (см. рис. 2.41), то при открытии трубопровода  $BD$  жидкость потечет из резервуара  $D$  к точке  $B$  — второй случай работы.

## Глава 14. КАВИТАЦИЯ. КОНСТРУКЦИИ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

### 2.19. Сущность кавитационных явлений

*Кавитацией* называется нарушение сплошности потока жидкости, обусловленное появлением в ней пузырьков или полостей, заполненных паром или газом. Кавитация возникает при понижении давления, в результате чего жидкость закипает или из нее выделяется растворенный газ. В потоке жидкости такое падение давления происходит обычно в области повышенных скоростей. В большинстве случаев жидкость настолько быстро проходит через область пониженного давления, что газ не успевает выделиться. В этом случае кавитацию часто называют паровой. Пустоты или пузырьки, заполненные паром, увлекаются потоком в область повышенного давления. Здесь пар конденсируется и полости, заполненные паром, замыкаются. Последствием кавитации являются следующие основные явления.

1. Эрозия материала стенок канала. При конденсации пузырьков пара давление внутри пузырька остается постоянным и равным давлению насыщенного пара, давление же жидкости повышается по мере продвижения пузырька. Частицы жидкости, окружающие пузырек, находятся под действием все возрастающей разности давления жидкости и давления внутри пузырька и движутся к его центру ускоренно. При полной конденсации пузырька происходит столкновение частиц жидкости, сопровождающееся мгновенным местным повышением давления, достигающим сотен мегапаскаль. Это приводит к выщербливанию материала стенок каналов. Описанный механический процесс разрушения стенок каналов называется эрозией и является наиболее опасным следствием кавитации.

2. Звуковые явления (шум, треск, удары) и вибрация установки, являющиеся следствием колебаний жидкости, которые вызваны замыканием полостей, заполненных паром.

3. Уменьшение подачи, напора, мощности и КПД лопастного насоса.

Иногда приходится иметь дело с потоком жидкости, к которой подмешаны пузырьки газа. При прохождении пузырьков через область пониженного давления происходит их интенсивный рост и, следовательно, увеличение объемной концентрации газа. Это может привести к падению подачи и напора насоса, которое предположительно объясняется следующим. Увеличение объемной концентрации газа в жидкости ведет к сильному уменьшению скорости звука. Так, при объемной концентрации воздуха в воде, равной 1 %, скорость звука составляет 120 м/с, при 10 % — 40 м/с. Скорость жидкости в наиболее узком сечении канала не может быть больше звуковой, поэтому уменьшение скорости звука, получающееся при увеличении объемной концентрации газа, приводит к снижению скорости жидкости и подачи насоса. Кроме того, при уменьшении скорости звука до значения, близкого к скорости жидкости (число Маха близко к 1), резко увеличивается гидравлическое сопротивление канала и следовательно уменьшается подача. Такое нарушение режима работы насоса может произойти и при дозвуковых скоростях жидкости в результате того, что в центральной части колеса скапливается газ, отсепарировавшийся под действием центробежных сил от жидкости. Такие явления часто называют газовой кавитацией.

В лопастном насосе паровая кавитация возникает на лопатке рабочего колеса обычно вблизи ее входной кромки. Давление здесь значительно ниже давления во входном патрубке насоса вследствие местного возрастания скорости при натекании на лопатку и из-за гидравлических потерь в подводе.

Напишем уравнение Бернулли для свободной поверхности жидкости в приемном резервуаре и входного патрубка насоса (см. рис. 2.27). За плоскость сравнения примем свободную поверхность жидкости в приемном резервуаре:

$$\frac{p'}{\rho g} = H_{\text{в}} + \frac{p_{\text{в}}}{\rho g} + \frac{v_{\text{в}}^2}{2g} + h_{\text{п}},$$

где  $H_{\text{в}}$  — расстояние от приемного уровня до оси насоса, называемое высотой всасывания;  $v_{\text{в}}$  и  $p_{\text{в}}$  — скорость жидкости и абсолютное давление во входном патрубке насоса;  $h_{\text{п}}$  — гидравлические потери в подводящем трубопроводе.

Тогда

$$\frac{p_B}{\rho g} = \frac{p'}{\rho g} - H_B - \frac{v_B^2}{2g} - h_{\text{ш}} \quad (2.63)$$

Таким образом, давление у входа в насос и, следовательно, в рабочем колесе насоса тем меньше, чем больше высота всасывания и гидравлическое сопротивление подводящего трубопровода и чем меньше давление в приемном резервуаре. При достаточно больших высоте всасывания и сопротивлении подводящего трубопровода или при слишком малом давлении в приемном резервуаре давление у входа в рабочее колесо становится настолько малым, что возникает кавитация. Таким образом, кавитация ограничивает высоту всасывания насоса.

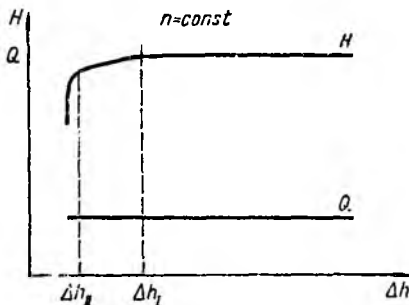


Рис. 2.42. Кавитационная характеристика насоса

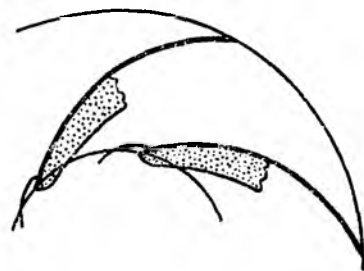


Рис. 2.43. Кавитационные каверны в рабочем колесе

Назовем *кавитационным запасом* превышение полного напора жидкости во входном патрубке насоса над давлением ее насыщенного пара. По определению кавитационный запас

$$\Delta h = \frac{p_B}{\rho g} + \frac{v_B^2}{2g} - \frac{p_{\text{н.п}}}{\rho g}, \quad (2.64)$$

где  $p_{\text{н.п}}$  — давление насыщенного пара жидкости.

Если весь кавитационный запас преобразуется в области минимального давления в кинетическую энергию жидкости и расходуется на преодоление гидравлического сопротивления подвода насоса, то давление понизится до давления насыщенного пара жидкости и возникнет кавитация. Кавитационный запас, при котором происходит кавитация, называется *критическим*.

Для определения критического кавитационного запаса производят кавитационные испытания насоса, в результате которых для каждого режима работы насоса получают *кавитационную характеристику* (рис. 2.42). Она представляет собой зависимость напора от кавитационного запаса при постоянной частоте вращения и подаче. При больших  $\Delta h$  кавитационные явления отсутствуют и напор от кавитационного запаса не зависит. Возникновение кавитации ведет к образованию на входном участке тыльной стороны лопатки полости — каверны, заполненной паром (рис. 2.43), из которой потоком

выносятся пузырьки пара или же сама каверна периодически отрывается и уносится потоком. По мере уменьшения кавитационного запаса длина и толщина каверны постепенно увеличиваются. При ее достаточной длине изменяется поток на выходе из колеса, что приводит к уменьшению напора насоса.

Режим, при котором начинается падение напора, называют первым критическим режимом. Ему соответствует первый критический кавитационный запас  $\Delta h_{I}$ . При дальнейшем уменьшении кавитационного запаса каверна, удлиняясь, приближается к концу лопатки. Это сопровождается все более существенным изменением потока на выходе из рабочего колеса и, следовательно, все большим уменьшением напора. При втором критическом кавитационном запасе ( $\Delta h_{II}$ ) каверна теряет устойчивость и ее длина быстро увеличивается. Это вызывает резкое уменьшение напора.

У многих тихоходных насосов первый критический режим на кавитационной характеристике не обнаруживается.

Работа насоса на режимах развитой кавитации может привести к интенсивному эрозионному износу, поэтому эксплуатировать насос в области между первым и вторым критическими режимами можно только в случаях, когда к износостойкости насоса не предъявляются повышенные требования (например, насос кратковременного действия), если при работе насоса в этой области эрозии не возникает или если работа насоса в этой области кратковременна.

Опыты Тирувенгадама (Индия) показали, что кавитационная эрозия возникает, если скорость натекания жидкости больше пороговой. Последняя зависит от рода жидкости, механических свойств материала рабочего колеса и числа кавитации (см. п. 1.21), при котором возникают кавитационные явления. Поэтому при скорости натекания жидкости на лопатки колеса  $\omega_0$  меньшей пороговой, работа в области  $\Delta h_I > \Delta h > \Delta h_{II}$  не приводит к эрозии.

Первый критический кавитационный запас или, в случае допустимости работы в области  $\Delta h_I > \Delta h > \Delta h_{II}$ , второй принимают за наименьшую величину кавитационного запаса, при которой возможна эксплуатация насоса. Чтобы насос не работал в режиме недопустимо сильной кавитации из-за неточного учета всех факторов в расчете, назначают небольшое превышение допустимого кавитационного запаса над критическим. Обычно это превышение принимают равным  $(0,1-0,3) \Delta h_{кр}$ . Меньшее значение выбирают, если расчет ведут по первому критическому кавитационному запасу и критический кавитационный запас велик. Следовательно, допустимый кавитационный запас

$$\Delta h_{доп} = (1,1 \div 1,3) \Delta h_{кр}. \quad (2.65)$$

Выбрав допустимый кавитационный запас, можно найти для данной насосной установки максимально допустимую высоту всасывания. Из уравнений (2.63) и (2.64) высота всасывания

$$H_B = \frac{P'}{\rho g} - \Delta h - \frac{P_{в.п}}{\rho g} - h_{п}. \quad (2.66)$$



При эксплуатации насоса следует контролировать, не работает ли насос в режиме недопустимо сильной кавитации. Такой контроль удобно производить по показанию вакуумметра, установленного на входном патрубке насоса. Для этого надо знать допустимый вакуум на входе в насос. Из уравнения (2.64) такой вакуум, или *вакуумметрическая высота всасывания*,

$$H_{\text{вак}} = \frac{p_0 - p_{\text{в}}}{\rho g} = \frac{p_0 - p_{\text{н.п}}}{\rho g} + \frac{v_{\text{н}}^2}{2g} - \Delta h, \quad (2.67)$$

где  $p_0$  — барометрическое давление.

Результаты испытания насоса на кавитацию наносят на характеристику насоса обычно в форме кривой зависимости допустимого кавитационного запаса  $\Delta h_{\text{доп}}$  от подачи (см. рис. 2.15).

## 2.20. Определение критического кавитационного запаса

Опыты показывают, что область минимального давления, в которой возникает кавитация, расположена на тыльной стороне лопатки вблизи входной кромки. Определим давление в этой области. Для этого напишем уравнение Бернулли для сечений струйки жидкости, расположенных на входе в подвод и непосредственно перед входом на лопатку рабочего колеса. При этом примем, что гидравлические потери в подводе малы и ими можно пренебречь. Тогда

$$\frac{p_{\text{в}}}{\rho g} + \frac{v_{\text{н}}^2}{2g} = \frac{p_0}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g}, \quad (2.68)$$

где  $p_0$  и  $v_0$  — абсолютные давление и скорость потока перед входом на лопатки рабочего колеса (см. п. 2.5).

Напишем уравнение Бернулли для относительного движения жидкости для сечения струйки, расположенного перед входом на лопатки рабочего колеса, и сечения  $K$ , в котором давление минимально. Так как эти сечения близки одно к другому,  $z_0 = z_K$  и  $u_0 = u_K$ . Гидравлическими потерями пренебрегаем. При этом

$$\frac{p_0}{\rho g} + \frac{w_0^2}{2g} = \frac{p_{\text{мин}}}{\rho g} + \frac{w_K^2}{2g},$$

откуда

$$\frac{p_{\text{мин}}}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g} - \frac{w_K^2}{2g} + \frac{w_0^2}{2g} = \frac{p_0}{\rho g} - \frac{w_0^2}{2g} \left[ \left( \frac{w_K}{w_0} \right)^2 - 1 \right]. \quad (2.69)$$

Кавитация начинается при равенстве минимального давления давлению насыщенного пара перекачиваемой жидкости, т. е. при  $p_{\text{мин}} = p_{\text{н.п}}$ . При этом

$$\left( \frac{w_K}{w_0} \right)^2 - 1 = \frac{p_0 - p_{\text{н.п}}}{\rho w_0^2 / 2} = \lambda_{\text{кр}}$$

есть *критическое число кавитации*, обозначенное в п. 1.21 буквой  $\lambda$ . Для кинематически подобных потоков отношение скоростей

$w_k/w_0$  и, следовательно, критическое число кавитации  $\lambda_{кр}$  одинаковы. От рода жидкости и ее температуры критическое число кавитации мало зависит, если числа  $Re$  потоков в рабочем колесе не слишком сильно различаются и если потоки автомодельны. В противном случае критическое число кавитации различно из-за разного распределения скоростей у входа в рабочее колесо. Так как скорости  $w_k$  и  $w_0$  являются скоростями у носика лопатки, то для равенства критических чисел кавитации  $\lambda_{кр}$  требуется главным образом геометрическое подобие входных элементов лопатки и потока. Даже значительное отклонение от подобия выходных элементов мало сказывается на значении  $\lambda_{кр}$ . Таким образом, критическое число кавитации  $\lambda_{кр}$  зависит от формы проточной части входных элементов рабочего колеса и направления потока на входе в него (режима работы насоса).

Из уравнений (2.68) и (2.69) получим

$$\frac{p_B}{\rho g} + \frac{v_B^2}{2g} - \frac{p_{min}}{\rho g} = \frac{v_0^2}{2g} + \lambda_{кр} \frac{w_0^2}{2g}. \quad (2.70)$$

Для кавитационных режимов  $p_{min} = p_{н.п}$  и

$$\frac{p_{в.кр}}{\rho g} + \frac{v_B^2}{2g} - \frac{p_{н.п}}{\rho g} = \frac{v_0^2}{2g} + \lambda_{кр} \frac{w_0^2}{2g}$$

или, согласно уравнению (2.64),

$$\Delta h_{кр} = \frac{v_0^2}{2g} + \lambda_{кр} \frac{w_0^2}{2g}. \quad (2.71)$$

Полученное уравнение является основным расчетным уравнением кавитации. Из выражения (2.70) следует, что давление  $p_{min}$  тем меньше, чем больше скорости  $v_0$  и  $w_0$ . Скорость  $w_0$  максимальна для струйки, текущей вдоль переднего диска, у которой диаметр входа и, следовательно, переносная скорость  $u_1$  наибольшие. Скорость  $v_0$  здесь также обычно максимальна. Следовательно, наиболее опасной в отношении кавитации является периферийная точка входной кромки. Возникновение местной кавитации в отдельных струйках не приводит к изменению напора насоса. Последнее происходит лишь тогда, когда кавитация захватывает достаточно большую область рабочего колеса, поэтому было бы неправильным применять уравнение (2.71) для периферийной струйки. Применяют его для средней струйки и под  $v_0$  и  $w_0$  понимают абсолютную и относительную скорости непосредственно перед входом на лопатки рабочего колеса на средней струйке потока.

Уравнение (2.71) пригодно как для первого, так и для второго критического кавитационного режима. Критическое число кавитации  $\lambda_{II}$  для второго критического режима меньше, чем  $\lambda_I$  для первого.

Из уравнения (2.71) следует, что критический кавитационный запас зависит только от скорости движения жидкости, определяемой конструкцией насоса и режимом его работы. Он не зависит от барометрического давления и мало зависит от рода и температуры жидкости, если числа  $Re$  потоков в рабочем колесе не слишком сильно раз-

личаются или потоки автомодельны и если жидкость однокомпонентна, а ее температура существенно ниже критической. Это дает возможность использовать результаты испытания насоса на одной жидкости для определения кавитационного запаса при работе насоса на другой жидкости.

Если температура жидкости близка к критической, то из-за термодинамического эффекта, возникающего при кавитации (охлаждения жидкости при ее испарении), критический кавитационный запас уменьшается с ростом температуры. У многокомпонентных жидкостей (смесей) давление насыщенного пара зависит от соотношения паровой и жидкой фаз. При этом изменяются условия образования кавитационной каверны и, следовательно, кавитационные свойства насоса по сравнению с его свойствами при работе на однокомпонентной жидкости.

Для использования уравнения (2.71) необходимо знать критическое число кавитации  $\lambda_{кр}$ . Оно определяется по эмпирическим формулам и опытным таблицам, которые приведены в специальных пособиях.

Выведем формулу пересчета критического кавитационного запаса. Пусть два геометрически подобных насоса работают в подобных режимах. По определению критический кавитационный запас

$$\Delta h_{кр} = \frac{p_{в.кр}}{\rho g} + \frac{v_n^2}{2g} - \frac{p_{н.п}}{\rho g}.$$

При кавитации  $p_{в.кр}/(\rho g) - p_{н.п}/(\rho g) = \Delta p_{кр}/(\rho g)$  есть разница пьезометрических напоров во входном сечении подвода и в сечении, где давление минимально. Если пренебречь разницей уровней этих сечений, то разница пьезометрических напоров, будучи равной разности статических напоров, пропорциональна скорости жидкости во второй степени (см. п. 1.20):

$$\Delta p_{кр}/(\rho g) \approx \Delta H_{ст} \sim v^2. \text{ Поэтому с учетом уравнения (2.34)}$$

$$\Delta h_{кр} \sim v^2 \sim (nL)^2$$

или

$$\frac{\Delta h_{кр1}}{\Delta h_{кр2}} = \left( \frac{n_1 L_1}{n_2 L_2} \right)^2. \quad (2.72)$$

Уравнение (2.72) позволяет определить критический кавитационный запас насоса, геометрически подобного другому насосу, кавитационные свойства которого известны, или же пересчитать критический кавитационный запас насоса с одной частоты вращения на другую.

Приведенный вывод формулы пересчета не связан с особенностями рабочего процесса лопастного насоса, поэтому формула справедлива для всех видов насосов, имеющих вращающиеся рабочие органы или циклический рабочий процесс.

Экспериментально установлено, что кавитационные свойства лопастных насосов, за исключением, по-видимому, насосов с короткими лопатками, зависят только от условий входа в рабочее колесо, и не

зависят от условий выхода из него (от формы лопаток и колеса на выходе и от конструкции отвода). Поэтому для того, чтобы формула (2.72) была справедлива, достаточно соблюдения геометрического подобия подвода и входных элементов рабочего колеса и не обязательно соблюдение подобия отвода и выходных элементов колеса.

Исключим из уравнений (2.33) и (2.72) линейный размер  $L$ . Для этого возведем правую и левую части уравнения (2.33) в степень  $2/4$ , а уравнения (2.72) в степень  $3/4$  и разделим одно уравнение на другое. Кроме того, умножим обе части получившегося уравнения на  $10^{3/4}$ :

$$\frac{n_1 \sqrt[3]{\bar{Q}_1}}{(\Delta h_{кр1}/10)^{3/4}} = \frac{n_2 \sqrt[3]{\bar{Q}_2}}{(\Delta h_{кр2}/10)^{3/4}}$$

Следовательно, величина

$$C = \frac{n \sqrt[3]{\bar{Q}}}{(\Delta h_{кр}/10)^{3/4}} \quad (2.73)$$

одинакова для всех геометрически подобных насосов при их работе на подобных режимах. По аналогии с коэффициентом быстроходности насоса [уравнение (2.47)] ее называют *кавитационным коэффициентом быстроходности*. Уравнение было получено С. С. Рудневым. Из него следует, что кавитационные свойства насоса тем выше, чем больше  $C$ . При работе в оптимальном режиме насосов, плохих в кавитационном отношении (например, насосов для загрязненных жидкостей), кавитационный коэффициент быстроходности для первого критического режима  $C_1 = 600 \div 700$  и меньше, для обычных насосов  $C_1 = 800 \div 1000$ , для насосов с повышенными кавитационными свойствами  $C_1 = 1300$  и более. Эти коэффициенты определены при подстановке в формулу (2.73) подачи  $Q$  (в м<sup>3</sup>/с), частоты вращения  $n$  (в об/мин),  $\Delta h_{кр}$  (в м).

Уравнение (2.73) позволяет определить критический кавитационный запас или, при известном критическом кавитационном запасе, максимальную частоту вращения, если известен коэффициент  $C$ .

У насоса двустороннего входа (см. рис. 2.3) поток делится поровну между двумя входами в рабочее колесо. Поэтому для насосов двустороннего входа значение подачи, входящее в формулу (2.73), следует брать равным  $Q/2$ , где  $Q$  — подача насоса. Отсюда следует, что при том же критическом кавитационном запасе и той же подаче частота вращения у насоса двустороннего входа может быть выбрана в  $\sqrt{2}$  раз большей, чем у одностороннего. Это одно из основных преимуществ насосов двустороннего входа.

Согласно изложенному в настоящей главе материалу критический кавитационный запас можно определить следующими способами.

1. По результатам кавитационного испытания насоса. Полученный опытным путем критический кавитационный запас пересчитывают на другую жидкость, частоту вращения и размеры насосов по формуле пересчета.

2. По уравнению (2.71).

3. По уравнению (2.73).

Анализ уравнения (2.71) показал, что для уменьшения кавитационного запаса необходимо увеличивать входной диаметр  $D_r$  рабочего колеса и его ширину  $b_1$  на входе и уменьшать толщину лопаток у входа. При чрезмерном увеличении диаметра входа КПД насоса падает. Это ограничивает возможность повышения кавитационных качеств насоса путем увеличения диаметра входа. Увеличение ширины рабочего колеса на входе сильно повышает кавитационные качества насоса, сравнительно мало понижая КПД. На рис. 2.44 изображено центробежное рабочее колесо с повышенными кавитационными качествами. У такого колеса при втором критическом режиме  $C$  доходит до 2300.

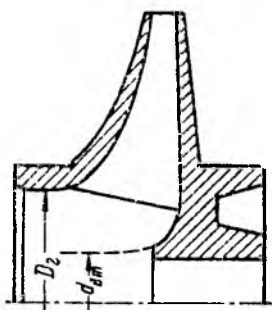


Рис. 2.44. Рабочее колесо с повышенными кавитационными качествами

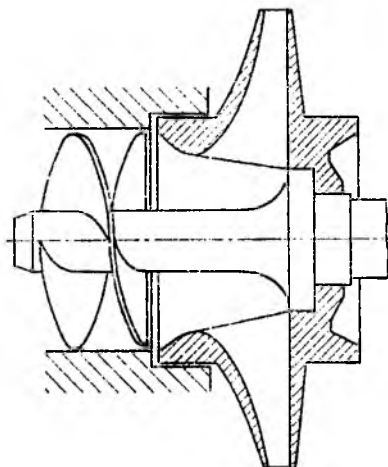


Рис. 2.45. Установка предвключенного шнека перед рабочим колесом

Другим способом повышения кавитационных качеств насоса является установка на входе в рабочее колесо первой ступени осевого колеса (рис. 2.45), которое повышает давление у входа в центробежное колесо, что обеспечивает его бескавитационную работу. Для улучшения кавитационных качеств самого предвключенного осевого колеса увеличивают его наружный диаметр и уменьшают толщину входной кромки лопатки. Распространенная конструкция осевого колеса с лопатками, очерченными по винтовой поверхности, получила название предвключенного шнека. У насоса с предвключенным шнеком величина  $C$  на втором критическом режиме достигает 5000.

## 2.21. Конструктивные разновидности рабочего колеса, подвода и отвода

Проточная полость всех лопастных насосов состоит из трех основных элементов — подвода, рабочего колеса и отвода. Назначением рабочего колеса является передача жидкости энергии, подводимой к валу насоса. Обычно рабочие колеса отливают целиком вместе с лопатками. Малые колеса тихоходных насосов, имеющие

узкие каналы, часто выполняют сборными. При этом штампованные лопасти приваривают или приклепывают к литым или штампованным ведомому и ведущему дискам. Иногда сборное колесо состоит только из двух частей — из ведущего диска, в котором выфрезерованы лопасти, и из ведомого диска. Сборная конструкция дает возможность производить тщательную обработку внутренней поверхности каналов между лопатками, что уменьшает гидравлические потери и увеличивает эрозионную стойкость рабочего колеса.

Число лопаток у центробежных колес обычно равно шести—десяти, у осевых колес — трем—пяти. Рабочие колеса насосов, перекачивающих загрязненные жидкости, имеют две-четыре лопасти (см. рис. 2.48). Рабочее колесо этих насосов выполняют широким. Уменьшение числа лопаток и увеличение ширины колеса увеличивает площадь проходов между лопатками и препятствует закупориванию каналов.

Рабочие колеса выполняют с односторонним (см. рис. 2.1) или двусторонним (см. рис. 2.3) входом. Колесо двустороннего входа имеет два ведомых диска и один ведущий диск со ступицей. Эти колеса имеют два входа (жидкость входит в колесо с двух сторон) и один выход.

По подводу жидкость подается в рабочее колесо из подводящего трубопровода. Подвод должен обеспечить по возможности осесимметричный поток на входе в колесо. Если осевая симметрия потока у входа в колесо отсутствует, то треугольники скоростей и, следовательно, углы  $\beta_1$  наклона относительной скорости (см. рис. 2.9) различны для разных точек входного сечения потока, расположенных на одинаковом расстоянии от оси колеса. В этом случае при любой установке входного элемента лопасти на некоторых струйках получаются чрезмерно большие углы атаки (углом атаки называется угол между лопастью и относительной скоростью на входе), приводящие к срыву потока с лопасти. Это вызывает дополнительные гидравлические потери и местное снижение давления, в результате которого уменьшается допустимая высота всасывания насоса.

Основными формами подвода являются следующие.

*Прямоосный конфузор* (см. рис. 2.1) применяют в том случае, если рабочее колесо закреплено консольно на конце вала насоса и вал не проходит через подвод. Сходящийся конус (конфузор) обладает способностью выравнивать поле скоростей. Гидравлическое сопротивление конфузоров весьма мало. Таким образом, прямоосный конфузор удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к подводам.

*Кольцевой подвод* (рис. 2.46) представляет собой кольцевой канал постоянного сечения, расположенный по окружности входа в рабочее колесо. Этот канал соединен с входным патрубком насоса, расположенным сбоку перпендикулярно к оси. Кольцевой подвод применяют в многоступенчатых насосах секционного типа (см. рис. 2.59) в качестве подвода первой ступени. Он не обеспечивает осевой симметрии потока у входа в рабочее колесо. Так, окружная составляющая скорости жидкости направлена с правой стороны по ходу часовой

стрелки, с левой — против нее. Кроме того, за валом насоса при его обтекании образуется вихревая зона. Нарушение осевой симметрии потока у входа в рабочее колесо несколько уменьшается при увеличении площади сечения кольцевого канала  $\mu$ , следовательно, уменьшении скорости жидкости в подводе.

*Спиральный подвод* (рис. 2.47) представляет собой спиральный канал, расположенный по окружности входа в рабочее колесо.

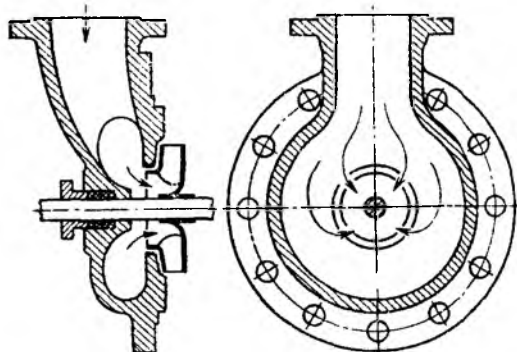


Рис. 2.46. Кольцевой подвод

В отличие от кольцевого подвода осевые сечения спирального подвода не одинаковы, а постепенно увеличиваются от носика  $A$ . Жидкость, протекая по подводу, получает окружную составляющую скорости ( $v_{\text{ци}} \neq 0$ ). Это устраняет образование вихревой зоны за валом и уменьшает нарушение осевой симметрии потока у входа в рабочее колесо. Кроме того, наличие окружной составляющей

скорости уменьшает относительную скорость жидкости на входе  $w_1$ , что снижает гидравлические потери в колесе и увеличивает допустимую высоту всасывания. Спиральный подвод находит в настоящее время широкое применение в насосах двустороннего всасывания (см. рис. 2.3) и многоступенчатых насосах спирального типа (см. рис. 2.58) и секционного типов.

Назначением отвода является:

1) собрать жидкость, выходящую по периферии рабочего колеса, и подвести ее к напорному патрубку насоса или рабочему колесу следующей ступени;

2) уменьшить скорость жидкости, вытекающей из рабочего колеса, преобразовав при этом кинетическую энергию в потенциальную энергию давления с возможно меньшими гидравлическими потерями;

3) раскрутить жидкость, закрученную рабочим колесом.

Основными формами отвода являются следующие.

*Спиральный отвод* (см. рис. 2.1) представляет собой канал, расположенный по окружности выхода из рабочего колеса, из которого жидкость уходит в напорный патрубок  $4$  в направлении, лежащем в плоскости, перпендикулярной к оси насоса. Осевые сечения этого канала увеличиваются, начиная от языка  $5$ , соответственно изме-

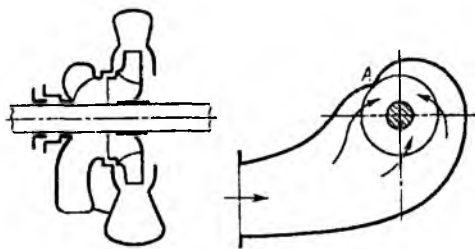


Рис. 2.47. Спиральный подвод

непию расхода жидкости, протекающей через сечение отвода. Спиральный канал переходит в прямоосный диффузор. Уменьшение скорости происходит главным образом в прямоосном диффузоре, а не в спиральной части отвода. Спиральный отвод применяют в одноступенчатых насосах одностороннего (см. рис. 2.1) и двустороннего (см. рис. 2.3) входа и многоступенчатых насосах спирального типа (см. рис. 2.58).

*Кольцевой отвод* (рис. 2.48) представляет собой канал постоянного сечения, расположенный вокруг рабочего колеса. К каналу примыкает напорный патрубок насоса. Кольцевой отвод применяют в насосах, перекачивающих загрязненные жидкости, в которых спиральные отводы неприменимы, так как начальные участки спирального канала, имеющие малые сечения, непроходимы для крупных твердых частиц. При постоянном сечении кольцевого канала средние скорости жидкости в разных его сечениях неодинаковы, так как расходы жидкости, протекающей через разные сечения отвода, различны (увеличиваются от языка отвода). Поэтому избежать дополнительных потерь на входе в отвод, возникающих из-за слияния потоков жидкости с разными скоростями, текущей по отводу и выходящей из рабочего колеса, нельзя.

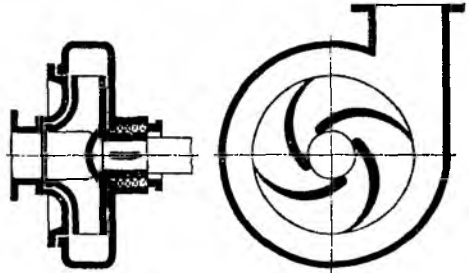


Рис. 2.48. Насос для загрязненных жидкостей

*Направляющий аппарат* является совокупностью нескольких спиральных каналов, расположенных вокруг рабочего колеса, по которым жидкость перемещается к рабочему колесу следующей ступени или выпускается вдоль оси насоса.

На рис. 2.49 изображен направляющий аппарат с безлопаточным кольцевым пространством. Жидкость, выходящая из рабочего колеса, поступает в спиральную часть  $FG$  направляющего аппарата. Так же как и в спиральном отводе, радиальные сечения спиральной части направляющего аппарата постепенно увеличиваются соответственно увеличению расхода жидкости. Спиральный участок переходит в диффузор  $GN$ . Здесь кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию давления. Далее жидкость попадает в безлопаточное пространство  $BGD$ , где она изменяет направление движения от центра к периферии на движение от периферии к центру. Пройдя безлопаточное пространство, жидкость поступает в обратные каналы  $DE$ , которые подводят ее к рабочему колесу следующей ступени. В обратных каналах происходит дальнейшее преобразование кинетической энергии в потенциальную. Последний участок обратных каналов имеет направление, близкое к радиальному, поэтому жидкость выходит из обратных каналов с малой окружной составляющей скорости.



Направляющие аппараты с безлопачочным кольцевым пространством применяют в многоступенчатых насосах секционного типа. В этих же насосах используют направляющие аппараты с непрерывными каналами (рис. 2.50). Жидкость, выходящая из рабочего

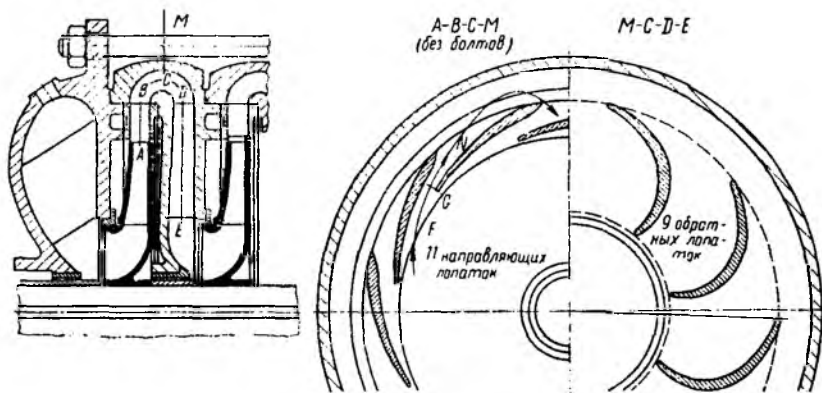


Рис. 2.49. Направляющий аппарат с безлопачочным кольцевым пространством

колеса, проходит через спиральную часть  $BC$  и диффузор  $CD$ . Диффузор выполняют обычно прямолинейным. Конечный участок диффузора изгибают к центру. Начиная от сечения  $G-G$ , канал отклоняется от плоскости, перпендикулярной к оси насоса, и уходит в осевом

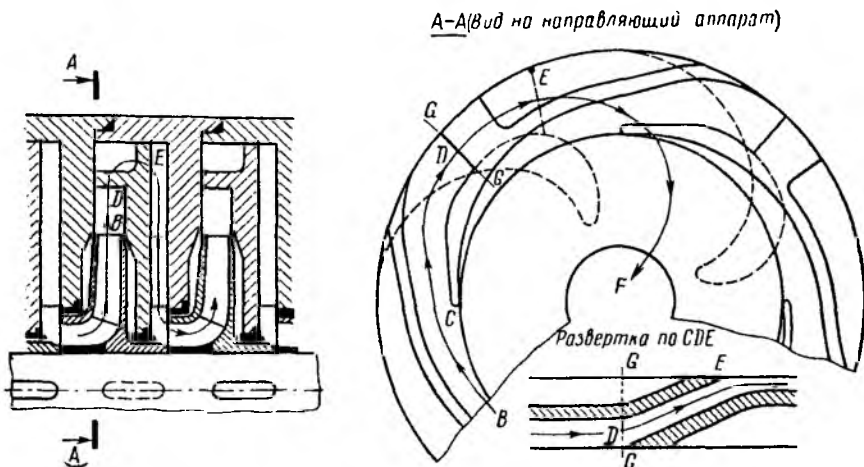


Рис. 2.50. Направляющий аппарат с непрерывными каналами

направлении, соединяя диффузор с обратными каналами, по которым жидкость с малой окружной составляющей скорости подводится к рабочему колесу следующей ступени. Направляющие аппараты с непрерывными каналами имеют меньшие гидравлические потери,

чем направляющие аппараты с безлопаточным кольцевым пространством, и благодаря этому постепенно вытесняют последние.

В насосах с полусевым и осевым колесом применяют направляющий аппарат, в котором каналы образованы лопатками двойной кривизны (см. рис. 2.19, поз. 3).

## 2.22. Уплотнения рабочего колеса и вала. Осевая сила на роторе насоса

Ранее было отмечено (см. п. 2.3), что для уменьшения утечек жидкости из отвода в подвод у входа в рабочее колесо выполняют уплотнение в виде малого зазора *1* между рабочим колесом и корпусом (см. рис. 2.6). Стенки этого зазора изнашиваются довольно быстро из-за большой скорости жидкости в нем, способствующей химическому и эрозионному разрушению материала. Особенно быстро они изнашиваются при наличии в жидкости абразивных частиц. Для того чтобы при износе уплотняющего зазора не пришлось менять рабочее колесо или корпус насоса, на них часто закрепляют сменные уплотнительные кольца, образующие уплотняющий зазор (см. рис. 2.3, кольца *3* и *6*).

Межступенные уплотнения (см. рис. 2.59), уменьшающие утечки через зазоры между валом и диафрагмами, также выполняют обычно в виде щелей *7*, образованных сменными уплотнительными кольцами.

В местах выхода вала из корпуса насоса чаще всего устанавливают сальники (рис. 2.51). Уплотнение обеспечивается набивкой *1*, которая сжимается крышкой *2* путем затягивания гаек шпилек *3*. Набивку изготовляют чаще всего из специального хлопчатобумажного или, при высокой температуре перекачиваемой жидкости, асбестового шнура квадратного сечения и перед установкой пропитывают смазкой из графита и технического жира. Шнур укладывают отдельными кольцами. Его нельзя наматывать на вал одним куском, так как при этом трудно получить равномерное по окружности поджатие набивки. Тепло, выделяющееся при трении вала о набивку, в основном отводится жидкостью, просачивающейся через сальник, поэтому утечка жидкости через сальник необходима. При работе материал набивки изнашивается, перестает плотно прилегать к валу и утечка жидкости увеличивается. Поэтому гайки сальника надо периодически подтягивать. Если повторное натяжение крышки сальника не дает уплотнения или приводит к чрезмерному нагреву сальника, то набивку необходимо сменить. Набивка работает до смены 200—4000 ч в зависимости от степени загрязнения жидкости и материала набивки.

Сальники на всасывающей стороне насоса не должны допускать засасывания воздуха внутрь насоса. Даже небольшая протечка воздуха сильно снижает напор, подачу и КПД насоса. Кроме того, воздух, протекающий через сальник, не отводит тепло. Сальник греется и набивка может сгореть, поэтому на всасывающей стороне сальники делают с гидравлическим затвором, который состоит из кольца *4* двутаврового сечения, помещенного между кольцами набивки. К этому кольцу по трубке *5* подводится жидкость под давле-

нием. Через жидкостное кольцо гидравлического затвора воздух не может прорваться внутрь насоса. Жидкость из кольца 4 вытекает наружу и внутрь насоса, отводя при этом тепло от набивки сальника. Для защиты вала от истирания в сальниках и коррозии на него надевают защитные втулки 6.

Вместо сальниковых уплотнений часто применяют торцовые (рис. 2.52). В крышку уплотнения запрессовывают неподвижное кольцо 1 пары трения, к которому пружиной 3 и давлением жидкости прижимается вращающееся кольцо 2. Уплотняющее резиновое кольцо 4 препятствует протеканию жидкости между валом и кольцом 2.

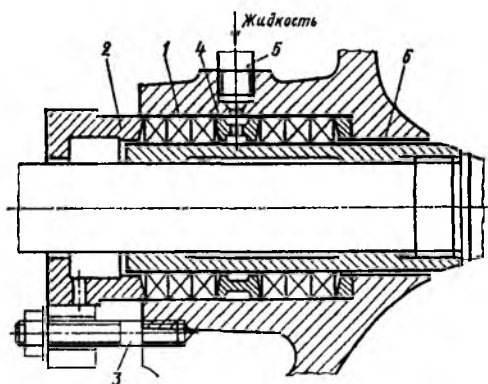


Рис. 2.51. Сальник

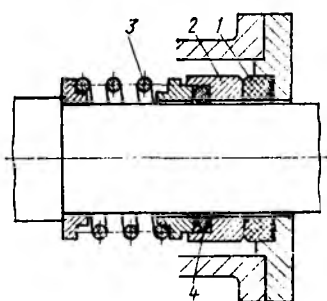


Рис. 2.52. Торцовое уплотнение с резиновым уплотняющим кольцом

Выбор материала трущейся пары (колец 1 и 2) зависит от агрессивности перекачиваемой жидкости. Для малоагрессивных жидкостей (воды, водных растворов малой концентрации и маловязких нефтепродуктов) кольцо 1 изготовляют из графита, пропитанного фенолформальдегидной смолой, свинцом или другим наполнителем, а кольцо 2 — из хромистой стали 9Х18. Торцовые уплотнения значительно долговечнее сальниковых, не требуют обслуживания (подтяжки), работают практически с нулевой утечкой. Однако торцовые уплотнения сложнее и дороже сальниковых.

На рабочее колесо центробежного насоса действует осевая сила, направленная в сторону входа. Она возникает главным образом из-за неодинаковости сил давления, действующих справа и слева на рабочее колесо (рис. 2.53). Давление  $p_2$  на выходе из рабочего колеса больше давления  $p_1$  на входе в него. Увлекаемая рабочим колесом жидкость в пространстве между рабочим колесом и корпусом насоса (в пазухах насоса) вращается с угловой скоростью, равной приблизительно половине угловой скорости рабочего колеса. Вследствие вращения жидкости давление на наружные поверхности рабочего колеса изменяется вдоль радиуса по параболическому закону. В области от  $R_2$  до  $R_1$  давления справа и слева равны и урав-

новешиваются. В области от  $R_y$  до  $R_B$  давление слева, равное давлению у входа в насос, значительно меньше, чем справа. Это ведет к возникновению осевой силы давления  $A$ , равной объему эпюры разности давлений на правую и левую наружные поверхности рабочего колеса.

Следует отметить, что увеличение утечек, получающееся при износе уплотнения рабочего колеса, приводит к изменению закона распределения давления в области от  $R_2$  до  $R_y$  с левой стороны колеса. Это может привести к увеличению осевой силы давления в 1,5—2 раза. Осевая сила обусловлена также изменением направ-

ления движения жидкости в рабочем колесе из осевого в радиальное. Однако получающееся при этом усилие значительно лишь у насосов с большим коэффициентом быстроходности. У консольных насосов (см. рис. 2.57) осевая сила возникает также из-за того, что на наружный конец вала действует атмосферное давление, а на внутренний — давление, отличное от атмосферного. По этой же причине возникает дополнительное усилие у насосов с проходным валом, если его диаметр в обоих концевых уплотнениях различен. Приблизительно осевая сила на роторе насоса

$$A = \pi (R_y^2 - R_B^2) H \rho g, \quad (2.74)$$

где  $H$  — напор насоса.

Разгрузка ротора насоса от осевого усилия осуществляется следующими способами.

1. Применением двусторонних колес (см. рис. 2.3), у которых благодаря симметрии не возникает осевой силы, или симметричным расположением рабочих колес у многоступенчатых насосов (см. рис. 2.58). Этот способ разгрузки практически не может обеспечить полного уравнивания осевой силы, так как при неодинаковом выполнении или износе зазоров в уплотнениях рабочих колес, а также из-за наличия утечек в межступенных уплотнениях вала многоступенчатых насосов нарушается симметрия потока утечек и, следовательно, симметрия распределения давления на наружные поверхности колес. Для фиксации ротора в осевом направлении и восприятия неуравновешенных осевых сил применяют радиально-упорные подшипники.

2. Устройством второго уплотнения  $5$  на ведущем диске рабочего колеса и разгрузочных отверстий  $3$  у ступицы (см. рис. 2.57), благодаря чему почти полностью выравниваются давления, действующие с обеих сторон рабочего колеса в пространстве между уплотнением и валом. Уплотнение  $5$  устанавливают на том же радиусе, что и уплот-

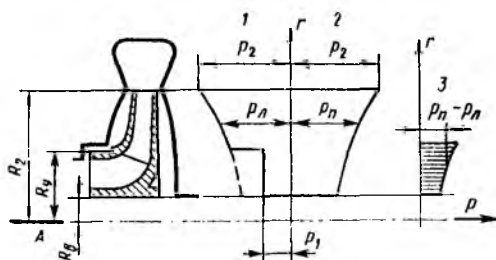


Рис. 2.53. К определению осевой силы на рабочем колесе:

- 1 — эпюра давления на левую поверхность колеса;
- 2 — эпюра давления на правую поверхность колеса;
- 3 — эпюра разности давлений

пение на переднем диске. Остаточное усилие воспринимается радиально-упорным или (в малых насосах) радиальным шарикоподшипником. Недостатком этого способа разгрузки осевой силы является снижение КПД насоса из-за увеличения утечек.

3. Установкой гидравлической пяты. Такой способ разгрузки применяется в многоступенчатых насосах секционного типа (см. рис. 2.59). Диск гидравлической пяты 1 (рис. 2.54) закрепляют на валу насоса с напорной стороны за последним рабочим колесом 3. Жидкость из рабочего колеса 3 поступает через кольцевой зазор 2 в промежуточную камеру 7. Затем она проходит через торцовый зазор 6 в разгрузочную камеру 5, соединенную трубкой 4 с подводом первой ступени насоса. Так как давление в промежуточной камере значительно больше, чем в разгрузочной, на диск гидравлической пяты действует сила, разгружающая осевую силу ротора.

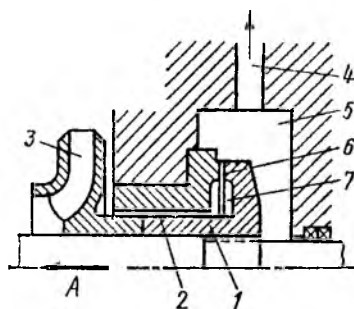


Рис. 2.54. Гидравлическая пята

Гидравлическая пята является саморегулирующимся устройством: зазор 6 за счет осевых смещений ротора автоматически устанавливается таким, что разность сил давления по обе стороны диска пяты равна силе на роторе насоса. Действительно, пусть осевая сила  $A$  ротора увеличится. При этом ротор насоса сместится влево, зазор 6 уменьшится, утечка жидкости через него ста-

нет меньше, перепад давления в зазоре 2, пропорциональный утечкам во второй степени, уменьшится, что приведет к возрастанию давления в промежуточной камере 7, и следовательно, к увеличению разгружающей силы. При этом последняя станет равна осевой силе. При разгрузке осевой силы с помощью гидравлической пяты упорные подшипники не требуются. Недостатком гидравлической пяты являются дополнительные утечки и трение диска о жидкость, уменьшающие КПД насоса.

## 2.23. Основы расчета лопастных насосов

Для геометрически подобных насосов, работающих в подобных режимах, т. е. для насосов, имеющих одинаковый коэффициент быстроходности  $n_s$ , отношение  $Q/(nL^3) = q$  одинаково. Отсюда любой линейный размер насоса можно определить по уравнению

$$L = \frac{1}{\sqrt[3]{q}} \sqrt[3]{\frac{Q}{n}}$$

Обозначив  $1/\sqrt[3]{q} = K$ , получим

$$L = K \sqrt[3]{Q/n}. \quad (2.75)$$

На основании статистической обработки данных по выполненным центробежным насосам получены следующие зависимости коэффициента  $K$  от  $n_s$ .

1. Для определения наружного диаметра  $D_2$  рабочего колеса

$$K_2 = 9,35 (n_3/100)^{-\frac{1}{2}}; \quad D_2 = K_2 \sqrt[3]{Q/n}. \quad (2.76)$$

2. Для нахождения ширины  $b_2$  рабочего колеса на выходе

$$\text{при } n_3 \leq 200 \quad K_b = 0,8 (n_3/100)^{\frac{1}{2}};$$

$$\text{при } n_3 > 200 \quad K_b = 0,635 (n_3/100)^{5/6}; \quad b_2 = K_b \sqrt[3]{Q/n}. \quad (2.77)$$

3. При вычислении приведенного диаметра входа в рабочее колесо  $D_0$  для первой ступени многоступенчатых и для одноступенчатых насосов принимают  $K_0 = 4 : 4,5$ , для остальных ступеней многоступенчатых насосов целесообразно выбрать  $K_0 = 3,5 : 4$ . Для колес с повышенными кавитационными качествами  $K_0 = 4,5 : 6$ . Приведенный диаметр входа

$$D_0 = K_0 \sqrt[3]{Q/n}.$$

Зная  $D_0$ , можно определить диаметр  $D_r$  горловины рабочего колеса (см. рис. 2.44)

$$D_r = \sqrt{D_0^2 + d_{вт}^2}, \quad (2.78)$$

где  $d_{вт}$  — диаметр втулки рабочего колеса.

Вычисленный по уравнению (2.76) диаметр  $D_2$  в дальнейшем уточняется таким образом, чтобы при принятом угле  $\beta_{2л}$  получился нужный напор.

Основой расчета отвода насоса являются следующие соображения. Пусть на выходе из рабочего колеса отвода нет. В этом случае на частицы жидкости не действуют никакие силы и момент количества движения частиц постоянен:

$$L = mvr \cos \alpha = \text{const}.$$

Следовательно, момент скорости

$$v_u R = \text{const} = v_{u2} R_2 = M_2. \quad (2.79)$$

Выполним стенки спиральной части отвода по поверхности тока рассмотренного потока жидкости. При этом жидкость движется так же, как и при отсутствии отвода (трением о стенки отвода пренебрегаем), и слияние потоков, выходящего из рабочего колеса и движущегося по отводу, происходит с одинаковыми моментами скорости. Следовательно, потери на входе в отвод отсутствуют.

Определим расход жидкости через осевое сечение  $A - A$  спирального отвода, расположенное под углом  $\varphi$  к языку (рис. 2.55). Расход через элементарную площадку шириной  $dr$  и длиной  $b$

$$dQ_\varphi = v_u b dr.$$

Подставив скорость  $v_u$  из уравнения (2.79) и проинтегрировав в пределах от радиуса  $R_0$  языка до наружного радиуса  $R$  сечения, получим

$$Q_\varphi = M_2 \int_{R_0}^R \frac{b}{r} dr. \quad (2.80)$$

Расход жидкости через сечение  $A - A$  равен расходу жидкости, вытекающей из рабочего колеса на угле  $\varphi$ . Следовательно,

$$Q_\varphi = \frac{\varphi}{360} Q = M_2 \int_{R_0}^R \frac{b}{r} dr. \quad (2.81)$$

Интеграл  $\int_{R_0}^R (b/r) dr$  определяют графически. Обычно по уравнению (2.81) рассчитывают только концевое сечение спиральной части отвода. Расчет ведут

методом последовательного приближения. Задавшись размерами сечения, проверяют их по уравнению (2.81) и вносят соответствующие коррективы. Площади промежуточных сечений отвода принимают обычно пропорциональными углу  $\varphi$ , отсчитанному от языка.

Уравнение (2.81) справедливо также для спиральной части направляющего аппарата.

Вследствие стеснения входного сечения лопатками жидкость входит в направляющий аппарат на угол  $360 \cdot \psi_3$ , где  $\psi_3$  — коэффициент стеснения на входе (см. п. 2.5). Поэтому  $Q_\varphi = \varphi Q / (360 \psi_3)$ . Так как у направляющего аппарата  $b = \text{const}$ .

$$Q_\varphi = \varphi Q / (360 \psi_3) = M_2 b \ln (R/R_0). \quad (2.82)$$

Широко применяется проектирование нового насоса путем пересчета по формулам подобия размеров существующего насоса, геометрически подобного проектируемому. Порядок расчета насоса по этому методу следующий.

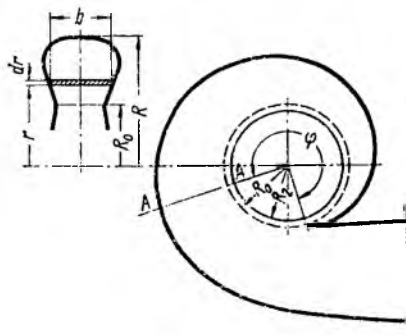


Рис. 2.55. Схема для расчета спирального отвода

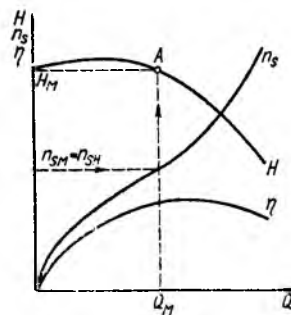


Рис. 2.56. К расчету насоса пересчетом размеров модельного насоса

1. По заданным подаче  $Q_n$ , напору  $H_n$  и частоте вращения  $n_n$  определяют коэффициент быстроходности  $n_{sn}$ .

2. Из существующих насосов, имеющих высокие технико-экономические показатели, выбирают насос (модельный), имеющий  $n_{sm}$  (в области максимального КПД), близкий к  $n_{sn}$  натурального насоса.

3. На характеристике модельного насоса наносят кривую зависимости  $n_s$  от  $Q$  (рис. 2.56).

4. На характеристике модельного насоса находят режим, характеризующийся точкой  $A$ , при котором  $n_{sm}$  равен  $n_{sn}$  натурального насоса, найденному по заданию. Этот режим работы подобен расчетному режиму работы натурального насоса.

5. По формулам пересчета

$$\frac{Q_n}{Q_m} = \frac{n_n}{n_m} \left( \frac{L_n}{L_m} \right)^3; \quad (2.83)$$

$$\frac{H_n}{H_m} = \left( \frac{n_n L_n}{n_m L_m} \right)^2, \quad (2.84)$$

где  $Q_m$  и  $H_m$  — подача и напор модельного насоса при режиме, характеризующем точкой  $A$ , находят соотношение размеров натурального и модельного насосов. Обе формулы должны дать одинаковую величину  $L_n/L_m$ . Это является проверкой точности расчета.

## 2.24. Основные конструктивные разновидности лопастных насосов

На рис. 2.57 изображен консольный насос, предназначенный для подачи чистой холодной воды и других малоагрессивных жидкостей. Одностороннее рабочее колесо 1 закреплено консольно на конце вала. Подвод насоса — прямоосный конфузور — выполнен в крышке 2. Отвод — спиральный. Разгрузка рабочего колеса от осевого усилия осуществляется при помощи разгрузочных окон 3 и второго уплотнения, образованного кольцом 5 и выступом на рабочем колесе. При этом давление перед сальником понижается до давления всасывания. Чтобы воздух не мог просачиваться в насос, сальниковое

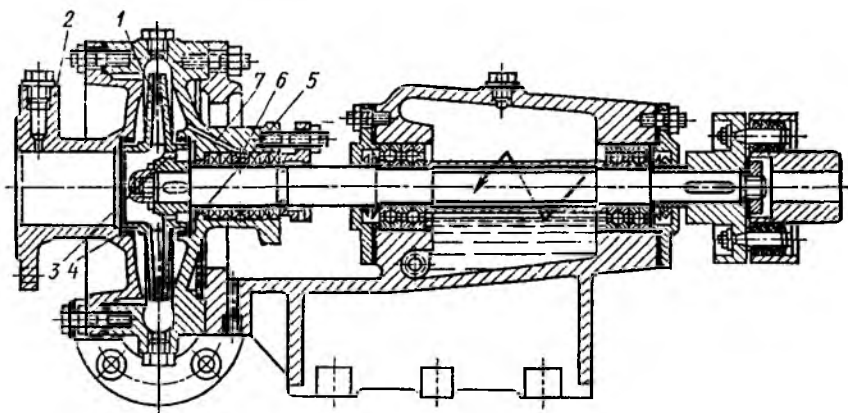


Рис. 2.57. Консольный насос

уплотнение снабжено кольцом гидравлического затвора 6. Жидкость подводится к нему по отверстию 7 из правой пазухи насоса. Иногда рабочее колесо у консольных насосов выполняется неразгруженным. При этом осевое усилие воспринимается шарикоподшипниками и установки в уплотнении вала кольца гидравлического затвора не требуется. В корпусе и крышке установлены сменные уплотняющие кольца 5 и 4, предохраняющие корпус и крышку от износа током утечек. Корпус насоса крепится к опорной стойке. Радиальное и оставшееся неуравновешенным осевое усилия, действующие на ротор насоса, воспринимаются шарикоподшипниками. Подшипники смазываются жидким маслом.

На рис. 2.3 изображен одноступенчатый насос двустороннего входа. Двустороннее рабочее колесо 4 благодаря симметрии разгружено от осевого усилия. Подвод и отвод насоса спиральные. Разъем корпуса насоса продольный (горизонтальный), причем напорный и подводящий трубопроводы подключены к нижней части 5 корпуса. Это обеспечивает возможность осмотра, ремонта и замены отдельных деталей и всего ротора без демонтажа трубопроводов и отсоединения электродвигателя. Уплотняющий зазор рабочего колеса выполнен



между сменными уплотняющими кольцами 6 и 3, закрепленными в корпусе насоса и на рабочем колесе. Уплотнение лабиринтное двухщелевое. Вал насоса защищен от износа сменными втулками, закрепленными на валу на резьбе. Эти же втулки крепят рабочее колесо в осевом направлении. Сальники, уплотняющие подвод насоса, имеют кольца гидравлического затвора 2. Жидкость подводится к ним под давлением из отвода насоса по трубкам. Радиальная нагрузка ротора воспринимается подшипниками скольжения. Смазка подшипников кольцевая. В нижней части корпусов подшипников имеются камеры, через которые протекает охлаждающая вода.

Для фиксации вала в осевом направлении и восприятия осевого усилия, которое может возникнуть при неравномерном изготовлении или износе правого и левого уплотнений рабочего колеса, в корпусе левого подшипника имеются радиально-упорные шарикоподшипники 1. Наружные кольца этих подшипников необходимо устанавливать с большими радиальными зазорами. В противном случае малые зазоры подшипников качения обеспечили бы концентричное положение вала относительно расточки вкладыша подшипника скольжения, при котором масляного клина не образуется и подшипник скольжения не сможет воспринимать никакого радиального усилия. Следовательно, при этом вся нагрузка, как радиальная, так и осевая, воспринималась бы только подшипником качения. В настоящее время подшипники скольжения применяют только на крупных насосах двустороннего входа. На малых и средних насосах устанавливают подшипники качения, которые воспринимают не только радиальные, но и осевые усилия. Насосы двустороннего входа имеют большую высоту всасывания, чем насосы одностороннего входа при тех же подаче и частоте вращения.

У многоступенчатых насосов спирального типа отводы и подводы всех ступеней спиральные. На рис. 2.58 изображен двухступенчатый спиральный насос. Жидкость поступает из первой ступени во вторую по внутреннему переводному каналу 1. Разъем корпуса продольный, причем напорный и подводящий трубопроводы присоединены к нижней части 4 корпуса, что облегчает осмотр и ремонт насоса. Симметричное расположение колес разгружает ротор от осевого усилия. Уплотняющие зазоры рабочих колес выполнены между сменными уплотняющими кольцами, которые защищают корпус и рабочие колеса от износа. Вал, защищенный от износа из-за трения о набивку сальника сменными втулками, опирается на два подшипника скольжения. Смазка подшипников кольцевая. Ротор в осевом направлении фиксируется радиально-упорными шарикоподшипниками 3, расположенными в правом подшипнике. Сальник, установленный со стороны входа (слева), имеет кольцо гидравлического затвора 2, к которому жидкость подводится из отвода первой ступени по трубке. Сальник, расположенный справа, уплотняет подвод второй ступени. Жидкость подается в него под напором, создаваемым первой ступенью, поэтому гидравлического затвора не требуется.

У многоступенчатых насосов секционного типа отводами всех ступеней являются направляющие аппараты. Разъем корпуса по-

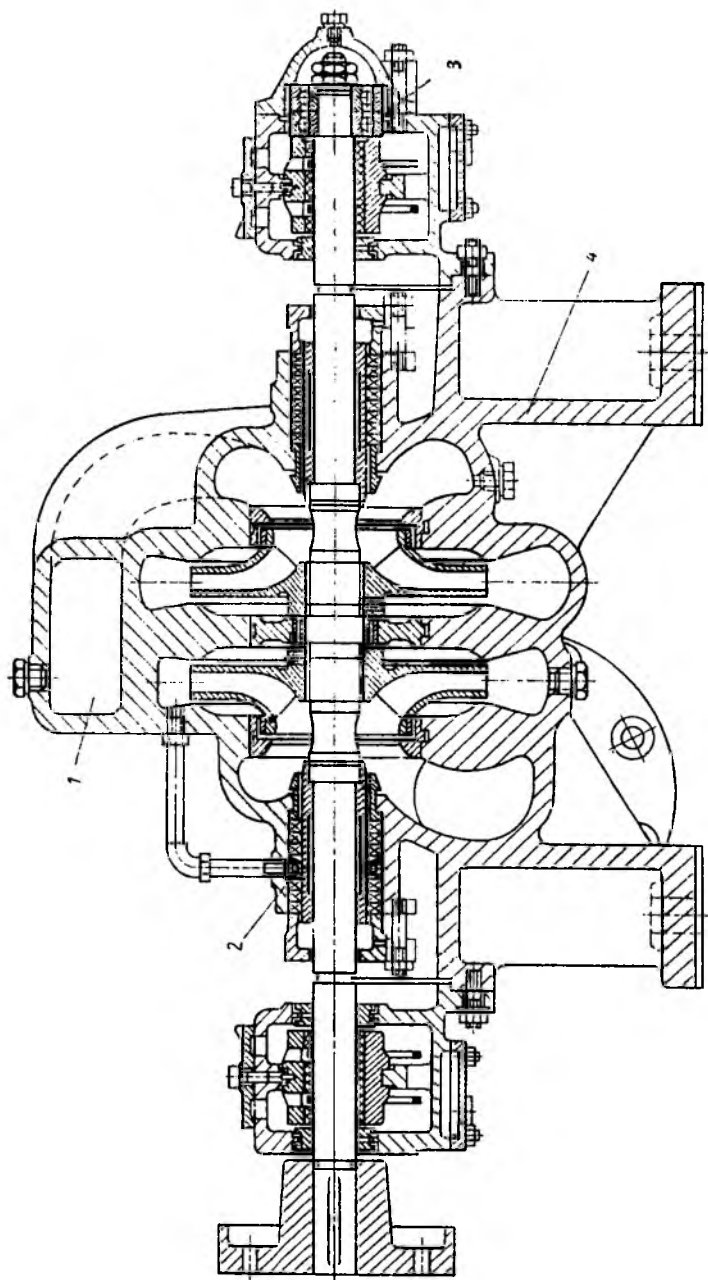


Рис. 2.58. Двухступенчатый спиральный насос

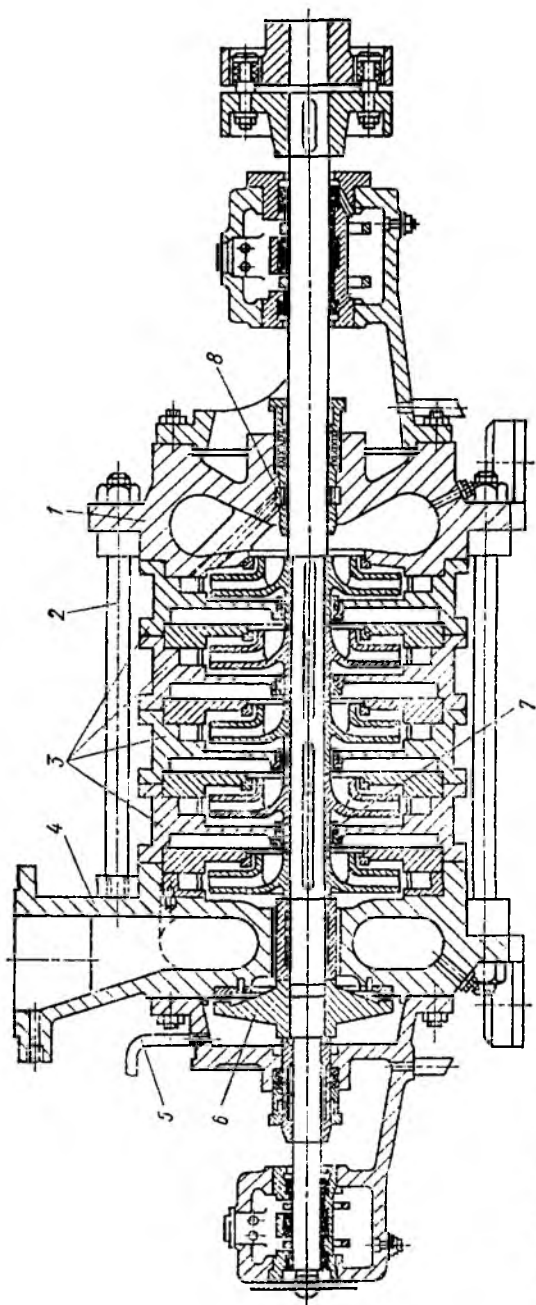


Рис. 2.59. Секционный насос

перечный относительно вала. На рис. 2.59 изображен пятиступенчатый насос этого типа. Он состоит из входной секции 1, четырех промежуточных секций 3 и напорной секции 4. Секции стянуты болтами 2. Подвод первой ступени кольцевой. Осевое усилие воспринимается гидравлической пятой 6. Жидкость, прошедшая через зазор пяты, отводится по трубке 5 во входную секцию насоса. Сальник этой секции имеет гидравлический затвор 8, жидкость к которому подводится из пазухи первой ступени по сверлению, выполненному в ребре входной секции. Вал размещен в подшипниках скольжения. Смазка подшипников кольцевая.

Насосы секционного типа имеют по сравнению со спиральными следующие недостатки.

1. Сборка и разборка значительно сложнее и, следовательно, сложнее ремонт насоса.

2. Разгрузка ротора от осевых усилий осуществляется гидравлической пятой или разгрузочными окнами. Эти устройства дают дополнительные утечки, поэтому объемный КПД секционных насосов ниже, чем спиральных.

Преимущества секционных насосов по сравнению со спиральными следующие:

1. Значительно меньшие габаритные размеры.

2. Более простое литье корпуса насоса.

3. Более высокий гидравлический КПД, так как каналы отвода обработаны.

4. Большая степень унификации узлов у насосов с разным числом ступеней. Изменение числа ступеней у насоса спирального типа ведет к полному изменению конструкции насоса. У секционных насосов для этого достаточно изменить лишь длины вала и стягивающих болтов.

На рис. 2.60 изображен осевой насос с жесткозакрепленными лопастями рабочего колеса. К втулке 1 жестко крепят лопасти 2. Обтекатель 11 обеспечивает плавный подвод жидкости к лопастям. Отводом насоса является осевой направляющий аппарат 9. К отводу крепят колено 8 с напорным патрубком. Опорами вала являются подшипники скольжения 10 и 7 с водяной смазкой. Вкладыши подшипников древлпластиковые (лигнофолевые). Они быстро изнашиваются при наличии в смазывающей воде абразивных частиц, поэтому подшипники насоса смазываются отфильтрованной водой, подводимой по трубке 4 в камеру над верхним подшипником. Камера уплотнена сальником 6. Пройдя через зазор между вкладышем и валом и между валом и трубой 3, вода поступает к нижнему подшипнику 10, после которого сливается с основным потоком. Для защиты от истирания лигнофолем вал защищен сменными втулками. Вместо лигнофолевых вкладышей часто применяют резиновые, менее чувствительные к наличию в воде абразивных частиц. Вал насоса соединяется с валом электродвигателя жесткой муфтой 5. Осевое усилие и вес ротора воспринимаются пятой электродвигателя.

Для регулирования подачи осевых насосов применяют поворот лопастей рабочего колеса, осуществляемый обычно с помощью гидро-

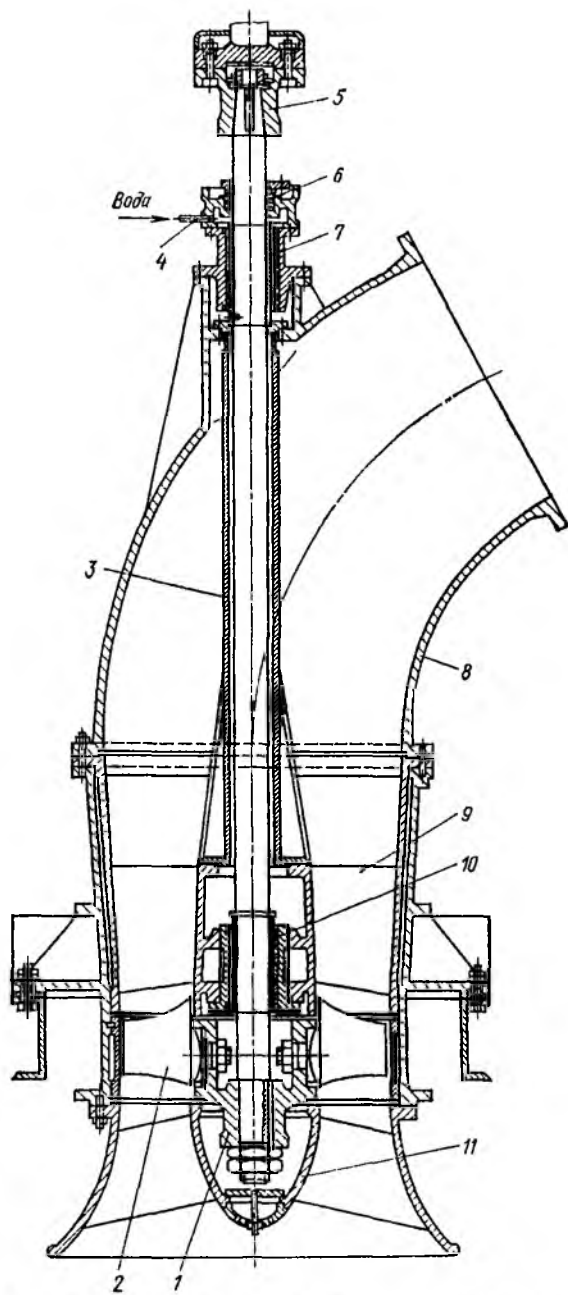


Рис. 2.60. Осевой насос с жесткозакрепленными лопастями

механизма (рис. 2.61). Цапфы 4 лопастей 1 поворачиваются в подшипниках скольжения 3 и 2, установленных во втулке рабочего колеса. На цапфах закреплены рычаги 5, связанные тягами 6 с крестовиной 7. При перемещении крестовины вверх или вниз лопасти рабочего колеса поворачиваются. Крестовина перемещается при помощи сервомотора, т. е. цилиндра с поршнем 8, шток 9 которого соединен с крестовиной. Поршень сервомотора и, следовательно, лопасти рабочего колеса перемещаются при подаче масла под давлением в верхнюю или нижнюю полости цилиндра сервомотора. Масло, подводимое к сервомотору, нагнетается специальным масляным насосом. Переключение подачи масла в ту или иную полость сервомотора производят золотником или изменением направления вращения реверсивного масляного насоса. Сервомотор обычно помещают в расширенных фланцах, соединяющих вал насоса с валом мотора, или, в крупных насосах, во втулке рабочего колеса.

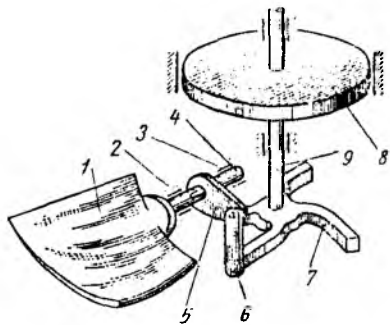


Рис. 2.61. Схема механизма поворота лопастей осевого насоса

## Глава 15. ВИХРЕВЫЕ И СТРУЙНЫЕ НАСОСЫ

### 2.25. Устройство вихревых насосов

Рабочим органом вихревого насоса является рабочее колесо 1 с радиальными или наклонными лопатками (рис. 2.62), помещенное в цилиндрический корпус с малыми торцовыми зазорами. В боковых и периферийной стенках корпуса имеется концентричный канал 2, начинающийся у входного отверстия и заканчивающийся у напорного. Канал прерывается перемычкой 4, служащей уплотнением между напорной и входной полостями. Жидкость поступает через входной патрубок 5 в канал, перемещается по нему рабочим колесом и уходит в напорный патрубок 3.

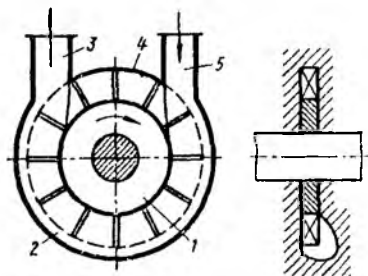


Рис. 2.62. Схема закрыто-вихревого насоса

Напор вихревого насоса в 3—9 раз больше, чем центробежного, при тех же размерах и частоте вращения. Большинство вихревых насосов имеют самовсасывающую способность, т. е. способность при пуске засосать жидкость без предварительного заполнения подводящего трубопровода. Многие вихревые насосы могут работать на

смеси жидкости и газа. Недостатком вихревого насоса является низкий КПД, не превышающий 45%. Наиболее распространенные конструкции имеют КПД 35—38%. Низкий КПД препятствует применению вихревого насоса при больших мощностях. Вихревые насосы изготавливают на подачу до 12 л/с. Напор вихревых насосов достигает 250 м, мощность доходит до 25 кВт, коэффициент быстроходности  $n_s = 4 \div 40$ . Частота вращения вихревого насоса, так же как и лопастного, ограничена только кавитационными явлениями. Следовательно, насос может быть непосредственно соединен с электродвигателем. Вихревые насосы не пригодны для перекачивания жидкостей с большой вязкостью, вследствие того, что при увеличении

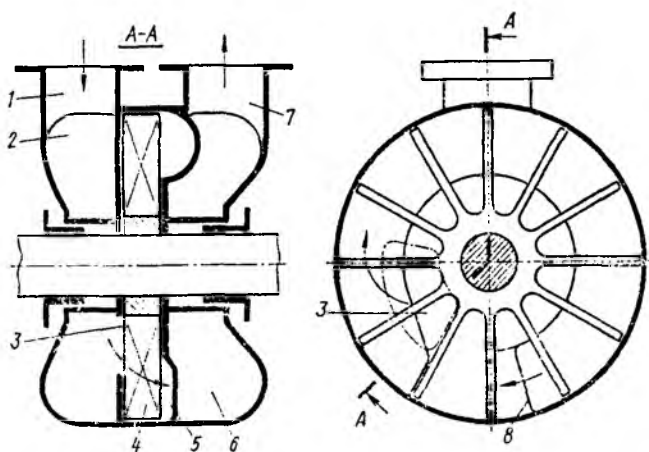


Рис. 2.63. Схема открыто-вихревого насоса

вязкости напор и КПД резко падают. Вихревые насосы рекомендуется применять при

$$Re = Ru/\nu > 20\,000, \quad (2.85)$$

где  $R$  — радиус центра тяжести сечения канала;  $u$  — окружная скорость рабочего колеса на радиусе  $R$ .

Эти насосы непригодны также для подачи жидкостей, содержащих абразивные частицы, так как из-за износа быстро увеличиваются торцовые и радиальные зазоры, что приводит к падению напора и КПД.

Вихревые насосы получили в настоящее время широкое распространение. Их применяют, когда требуется получить большой напор при малой подаче. Особенно перспективно их использование при перекачивании смеси жидкости и газа. В частности, их применяют для подачи легколетучих жидкостей (бензин, спирт и др.), жидкостей, насыщенных газами, сжиженных газов, кислот, щелочей и других химических агрессивных реагентов.

Насосы бывают закрыто- и открыто-вихревые. Насос, изображенный на рис. 2.62, закрыто-вихревой. Жидкость поступает из подво-

дящего патрубка 5 непосредственно в канал 2. В открыто-вихревых насосах (рис. 2.63) жидкость из подводящего патрубка 1 поступает в подвод 2, из которого через входное окно 3 подается к лопаткам рабочего колеса 4 и, только пройдя через него, поступает в канал 5. Далее жидкость перемещается по каналу рабочим колесом и через напорное отверстие 8 уходит в отвод 6 и напорный патрубок 7. Насос, изображенный на рис. 2.63, имеет открытый канал, который заканчивается напорным отверстием 8, расположенным на том же радиусе, что и канал.

## 2.26. Рабочий процесс вихревых насосов

Рабочее колесо вихревого насоса работает аналогично рабочему колесу центробежного насоса, засасывая жидкость из внутренней части канала и нагнетая во внешнюю. В результате возникает продольный вихрь (рис. 2.64). Проходя через рабочее колесо, жидкость приобретает окружную составляющую скорости, большую скорости жидкости в канале. При смешении жидкостей, текущей по каналу и выходящей из рабочего колеса, жидкость в канале получает импульс в направлении движения колеса, который приводит к возрастанию давления вдоль канала. Перемешивание частиц жидкости, движущихся в канале с разными скоростями, приводит к интенсивному вихреобразованию и, следовательно, к значительным потерям энергии. Часть напора, сообщаемого жидкости в рабочем колесе, расходуется на преодоление гидравлического сопротивления колеса и меридиональной составляющей сил трения на стенке канала. Все эти гидравлические потери оцениваются КПД  $\eta_{р,п}$  вихревого рабочего процесса. Последний сопровождается также объемными потерями из-за радиальных утечек через торцовые зазоры между рабочим колесом и корпусом насоса. Эти потери оцениваются объемным КПД  $\eta_{о,к}$  канала.

Можно показать, что коэффициент, характеризующий суммарные гидравлические потери вихревого рабочего процесса, объемные потери в уплотнении канала и в уплотнениях перемычки

$$\eta_{р,п}\eta_{о,к}\eta_o = Q/(Fu), \quad (2.86)$$

где  $F$  — площадь сечения канала.

На рис. 2.65 изображены зависимости  $\eta_{р,п}\eta_{о,к}\eta_o$  от  $Q$ . Произведение  $\eta_{р,п}\eta_{о,к}\eta_o = 1$  при  $Q = Fu$ . Ниже будет показано, что при подаче близкой к  $Fu$  напор насоса и, следовательно, его полезная мощность равны нулю, затраченная же мощность нулю не равна. При этом КПД насоса равен нулю. Оптимальный режим вихревого насоса получается при  $Q \approx 0,5Fu$ . При этом  $\eta_{р,п}\eta_{о,к}\eta_o \approx 0,5$  и максимальный полный КПД насоса  $\eta_{max} \ll 0,5$ .

Таким образом, рабочий процесс вихревого насоса сопровождается неизбежными большими потерями энергии. Большая величина этих потерь обуславливает низкий КПД вихревого насоса.

Пусть расход жидкости в канале  $Q = Fu$ . При этом окружная скорость рабочего колеса равна окружной скорости жидкости в ка-



пале. Жидкость в колесе и канале вращается как одно целое. Силы, вызывающие продольный вихрь, отсутствуют. Следовательно, при этом никакой передачи энергии жидкости не происходит. Из-за гидравлических потерь напор насоса становится отрицательным, он равен нулю при подаче

$$Q_{\max} = \alpha_{\max} Fu. \quad (2.87)$$

Опыты показывают, что  $\alpha_{\max} = 0,7 \div 1$ . Чем меньше подача, тем больше разница окружных скоростей жидкости в колесе и канале, тем больше силы, вызывающие продольный вихрь, и тем больше напор. Таким образом, при уменьшении подачи напор возрастает (рис. 2.66).

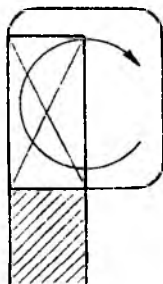


Рис. 2.64. Продольный вихрь

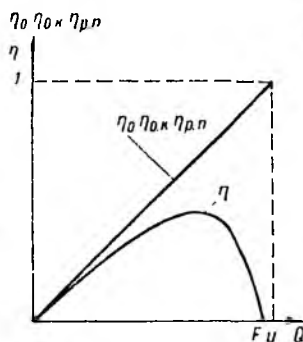


Рис. 2.65. Зависимость  $\eta_0, \eta_{0k}, \eta_{rp}$  и  $\eta$  от  $Q$

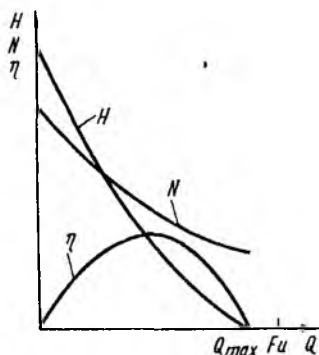


Рис. 2.66. Характеристика вихревого насоса

Из рассмотренного следует, что рабочие процессы вихревых и лопастных насосов различны, однако вихревые насосы имеют много общего с лопастными (простота и сходство конструкции, высокие частоты вращения, сходность характеристики и др.).

Характеристику вихревого насоса можно пересчитать на другую частоту вращения и другие размеры по формулам пересчета, полученным в п. 2.9. Это позволяет применить при проектировании новых вихревых насосов пересчет уже имеющихся насосов (см. п. 2.23).

## 2.27. Кавитация в вихревых насосах

Условия входа жидкости на лопатки колеса открыто-вихревого и лопастного насосов мало отличаются, поэтому теория кавитации лопастных насосов применима и для открыто-вихревых насосов. В частности, для них справедливы уравнения (2.71) и (2.72).

Критическое число кавитации для вихревого насоса  $\lambda_{кр} = 0,4 \div 0,75$  в зависимости от формы лопаток. Для центробежных насосов  $\lambda_{кр} = 0,15 \div 0,4$ . Следовательно, кавитационные качества вихревых насосов ниже, чем центробежных. Это объясняется в основном тем, что

у вихревых насосов велики углы атаки па входе в колесо и входная кромка лопаток плохо обтекаема.

В закрыто-вихревых насосах жидкость подводится непосредственно в канал. Следовательно, на рабочее колесо она поступает на большем радиусе, при больших окружных и относительных скоростях, поэтому кавитационные качества таких насосов очень низкие. Движение во входном участке канала закрыто-вихревого насоса сложное, так как на движение жидкости из входного патрубка в канал накладывается продольный вихрь, и до настоящего времени не разработана методика аналитического расчета критического кавитационного запаса. Для улучшения кавитационных качеств закрыто-вихревого насоса перед рабочим колесом подключают центробежную ступень. Такой насос называется центробежно-вихревым.

## 2.28. Работа вихревых насосов в режиме самовсасывания

Большинство вихревых насосов обладает самовсасывающей способностью. Для самовсасывания насос должен быть заполнен перед пуском небольшим количеством жидкости. Достаточно того количества жидкости, какое остается в насосе после предыдущего пуска.

На рис. 2.67 изображена схема открыто-вихревого насоса с глухими каналами. Напорное отверстие *b* расположено на меньшем радиусе, чем канал. Последний не соединен непосредственно с напорным отверстием, и жидкость переходит из канала в напорное отверстие через ячейку рабочего колеса. При работе на режиме самовсасывания жидкость в начале канала под действием центробежных сил уходит из ячеек колеса в канал. На освободившееся в ячейках колеса место из входного окна *a* засасывается газ, заполняющий подводящий трубопровод. При дальнейшем движении ячейки давление в ней повышается и газ сжимается. В конце канала жидкость выходит из него в ячейки колеса и вытесняет газ в напорное отверстие. Отсасывание газа из подводящего трубопровода приводит к образованию в нем вакуума, под действием которого жидкость поднимается из приемного резервуара и поступает в насос.

Открыто-вихревой насос с глухими каналами может также работать на смеси жидкости и газа. При этом газ под действием центробежных сил отделяется от жидкости и скапливается в центральной части ячеек колеса. При его вращении газ переносится к напорному отверстию и вытесняется из него жидкостью, выходящей из канала.

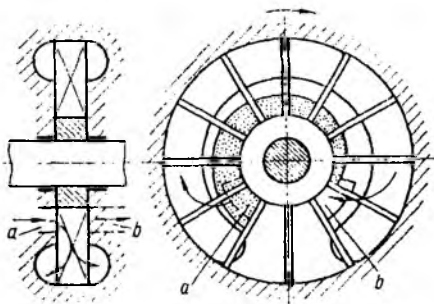


Рис. 2.67. Схема открыто-вихревого насоса с глухими каналами

Недостатком открыто-вихревых насосов с глухим каналом является низкий КПД (20—28%). Более высокий КПД (30—40%) имеют открыто-вихревые насосы с открытым каналом (см. рис. 2.63), самовсасывающая способность которых часто обеспечивается подключением маленькой самовсасывающей ступени с глухими каналами. Эта ступень отсасывает газ (или жидкость) из центральной части ячеек рабочего колеса главной ступени и подает ее в тот же отвод, что и основная ступень. Такой насос может также работать на смеси жидкости и газа.

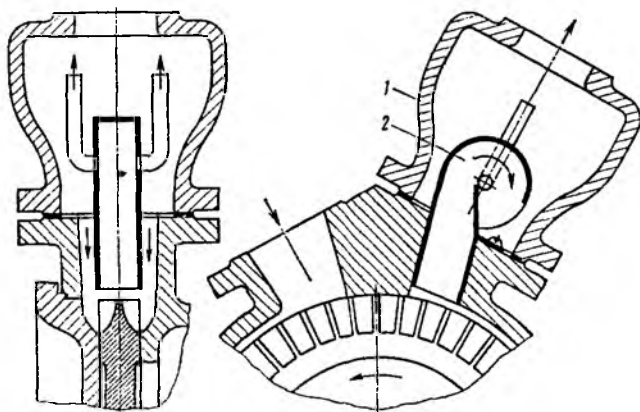


Рис. 2.68. Напорный сепарирующий колпак закрыто-вихревого насоса

В закрыто-вихревых насосах самовсасывание обеспечивается установкой на выходе из канала напорного колпака 1 с воздухоотводом 2 (рис. 2.68). В канале насоса благодаря интенсивному перемешиванию образуется газожидкостная эмульсия. Проходя через воздухоотвод, эмульсия закручивается, газ под действием центробежных сил отделяется от жидкости, скапливается в центре воздухоотвода и отводится по двум трубкам в напорный трубопровод. Жидкость через отверстия между воздухоотводом и напорным окном снова поступает в канал, смешивается с газом и т. д. Закрыто-вихревой насос на смеси жидкости и газа не работает даже при наличии напорного сепарирующего колпака.

## 2.29. Струйные насосы

В струйных насосах (рис. 2.69, а), называемых также инжекторами, эжекторами, гидроэлеваторами, поток полезной подачи  $Q_0$  перемещается и получает энергию благодаря смешению с рабочим потоком  $Q_1$ , обладающим большей энергией. Полная подача на выходе из насоса

$$Q_2 = Q_1 + Q_0. \quad (2.88)$$

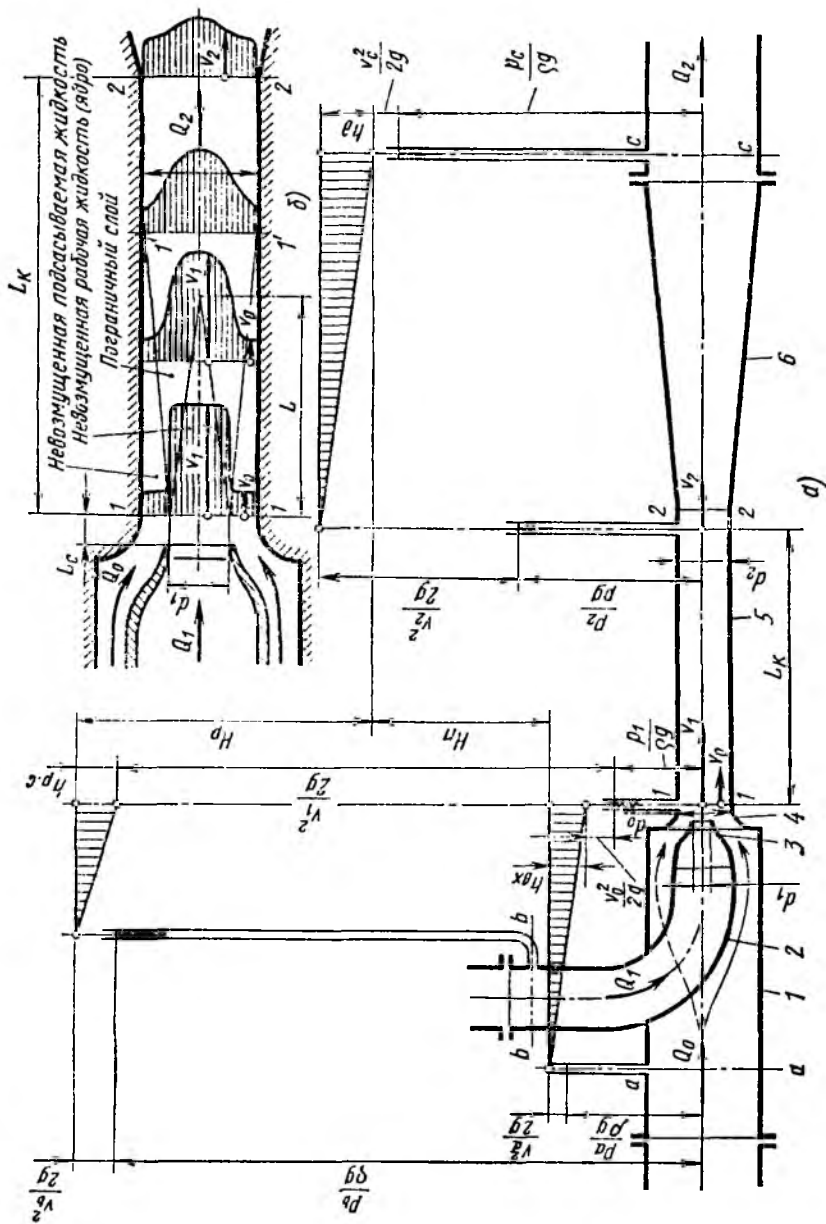


Рис. 2.69. Струйный насос

а — схема и распределение напора в проточной части; б — схема процесса смешения

Энергия этого потока больше энергии потока полезной подачи  $Q_0$ , но меньше энергии рабочего потока  $Q_1$  перед входом в насос.

Струйный насос состоит из рабочего сопла 3 с подводом 2 рабочего потока, камеры 5 смешения, диффузора 6 и подвода 1 потока полезной подачи с входным кольцевым соплом 4 камеры смешения.

Режим работы струйного насоса характеризует четыре приведенных ниже и показанных на рис. 2.69,  $a$  параметра (их выражения даны для наиболее простого и распространенного случая, когда плотности смешиваемых потоков одинаковы, т. е.  $\rho_1 = \rho_0$ ):

1) *рабочий напор*, затрачиваемый в насосе и равный разности напоров рабочего потока на входе в насос (сечение  $b - b$ ) и на выходе из него (сечение  $c - c$ ),

$$H_p = \frac{p_b}{\rho g} + \frac{v_b^2}{2g} - \frac{p_c}{\rho g} - \frac{v_c^2}{2g}; \quad (2.89)$$

2) *полезный напор*, создаваемый насосом и равный разности напоров подаваемой жидкости за насосом (сечение  $c - c$ ) и перед ним (сечение  $a - a$ ),

$$H_n = \frac{p_c}{\rho g} + \frac{v_c^2}{2g} - \frac{p_a}{\rho g} - \frac{v_a^2}{2g}; \quad (2.90)$$

3) *расход рабочей жидкости*

$$Q_1 = v_1 S_1 = v_1 (\pi/4) d_1^2; \quad (2.91)$$

4) *полезная подача*

$$Q_0 = v_0 S_0 = v_0 (\pi/4) (d_0^2 - d_1^2). \quad (2.92)$$

КПД струйного насоса равен отношению полезной мощности к затраченной:

$$\eta = H_n Q_0 / (H_p Q_1). \quad (2.93)$$

Его максимальное значение невелико и составляет  $\eta_{\max} = 0,2 \div 0,35$ . Несмотря на это струйные насосы распространены широко, так как, благодаря простому устройству, малым габаритным размерам, отсутствию подвижных частей они надежны, легко размещаются в труднодоступных местах, способны подавать агрессивные и загрязненные жидкости и выполнять функции смесителей. Типичные схемы установок со струйными насосами показаны на рис. 2.70 и 2.71. Схема на рис. 2.70 представляет смесительную систему или систему откачки жидкости из труднодоступного источника  $A$ . На рис. 2.71 изображена струйная бустерная система, т. е. установка с лопастным или объемным насосом, перед входом в который струйный насос создает подпор  $H_{c,н}$ , необходимый для обеспечения бескавитационной работы основного насоса. Для этого часть подачи  $Q_1$  основного насоса отводится к рабочему соплу струйного насоса.

Невысокое значение КПД струйных насосов обусловлено значительными потерями энергии, сопровождающими рабочий процесс. Их можно разделить на два вида.

1. Потери в камере смешения, состоящие, во-первых, из энергии, рассеиваемой при вихреобразовании, сопровождающем передачу энергии от рабочего потока к подаваемому, и, во-вторых, из потерь на трение жидкости о стенки камеры.

2. Потери в элементах насоса, подводящих и отводящих жидкость. К ним относятся (см. рис. 2.69, а):

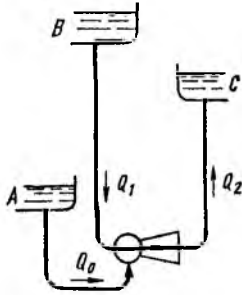


Рис. 2.70. Схема установки для подачи жидкости струйным насосом

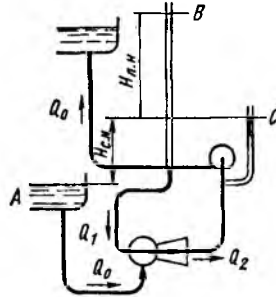


Рис. 2.71. Схема бустерной установки со струйным насосом

а) потери  $h_d$  в диффузоре, обеспечивающем повышение давления от  $p_2$  до  $p_c$  путем преобразования большого скоростного напора  $v_2^2/(2g)$  на выходе из камеры до значения  $v_c^2/2g$ , приемлемого для движения жидкости по трубам за насосом;

б) потери в рабочем сопле

$$h_{p,c} = \zeta_{p,c} v_2^2 / (2g), \quad (2.94)$$

где  $\zeta_{p,c}$  — коэффициент сопротивления рабочего сопла 3;

в) потери во входном сопле

$$h_{вх} = \zeta_{вх} v_0^2 / (2g), \quad (2.95)$$

где  $\zeta_{вх}$  — коэффициент сопротивления кольцевого подвода 4.

В этой группе наибольшее значение имеет потеря  $h_d$  в диффузоре 6.

*Характеристика струйного насоса* (рис. 2.72, а) описывает его работу на переменных режимах. Ее получают обычно при условии  $H_n + H_p = \text{const}$ , близком к типичному случаю эксплуатации насосов (см. рис. 2.70), когда пьезометрические уровни источников В рабочей и А подаваемой жидкости приблизительно постоянны. Характеристика состоит из зависимостей полезного напора  $H_n = f(Q_2)$ , представляющей падающую кривую, КПД  $\eta = f(Q_2)$ , имеющей ярко выраженный максимум в зоне, где сумма потерь смешения и потерь в диффузоре минимальна; рабочего расхода  $Q_1 = f(Q_2)$ , представляющей слабо возрастающую кривую.

Соответственно условию  $H_n + H_p = \text{const}$  каждый насос может иметь множество характеристик (см. рис. 2.72, а).

Более удобно характеристику струйного насоса представлять в относительной безразмерной форме, как совокупность зависимостей (см. рис. 2.72, б)  $h = f(q)$ ,  $\eta = f(q)$  и  $\mu_{p.c} = f(q)$ :

*относительный напор*

$$h = H_{II}/(H_{II} + H_p); \quad (2.96)$$

*относительный расход*

$$q = Q_0/Q_1; \quad (2.97)$$

*коэффициент расхода рабочего сопла*

$$\mu_{p.c} = Q_1/(S_1 \sqrt{2g(H_{II} + H_p)}). \quad (2.98)$$

Выражение для КПД, получаемое путем преобразования зависимости (2.93) с применением выражений (2.96) и (2.97), имеет вид

$$\eta = qh/(1 - h). \quad (2.99)$$

Размеры проточной части в относительной форме характеризуются *относительной площадью*

$$K = S_0/S_1 = (d_0^2 - d_1^2)/d_1^2, \quad (2.100)$$

которая представляет отношение площади входа в камеру смешения к площади рабочего сопла. Величина  $K$  определяет также отношение диаметра  $d_0$  входа в камеру смешения к диаметру  $d_1$  рабочего сопла.

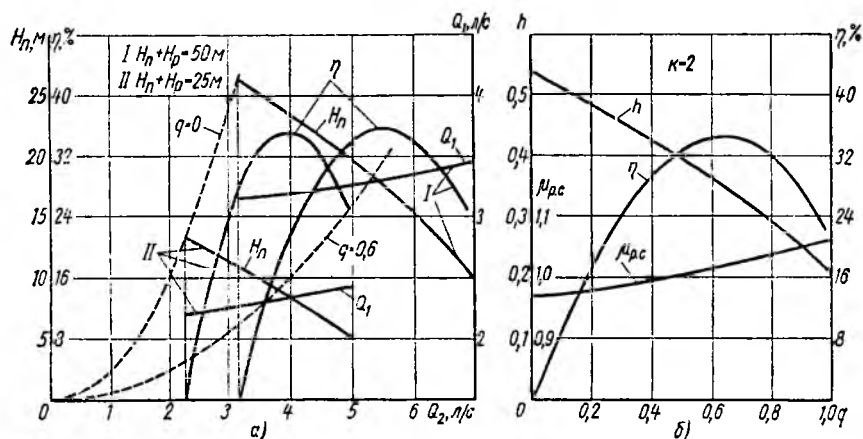


Рис. 2.72. Характеристика струйного насоса:

а — при переменных режимах работы и условии  $H_{II} + H_p = \text{const}$ ; б — в относительной безразмерной форме

Все множество размерных характеристик, полученных при разных значениях  $H_{II} + H_p = \text{const}$  для всех струйных насосов с постоянным значением относительной площади  $K = \text{const}$ , может быть сведено к одной безразмерной характеристике. Для этого должны быть выполнены следующие условия:

- 1) кроме равенства величины  $K$  соблюдено геометрическое подобие для всех элементов проточной части;
- 2) значения относительной шероховатости стенок проточной части должны быть приблизительно одинаковыми;
- 3) на кинематически подобных режимах работы, характеризующим условием  $q = \text{const}$ , соблюдено также подобие по числам Рейнольдса  $Re \approx \text{const}$ .

При выполнении этих условий подобия постоянным значениям относительных расходов  $q = \text{const}$  будут соответствовать постоянные значения относительных напоров  $h = \text{const}$  и безразмерные характеристики подобных насосов с  $K = \text{const}$  будут одинаковы.

Удобной формой записи числа  $Re$  для струйных насосов является

$$Re = d_1 \sqrt{2g(H_{\pi} + H_p)} / v. \quad (2.101)$$

Подобие по числу Рейнольдса нужно соблюдать при  $Re < 10^6$ . В зоне  $Re \geq 10^6$  автономности влияние  $Re$  на форму характеристики прекращается и она зависит только от относительных размеров проточной части, выражаемых значением  $K$ .

Так, безразмерная характеристика на рис. 2.72, б выражает свойства насосов с  $K = 2$  в зоне автономности и включает в себя обе характеристики, изображенные на рис. 2.72, а.

С изменением величины  $K$  форма безразмерной характеристики должна изменяться. Это можно видеть из рассмотрения рабочего процесса в камере смешения (рис. 2.69, б). При истечении рабочей жидкости со скоростью  $v_1$  из сопла в затопленное пространство сразу за передним срезом сопла на поверхности струи возникает область смешения. Быстрые частицы из струи проникают в окружающий ее медленный поток невозмущенной жидкости, подсасываемой через кольцевой проход в камеру со скоростью  $v_0$ , и сообщают ей энергию. Энергия вторгшихся частиц уменьшается. Этот процесс, основанный на интенсивном вихреобразовании, происходит в непрерывно утолщающемся по длине турбулентном пограничном слое, называемом струйным пограничным слоем. Расход жидкости в нем с удалением от сопла непрерывно увеличивается за счет вовлечения нового количества жидкости, а поле скоростей по сечению струи стремится к выравниванию.

Внутренняя, не участвовавшая еще в смешении область рабочей струи, ее ядро, и внешняя область невозмущенной подсасываемой жидкости непрерывно утоняются. На расстоянии  $L$  в рабочей струе не остается частиц, обладающих начальным запасом энергии, а в сечении  $1'-1'$ , где пограничный слой достигает стенки камеры, заканчивается вовлечение новых частиц из внешнего невозмущенного потока. Участок  $1-1'$  назовем участком вовлечения. Далее на участке  $1'-2$  стабилизации в струе происходит только выравнивание распределения скоростей и соответственно выравнивание энергий вследствие смешения частиц из внутренней области струи, где их энергия выше, с периферийными слоями. При этом скорости в струе приближаются к среднему значению  $v_2 = Q_2/S_2$ .



Чаще всего в струйных насосах применяют цилиндрические камеры смешения ( $d_0 = d_2$ ). Они просты в изготовлении и позволяют получать относительно хороший КПД. В таких камерах, как показано на рис. 2.69, *а*, энергия перекачиваемого потока увеличивается по длине камеры за счет прироста кинетической энергии и давления. Однако доля кинетической энергии на выходе из камеры еще недопустимо велика и ее дальнейшее преобразование в давление производится, как указывалось, в диффузоре.

Для получения максимального КПД насоса важен рациональный выбор длины  $L_k$  камеры смешения. При длинной камере поле скоростей в потоке перед входом в диффузор хорошо выровнено и преобразование кинетической энергии в нем будет происходить с малыми потерями. Однако при этом велики потери в камере смешения. При короткой камере процесс смешения в ней не завершится и слабая выровненность поля скоростей в сечении 2—2 приведет к увеличению потерь в диффузоре, хотя потери в самой камере смешения уменьшатся.

Оптимальная длина  $L_k$  камеры определяется экспериментально. Ее величина, как и форма характеристики насоса, зависит от параметра  $K$ . Насосы с малым  $K$ , у которых, согласно выражению (2.100), диаметр сопла  $d_1$  близок к диаметру камеры  $d_0$ , будем называть высоконапорными. В них площадь  $S_0$ , пропускающая подсосываемый поток, относительно мала. Малым будет и относительный расход  $q$ . Зато каждая единица массы перекачиваемой жидкости получит здесь большую энергию и относительный напор  $h$  будет велик. В таком насосе согласно рис. 2.69, *б* участки вовлечения и стабилизации должны быть короткими и оптимальная длина  $L_k$  камеры малая. Напорная характеристика насоса будет иметь форму круто падающей кривой.

Низконапорный насос, у которого  $d_0 \gg d_1$ , и параметр  $K$  велик, может иметь большую подачу, но сообщает жидкости малые напоры  $H_n$ . Для него диапазон  $q$  велик, а величины  $h$  малы и характеристика имеет пологую форму. Камера смешения такого насоса должна иметь большую длину из-за протяженности участков вовлечения и стабилизации.

Если безразмерные характеристики насосов с различными  $K$  нанести на общее поле, то по ним можно построить огибающую (рис. 2.73) соприкасающуюся с каждой из возможных характеристик  $K = \text{const}$  в одной точке (разработка и использование огибающей характеристик для расчета струйных насосов предложены Л. Г. Подвидзом). Для любого значения  $q$  огибающая указывает наибольший относительный напор  $h$ . Значит, согласно выражению (2.99) огибающая объединяет режимы наивысшей возможной экономичности для струйных насосов. Так как в каждой точке огибающей ее касается одна характеристика  $K = \text{const}$ , насос с этим значением  $K$  будет оптимальным для сочетания параметров  $q$  и  $h$  в этой точке. Левая часть поля под огибающей занята крутыми характеристиками высоконапорных насосов (например  $K = 0,5$ ). В правую часть поля вытянуты пологие характеристики низконапорных (например  $K = 10$ ). Взаимосвязан-

ные величины  $q$  и  $h$  в точках огибающей определяют наивысшие возможные значения КПД насосов. Их можно вычислить по выражению (2.99).

Совокупность характеристик на одном поле и соответствующую им огибающую надо строить для одного диапазона значений  $Re$ . Например характеристики на рис. 2.73 соответствуют  $Re \geq 10^6$ .

На рис. 2.73 вместе с огибающей  $h = f(q)$  напорных характеристик представлены также вспомогательные зависимости, необходимые для определения соотношений размеров проточной части оптимальных насосов. Кривая  $K = f(q)$  связывает точки огибающей со значениями  $K = \text{const}$  характеристик, касающихся огибающей в этих точках. Кривая  $L_K/d_2 = f(K)$  позволяет определить оптимальную длину камеры смещения, соответствующую каждому  $K$ . По

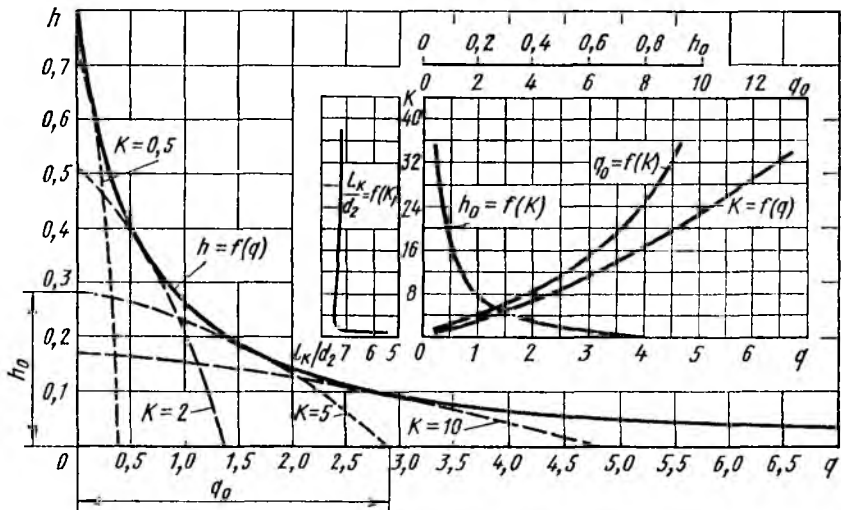


Рис. 2.73. Огибающая безразмерная характеристика струйных насосов с цилиндрическими камерами смещения

кривым  $h_0 = f(K)$  и  $q_0 = f(K)$  можно найти начальную и конечную точку любой характеристики  $K = \text{const}$  и приблизительно построить любую характеристику  $K = \text{const}$  по трем точкам — значениям  $h_0$ ,  $q_0$  и координатам  $q$  и  $h$  точки касания с огибающей (см. характеристику  $K = 5$  под огибающей на рис. 2.73).

С уменьшением  $Re$  потери в насосах возрастают. При этом полезный напор  $H_n$  и соответствующий ему согласно выражению (2.96) относительный напор  $h$  уменьшаются по сравнению со своими предельными значениями в зоне  $Re > 10^6$ . Опытами установлено, что с уменьшением  $Re$  относительное уменьшение  $h$  не зависит от  $q$  и для получения желаемого  $h$  нужно в таких случаях применять насосы с большим диаметром сопла, т. е. с меньшим  $K$ .

Для определения значений  $h^*$  и  $K^*$ , представляющих относительные напор и площадь, соответствующие заданному  $q$  при

$Re < 10^6$ , на рис. 2.74 приведены экспериментальные зависимости  $\Delta h/h = (h - h^*)/h = f(Re)$  и  $K^*/K = f(Re)$ ,

где  $h$  и  $K$  представляют значения, соответствующие заданному  $q$  по огибающей на рис. 2.73 при  $Re \geq 10^6$ .

По характеристикам, данным на рис. 2.73 и 2.74, можно легко найти основные размеры проточной части требуемого струйного насоса по значениям его четырех основных рабочих параметров, приведенным в начале параграфа. Если задано не более трех параметров, а четвертый может варьировать, это означает, что задано либо  $h$  либо  $q$ . В этом случае недостающую относительную величину выбирают по огибающей на рис. 2.73 и с ее помощью уточняют нужное значение четвертого параметра. Далее, соответственно известному  $q$  по графику  $K = f(K)$  определяют требуемую относительную площадь  $K$  и по графику  $L_k/d_2 = f(K)$  необходимую относительную длину камеры смещения.

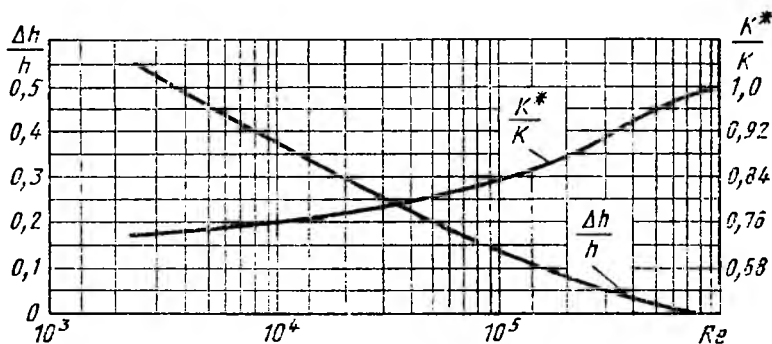


Рис. 2.74. Зависимость относительных параметров струйных насосов от числа Рейнольдса

Диаметр  $d_1$  рабочего сопла насоса можно определить из выражения (2.91), если известна скорость  $v_1$  в рабочей струе. Эта скорость зависит от разности напоров рабочего потока до и после сопла, т. е. от величины  $H_{\Pi} + H_p$ . Согласно рис. 2.69, а и выражениям (2.89), (2.90), (2.94) и (2.95)

$$H_{\Pi} + H_p = \frac{p_b}{\rho g} - \frac{p_a}{\rho g} + \frac{v_b^2}{2g} - \frac{v_a^2}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} (1 + \zeta_{p.c}) - \frac{v_0^2}{2g} (1 + \zeta_{вх}). \quad (2.102)$$

Решая совместно уравнения (2.91), (2.92), (2.97) и (2.100), получим

$$v_0/v_1 = q/K. \quad (2.103)$$

Совместное решение уравнений (2.102) и (2.103) позволяет определить скорость  $v_1$ :

$$v_1 = 1/\sqrt{(1 + \zeta_{p.c}) - (q/K)^2(1 + \zeta_{вх})} \cdot \sqrt{2g(H_{\Pi} + H_p)} = \mu_{p.c} \sqrt{2g(H_{\Pi} + H_p)}. \quad (2.104)$$

В выражении (2.104) величина  $\mu_{p,c} = 1/\sqrt{(1 + \zeta_{p,c}) - (q/K)^2(1 + \zeta_{вх})}$  представляет собой переменный коэффициент расхода рабочего сопла. Как показано на рис. 2.72, с увеличением полезной подачи  $Q_0$  и соответственно  $q$  рабочий расход  $Q_1$  и соответственно  $\mu_{p,c}$  слабо возрастают. Это обусловлено понижением давления  $p_1$  у входа в камеру смещения с увеличением  $v_0$  скорости перекачиваемого потока.

После определения по уравнениям (2.91) и (2.104) диаметра  $d_1$  сопла, из выражения (2.100) находят диаметр  $d_2 = d_0$  камеры смещения и, пользуясь найденным относительным размером  $L_n/d_2$ , ее длину  $L_n$ . Рекомендуется применять диффузоры с углами раскрытия  $6-8^\circ$ . Рабочее сопло и кольцевое входное сопло камеры смещения (рис. 2.69, б) выполняют обычно в виде плавно сходящихся коноидальных насадков. Кромку рабочего сопла делают по возможности тонкой с отнесом  $L_c$  от начала камеры (сечение I—I на рис. 2.69, б) на  $(0,5-1)d_1$ . При соблюдении этих рекомендаций можно принимать  $\zeta_{p,c} = 0,04-0,06$  и  $\zeta_{вх} = 0,07-0,1$ .

Жесткое задание четырех основных параметров [формулы (2.89) — (2.92)] означает, что заданы  $q$  и  $h$ . Они определяют точку на поле огибающей (см. рис. 2.73). Если она лежит над огибающей, то создание такого насоса невозможно и требуется корректировка задания. Если точка лежит под огибающей, то тип нужного насоса, характеризуемый величиной  $K$ , находят подбором. Для этого, подбирая взаимосвязанные значения  $h_0$  и  $q_0$  по кривым  $h_0 = f(K)$  и  $q_0 = f(K)$  на рис. 2.73, строят приближенно характеристику, проходящую через данную точку под огибающей и касающуюся огибающей. Пользуясь значением  $q$  для точки касания определяют по кривой  $K = f(q)$  величину  $K$  нужного насоса. Далее, пользуясь найденным значением  $K$ , определяют размеры его проточной части так же, как было описано выше.

Приведенные характеристики и расчеты, связанные с ними, действительны, если обеспечена бескавитационная работа струйного насоса. При чрезмерно малом давлении  $p_1$  (рис. 2.69, а) у входа в камеру смещения, в месте контакта двух потоков, кавитация возникает в струйном пограничном слое, где из-за интенсивного вихреобразования образуются области наименьшего давления  $p_{min} = p_{н,п}$  ( $p_{н,п}$  — давление паров жидкости). Процесс смещения из-за интенсивного выделения парогазовых пузырьков нарушается и полезный напор  $H_n$  резко снижается по сравнению с нормальным.

Понижение давления в пограничном слое по сравнению с окружающим его невозмущенным потоком пропорционально скорости этого потока:

$$(p_1 - p_{min})/(\rho g) = \delta v_0^2/(2g).$$

Используя это уравнение для условий возникновения кавитации ( $p_{min} = p_{н,п}$ ) и решая его совместно с уравнением Бернулли для сечений  $a - a$  и  $I - I$  перекачиваемого потока, получим критический напор на входе в насос:

$$H_{кр} = \frac{p_a}{\rho g} + \frac{v_a^2}{2g} = \frac{p_{н,п}}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g} + \zeta_{вх} \frac{v_0^2}{2g} + \delta \frac{v_0^2}{2g}.$$

Из этого уравнения можно выделить критический запас давления сверх давления насыщенных паров, соответствующего началу кавитации. Соответствующий этому запасу давления напор

$$\Delta H_{кр} = H_{а кр} - \frac{p_{н.п}}{\rho g} = \frac{v_0^2}{2g} (1 + \zeta_{вх} + \delta) = C \frac{v_0^2}{2g}.$$

Критический запас напора можно представить в относительной форме. Используя выражения (2.103) и (2.104), получим

$$\frac{\Delta H_{кр}}{H_n + H_p} \left( \frac{K}{q} \right)^2 = C \mu_{р.с}^2 = \kappa. \quad (2.105)$$

Опытами установлено, что величина  $\kappa$  для всех струйных насосов, работающих на оптимальных режимах, соответствующих точкам огибающей (см. рис. 2.73), изменяется мало:

$$1,23 < \kappa < 1,43.$$

Это обусловлено тем, что для однотипных по форме входов в камеру, выполненных в виде плавных сходящихся насадков,  $C \approx \approx \text{const}$ . Мало изменяется для оптимальных режимов и величина  $\mu_{р.с}$ . Следовательно, по выражению (2.105) легко найти  $\Delta H_{кр}$ . Эксплуатировать насосы во избежание кавитации надо при

$$\Delta H = H_a - p_{н.п}/(\rho g) > \Delta H_{кр}.$$

## Глава 16. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПЕРЕДАЧИ

### 2.30. Введение

Гидродинамические передачи (в дальнейшем гидропередачи) состоят из расположенных соосно и предельно сближенных в общем корпусе рабочих органов лопастного насоса и гидравлической турбины. Они передают мощность от двигателя приводимой машине посредством потока жидкости. Жесткое соединение входного и выходного валов при этом отсутствует.

Гидропередачи разделяют на *гидродинамические муфты* (гидромуфты), которые передают мощность, но изменяя момента, и *гидродинамические трансформаторы* (гидротрансформаторы), способные изменять передаваемый момент.

Гидромуфты (рис. 2.75) и гидротрансформаторы (рис. 2.76) состоят из расположенных в общем корпусе 1 лопастных колес — насосного 2, соединенного с валом 5 двигателя, и турбинного 3, соединенного с выходным валом 11.

В гидротрансформаторах между насосным и турбинным колесами устанавливают соединенное с неподвижным корпусом 13 колесо 12 реактора. Лопасти 6 и 9 рабочих колес прикреплены к торообразным направляющим поверхностям (например, 7 и 8). Поверхности образуют рабочую полость гидропередачи, в которой движется поток жидкости (чаще всего маловязкого минерального масла), обтекающий

лопасти колес. Внешний вид рабочих органов гидромолы показан на рис. 2.77.

Гидропередачи (см. рис. 2.75 и 2.76) имеют один или несколько внутренних подшипников 4 для взаимной центровки колес и восприятия осевых сил, а также уплотнение 10, замыкающее корпус.

Насосное колесо получает энергию от двигателя и посредством своих лопастей сообщает ее потоку жидкости. Поток обтекает лопасти турбинного колеса, приводит его во вращение и сообщает при этом энергию, используемую на выходном валу для преодоления сопротивления приводимой машины (потребителя). Гидропередачи способны

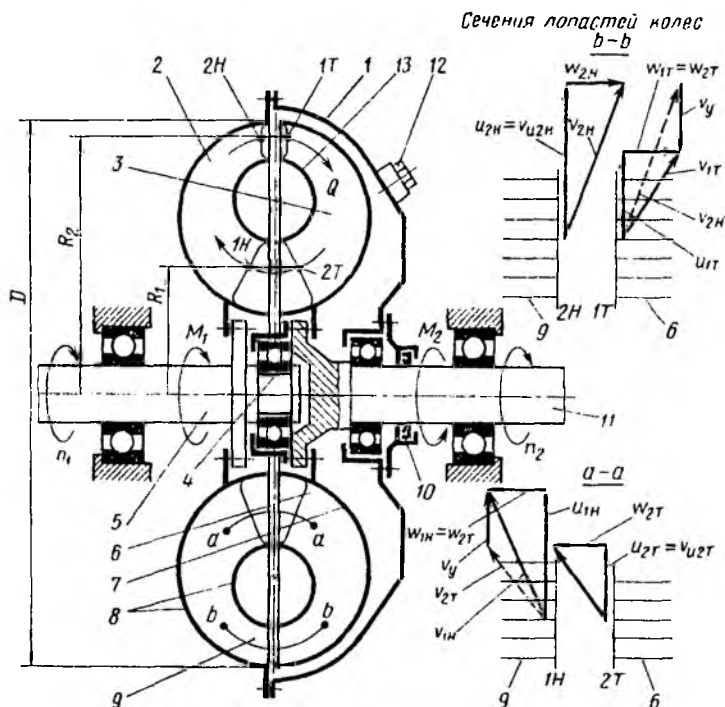


Рис. 2.75. Схема гидромолы и потока в ее лопастной системе

ограничивать момент сопротивления, нагружающего двигатель, и сглаживать пульсации этого момента при пульсирующем изменении сопротивления потребителя. Этим они защищают двигатель и механическую часть трансмиссии от перегрузок и ударных нагрузок, увеличивая их долговечность. Гидропередачи устраняют также перегрузку двигателей во время пуска, при разгоне приводимых объектов, обладающих большой инерцией, благодаря чему отпадает необходимость завышения установленной мощности двигателей для обеспечения разгона.

Гидротрансформаторы, кроме того, обеспечивают бесступенчатое изменение передаваемого момента в зависимости от изменения ча-

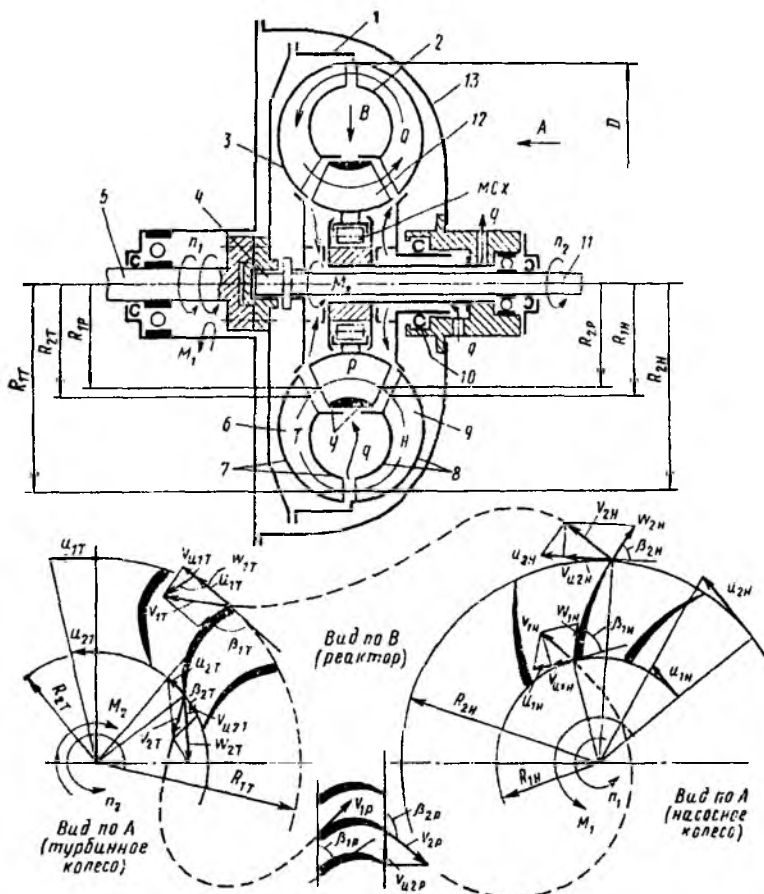


Рис. 2.76. Схема гидротрансформатора и потока в его лопастной системе

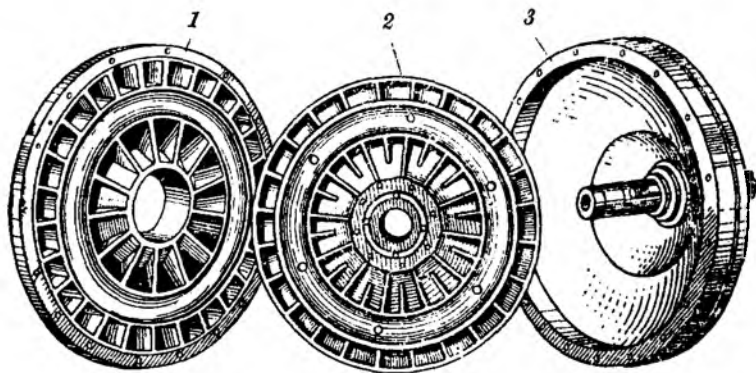


Рис. 2.77. Рабочие органы гидромuffты:

1 — насосное колесо; 2 — турбинное колесо; 3 — вращающийся корпус

стоты вращения выходного вала. При возрастании сопротивления потребителя и, следовательно, при снижении частоты вращения выходного вала передаваемый момент увеличивается. При этом улучшается использование мощности двигателей, повышается производительность машин, устраняется необходимость в коробках зубчатых передач, требующих переключения. Все указанные функции гидропередачи выполняют автоматически без вмешательства человека или какого-либо управляющего устройства. На оптимальных режимах работы КПД гидропередач достигает высоких значений 85—98 %, что незначительно меньше КПД механических передач. Несмотря на это и на некоторое усложнение трансмиссий, перечисленные качества обусловили широкое распространение гидропередач в дорожных строительных и транспортных машинах, работающих в особенно тяжелых условиях.

### 2.31. Рабочий процесс и характеристика гидромуфты

При установившемся режиме работы сумма моментов, приложенных извне к гидромуфте (см. рис. 2.75), равна нулю. Внешними моментами являются момент  $M_1$ , приложенный со стороны двигателя к входному валу  $I$ ; момент сопротивления  $M_2$  потребителя, приложенный к выходному валу  $II$ ; момент трения  $M_{\text{в}}$  вращающегося корпуса  $I$  об окружающую среду. Следовательно,

$$M_1 - M_2 - M_{\text{в}} = 0. \quad (2.106)$$

Момент  $M_{\text{в}}$  обычно мал, и приближенно принимают, что  $M_1$  передается потребителю без изменения, т. е.

$$M_1 \approx M_2 = M. \quad (2.107)$$

Главная часть  $M$ , которую обозначим  $M_{\text{п}}$ , передается турбинному колесу потоком жидкости, обтекающим лопасти системы. Момент  $M_{\text{п}}$  равен изменению момента количества движения потока, вызванному воздействием лопастей. В гидромуфтах устанавливают плоские радиальные лопасти. Согласно схемам кинематики потока на границах лопастных систем (см. рис. 2.75) момент, требуемый от двигателя для увеличения момента количества движения потока в насосном колесе,

$$M_{\text{п}} = \rho Q (v_{u2\text{п}} R_2 - v_{u2\text{т}} R_1). \quad (2.108)$$

Уравнение (2.108) показывает, что момент  $M_{\text{п}}$  пропорционален расходу  $Q$  и увеличению момента скорости потока (увеличению его закрутки)  $v_u R$ . В промежутках  $2H - 1T$  и  $2T - 1H$  между лопастными системами момент количества движения потока неизменен, поэтому его уменьшение в турбинном колесе всегда равно приращению в насосном колесе. Это подтверждает равенство (2.107). Небольшая часть момента  $M_{\text{ф}}$  передается трением. Жидкость в зазоре между корпусом  $I$  и поверхностью  $7$  турбинного колеса увлекается во вращение трением о корпус  $I$  и тормозится при трении о поверхность  $7$ , сообщая некоторый момент выходному валу. Момент передается и



посредством трения в подшипниках 4 и уплотнении 10. Таким образом,

$$M = M_{\Pi} + M_{\phi} \approx M_{\Pi}.$$

Момент от двигателя передается только при обгоне турбинного колеса насосным, когда  $n_1 > n_2$ . Отношение частот вращения колес  $i = n_2/n_1$  называют передаточным отношением. Относительная разность частот  $s = (n_1 - n_2)/n_1 = 1 - i$  называется скольжением. Без скольжения расход  $Q$  и, согласно формуле (2.108), момент  $M_{\Pi}$  равны нулю. Отсутствует и передача момента трением. При малых  $n_2$  и, следовательно, слабом поле центробежных сил в межлопастных каналах турбинное колесо оказывает малое противодействие протеканию потока жидкости. При этом  $Q \rightarrow Q_{\max}$  и передаваемый момент  $M_{\Pi}$  также максимален.

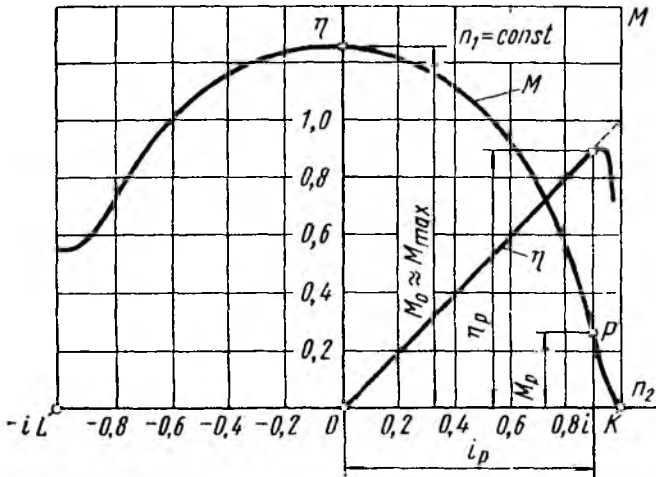


Рис. 2.78. Характеристика гидромuffты

Характеристика гидромuffты (рис. 2.78) представляет зависимость момента  $M$  от частоты вращения выходного вала  $n_2$  при  $n_1 = \text{const}$  или от передаточного отношения  $i$ . Правое поле  $OK$  характеристики соответствует режимам, при которых  $i$  положительно и колеса вращаются в одном направлении. Это область передачи мощности от насосного колеса турбинному. В ней зависимость  $M = f(n_2)$  имеет вид падающей кривой. Характеристика включает также зависимость КПД  $\eta$  от  $n_2$  или  $i$ . Согласно выражению (2.107) момент передается гидромuffтой практически без изменения и КПД равно передаточному отношению:

$$\eta = N_2/N_1 = M_2 n_2 / M_1 n_1 = n_2/n_1 = i. \quad (2.109)$$

В основной зоне эксплуатационных режимов ( $0 < i < i_p$ ) зависимость  $\eta = f(i)$  линейная. При  $i \rightarrow 1$  линейность нарушается. Момент  $M$ , передаваемый гидромuffтой, в этой зоне быстро убывает.

Его значение становится соизмеримым с моментом  $M_b$  трения корпуса об окружающую среду. Тогда, согласно формуле (2.106), момент  $M_2$ , передаваемый на выходной вал, убывает с ростом  $i$  быстрее, чем  $M_1$ , и КПД, следуя зависимости

$$\eta = [M_2/M_1] i = [(M_1 - M_b)/M_1] i,$$

снижается, отклоняясь от луча  $\eta = i$ . Область  $OL$  характеристики представляет совокупность режимов противовращения колес. В ней  $i < 0$ , и гидромуфта выполняет функции тормоза. Здесь  $\eta = 0$ . Режимы противовращения часто используются в подъемно-транспортных машинах при опускании грузов. Согласно выражению (2.109) доля потерь энергии в гидромуфте равна скольжению  $s = 1 - \eta$ . Теряемая энергия затрачивается на преодоление трения потока о лопасти и стенки рабочей полости, а также на вихреобразование при обтекании лопастей. Эти потери, например при входе потока на лопасти турбинного колеса, зависят, как показано на рис. 2.75 в сечении  $b - b$ , от изменения скорости  $v_{2H}$  на выходе из насосного колеса до скорости  $v_{1T}$  после входа на лопасти турбинного колеса и пропорциональны вектору  $v_y$ , характеризующему принудительное отклонение потока, которое возрастает с уменьшением  $i$ .

Аналогичная потеря возникает при входе в насосное колесо. Вихревые потери доминируют при малых  $i$ , т. е. при больших расходах. При больших  $i$  потери определяются в основном трением. Чем меньше трение в этой зоне характеристики, тем больший момент сможет передать гидромуфта при заданном КПД или габаритных размерах и тем больше будет ее энергоемкость. Следовательно, качество гидромуфты по энергоемкости выражается крутизной падежня ее характеристики в зоне больших  $i$ .

Энергия потерь преобразуется в тепло, которое должно отводиться во избежание перегрева рабочей жидкости и подвижных соединений. В гидромуфтах, длительно работающих при больших скольжениях  $s$  и особенно в области противовращения, приходится применять специальные охлаждающие устройства. Если длительная работа протекает в основном при малых  $s$ , то достаточно, как правило, естественного обдува корпуса.

## 2.32. Рабочий процесс и характеристика гидротрансформатора

Гидротрансформаторы (см. рис. 2.76), обладая всеми свойствами гидромуфт, способны, кроме того, в зависимости от передаточного отношения  $i$  преобразовывать момент  $M_1$ , приложенный к входному валу  $I$  двигателем. Если момент сопротивления  $M_2$ , приложенный к выходному валу  $II$ , превосходит момент двигателя, то  $n_2$  автоматически снижается; если момент  $M_2$  уменьшается, то  $n_2$  возрастает. Это позволяет автоматически, без переключений наиболее полно использовать возможности двигателей, приспособивая их к меняющимся условиям нагрузки.

Лопастные рабочие колеса гидротрансформаторов имеют криволинейные профили, соответствующие желаемой кинематике потока. Это необходимо для получения как нужных преобразующих свойств, так и достаточно высокого КПД в широком диапазоне  $i$ . Обычно при знакомстве с взаимодействием лопастных систем рабочих колес гидротрансформаторов рассматривают упрощенную, но близкую к действительной схему потока. Схематизация сводится к следующему:

1) направление скоростей потока  $w$  в относительном движении за каждой лопастной системой принимают совпадающим с направлением выходных элементов ее лопастей;

2) расход  $Q$ , протекающий через все лопастные системы в данный момент времени, считают одинаковым ввиду пренебрежимой малости утечек ( $q$  на рис. 2.76);

3) в промежутках между лопастными системами момент количества движения потока считают неизменным (например,  $v_{u2н}R_{2н} = v_{u1т}R_{1т}$ ;  $v_{u2р}R_{2р} = v_{u1н}R_{1н}$ ).

Для гидротрансформатора наиболее типичен режим работы, когда момент  $M_1$  двигателя, приложенный к входному валу, увеличивается до момента  $M_2$  на выходном валу. Насосное колесо, используя  $M_1$ , увеличивает момент количества движения потока. Это выражается в том, что момент скорости потока (его закрутка) увеличивается от значения  $v_{u2р}R_{2р}$  на выходе из реактора до  $v_{u2н}R_{2н}$  за насосным колесом. Тогда

$$M_1 = \rho Q (v_{u2н}R_{2н} - v_{u2р}R_{2р}). \quad (2.110)$$

Если лопасти реактора также увеличивают закрутку потока, т. е. если  $v_{u2р}R_{2р} > v_{u2т}R_{2т}$ , то общее приращение момента количества движения потока

$$M_1 + M_3 = \rho Q (v_{u2н}R_{2н} - v_{u2т}R_{2т}),$$

где  $M_3$  — момент на неподвижном лопастном колесе реактора, воспринимаемый корпусом 13.

В турбинном колесе закрутка уменьшается от  $v_{u2н}R_{2н}$  перед входом в него до  $v_{u2т}R_{2т}$  и оно получает возможность преодолевать момент сопротивления

$$-M_2 = \rho Q (v_{u2т}R_{2т} - v_{u2н}R_{2н}), \quad (2.111)$$

равный по величине суммарному моменту насоса и реактора, т. е.  $M_1 + M_3 - M_2 = 0$ . Следовательно, гидротрансформатор развивает на выходном валу момент  $M_2$ , больший, чем момент, которым он сам нагружает двигатель, и выполняет функции редуктора. При этом обязательно  $n_2 < n_1$ , или, что то же самое,  $i = n_2/n_1 < 1$ . Небольшая часть момента передается за счет дискового трения и трения в подшипниках и уплотнениях, поэтому гидротрансформаторы с вращающимся корпусом (см. рис. 2.76) имеют более высокий КПД, чем с неподвижным корпусом (см. рис. 2.92).

*Характеристика гидротрансформатора* (рис. 2.79) представляет совокупность зависимостей  $M_1 = f(i)$ ;  $M_2 = f(i)$ ;  $\eta = M_2 n_2 / (M_1 n_1) = f(i)$  при  $n_1 = \text{const}$ .



В этих условиях из выражений (2.110) и (2.111) видно, что момент  $M_3$  будет значительно превышать  $M_1$ . На характеристике таким режимам соответствует область  $A$  (см. рис. 2.79), в которой  $|M_2| > |M_1|$  и  $K > 1$ , а момент  $M_3$  положителен. При снижении момента сопротивления  $M_2$  и соответственном увеличении  $n_2$ , составляющая  $v_{u2т}$  растет и величина  $M_2$  согласно (2.111) уменьшается. Уменьшается и воздействие на поток реактора, т. е. момент  $M_3$ .

Границей зоны  $A$  является режим с таким значением  $v_{u2т}$ , при котором реактор на поток не воздействует ( $v_{u2т}R_{2т} = v_{u2р}R_{2р}$ ). Будем называть его *режимом гидромукфы* и обозначим точкой  $G$ . Здесь  $M_3 = 0$ ,  $K = 1$ ,  $\eta = i$ . При дальнейшем уменьшении момента сопротивления, сопровождаемом возрастанием  $n_2$  и  $v_{u2т}$  (зона  $B$  характеристики), момент  $M_2$ , развиваемый турбинным колесом, станет меньше  $M_1$  ( $K < 1$ ). Реактор в этой зоне раскручивает поток ( $v_{u2р}R_{2р} < v_{u2т}R_{2т}$ ), и направление действия момента  $M_3$  на лопасти реактора изменяется на противоположное. Характеристика может включать и зону  $B$ , в которой при весьма малых  $M_2$  гидротрансформатор выполняет роль ускоряющей передачи ( $i > 1$ ), а также зону  $D$  режимов противовращения, в которой он выполняет функции тормоза. Очевидно, что в зоне  $D$   $\eta = 0$ .

В зоне  $A$ , где  $K > 1$ , КПД гидротрансформатора согласно формуле (2.113) всегда больше КПД гидромукфы ( $\eta = i$ ), а в зонах  $B$  и  $C$  — меньше.

Путем соответствующего размещения в рабочей полости и профилирования лопастей реактора и турбинного колеса последнему можно сообщить обратное направление вращения, однако реверсирующие и ускоряющие гидротрансформаторы, специально спроектированные для работы на таких режимах, имеют невысокий КПД и применяются редко.

### 2.33. Моделирование гидродинамических передач и пересчет их характеристик

Принципы моделирования лопастных систем гидродинамических передач основаны на применении законов подобия лопастных гидромашин. Они позволяют определять размеры и характеристики новых лопастных систем, удовлетворяющих заданным значениям  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $n_1$  и  $n_2$ , если известны размеры и опытная характеристика принятой в качестве модели лопастной системы, имеющей подходящие значения относительных рабочих параметров  $K$ ,  $i$  и  $\eta$ .

Правила моделирования позволяют также производить пересчет опытных характеристик гидropередач, полученных при определенных  $n_1$ , для других его значений и решать расчетным путем задачи о совместной работе гидropередачи с двигателем и потребителями, имеющими переменные частоты вращения. Применение моделирования резко уменьшает объем опытных работ при создании новых лопастных систем и при стендовых испытаниях гидropередач.

Основы правил моделирования лопастных гидромашин изложены в п. 2.9. Условием подобия рабочих режимов гидropередач с геомет-

рически подобными лопастными системами является кинематическое подобие полей скоростей на границах лопастных систем. Применительно к расчетной схематизации потоков это условие выражается в подобии треугольников скоростей на границах лопастных колес (см. рис. 2.75 и 2.76). Следовательно, внешним проявлением подобия режимов является постоянство передаточного отношения  $i = \text{const}$ . Из правил моделирования [см. выражение (2.36)] следует, что момент, приложенный потоком к лопастному колесу, пропорционален плотности рабочей жидкости  $\rho$ , угловой скорости  $\omega^2$  и размеру колеса  $D^5$ :

$$M \sim \rho \omega^2 D^5. \quad (2.114)$$

Для гидропередач в качестве характерной частоты вращения принимают  $n_1$  — частоту вращения входного вала. Это удобно, так как при опытном получении характеристик обычно поддерживают  $n_1 = \text{const}$ .

В качестве характерного размера обычно принимают  $D$  — наибольший диаметр рабочей полости (см. рис. 2.75 и 2.76). При одинаковых  $i$  для подобных гидропередач согласно формуле (2.114) отношения

$$M_1/(\rho \omega_1^2 D^5) = \lambda_1 \quad \text{и} \quad M_2/(\rho \omega_2^2 D^5) = \lambda_2 \quad (2.115)$$

должны быть одинаковыми. Согласно выражениям (2.112) и (2.113) на таких режимах будут одинаковы значения  $K = M_2/M_1 = \lambda_2/\lambda_1$  и  $\eta = Ki$ .

Если результаты испытаний одной гидропередачи при нескольких значениях  $n_1 = \text{const}$  нанести на общее поле  $M$  по  $n_2$ , то моменты, соответствующие  $i = \text{const}$ , должны располагаться на параболах второй степени:

$$M = \lambda \rho \omega_2^2 D^5, \quad (2.116)$$

а КПД на этих режимах должен быть постоянен. Так, на рис. 2.80, *a* показаны характеристики гидротрансформатора, полученные для трех значений  $n_1 = \text{const}$ . Подобным режимам, характеризующимся величинами  $i = i'$ ;  $\lambda = \lambda'$ ;  $K = K'$ ;  $\eta = \eta'$  соответствуют параболы моментов I и II, а режимам равных моментов (режимы гидромукты  $i = i_r$ ;  $\lambda = \lambda_r$ ;  $K_r = 1$ ;  $\eta_r = i$ ) — парабола III. На рис. 2.81, *a* показаны характеристики гидромукты, полученные при трех значениях  $n_1 = \text{const}$ . Моменты, соответствующие значениям  $\lambda = \lambda'$  при  $i = i' = 0,5$  и  $\lambda = \lambda''$  при  $i = i'' = 0,95$ , располагаются на параболах I и II, что служит подтверждением постоянства отношений (2.115). Поэтому при обработке результатов испытаний гидротрансформаторов на поле характеристики наносят обычно не значения моментов, а пропорциональные им величины  $\lambda_1 = f(i)$  и  $\lambda_2 = f(i)$  или чаще  $\lambda = \lambda_1 = f(i)$  и  $K = \lambda_2/\lambda_1 = f(i)$ , а также зависимость  $\eta = f(i)$  (рис. 2.80, *б*). Для гидромукты характеристика состоит из двух кривых:  $\lambda = f(i)$  и  $\eta = f(i)$  (рис. 2.81, *б*). Такие характеристики называют *обобщенными*. Они действительны для любой гидропередачи, имеющей проточную часть, выполненную по

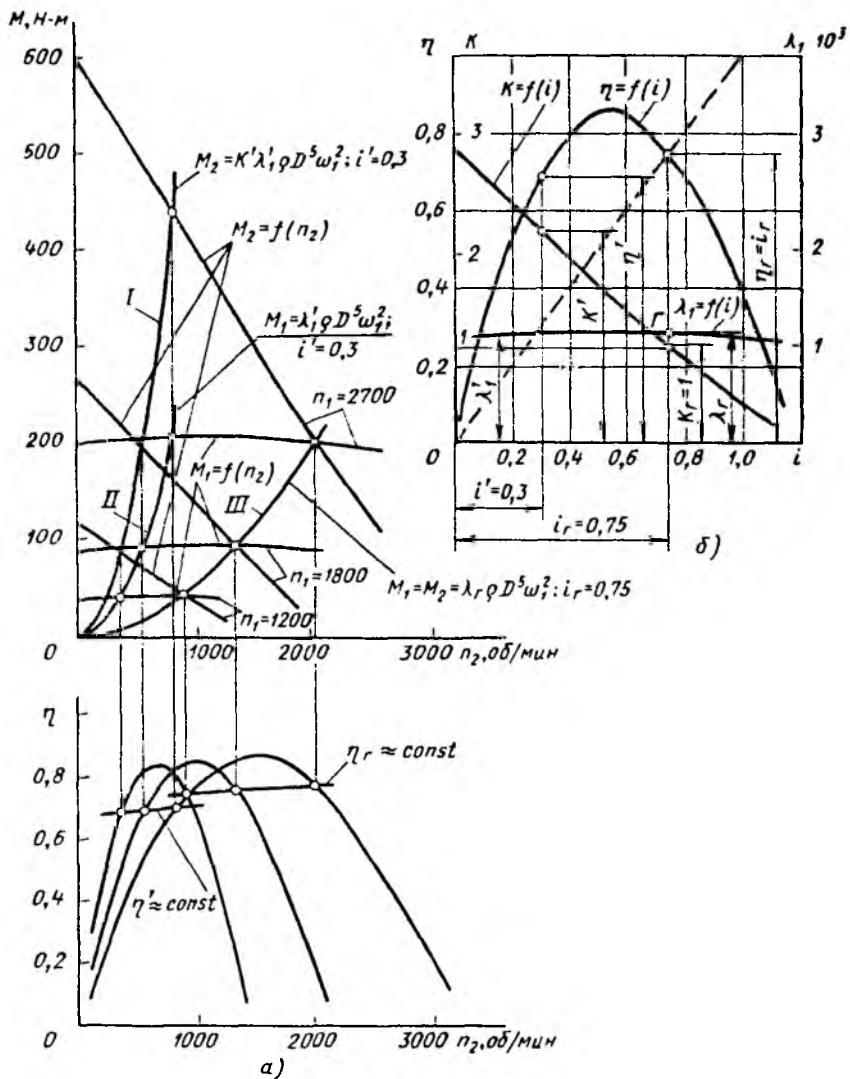


Рис. 2.80. Характеристика гидротрансформатора:

а — при разных частотах вращения  $n_1$  входного вала; б — безразмерная обобщенная

основным размером в геометрическом подобии к испытанной. На практике это правило соблюдается приближенно.

Приближенность соблюдения условий пропорциональности характеристик обусловлена отклонениями от условий подобия, неизбежными при изготовлении и проведении испытаний гидропередат. Главными причинами отклонений являются следующие.

1. Различие для потоков в сравниваемых гидropередачах чисел  $Re = \omega_1 D^2 / \nu$ . Как указывалось, наиболее удобно проводить испытания гидropередач при  $n_1 = \text{const}$ . Следовательно, испытания даже одной и той же гидropередачи при нескольких  $n_1 = \text{const}$  выполняются при разных  $Re$ . Коэффициенты гидравлических сопротивлений, особенно трения, с возрастанием  $Re$  уменьшаются, стремясь к некоторому пределу, поэтому в гидropередаче с уменьшением  $n_1$  или  $D$ , а также с ростом вязкости жидкости  $\nu$ , кинематическое подобие потоков нарушается и коэффициенты момента  $\lambda$  при  $i = \text{const}$  уменьшаются по сравнению с предельными  $\lambda$ , соответствующими большим

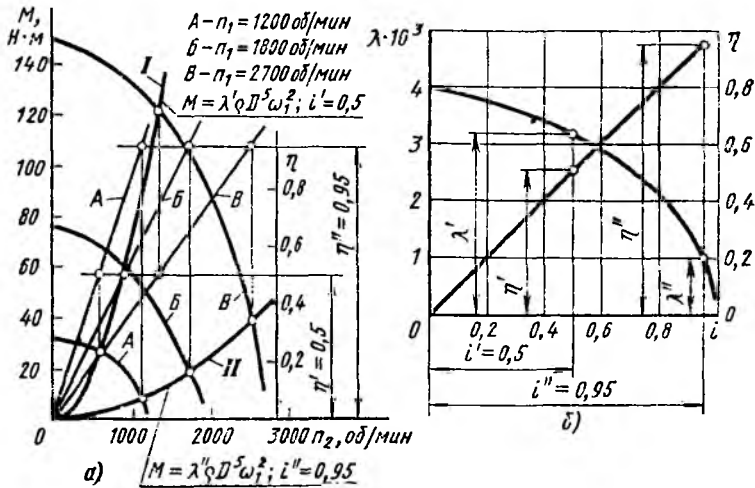


Рис. 2.81. Характеристика гидромукфты:

а — при разных частотах вращения  $n_1$  входного вала; б — безразмерная обобщенная

$Re$ . Для гидромукфт это выражается в отклонении линий  $M = f(n_2)$  при  $i = \text{const}$  от парабол [см. выражение (2.116)]. Для гидротрансформаторов это ведет к снижению передаваемого момента, т. е. к уменьшению  $K$  и  $\eta$ .

2. Влияние масштабных факторов, выражающееся в нарушении геометрического подобия из-за несоблюдения пропорциональности шероховатости стенок каналов проточной части и размеров уплотняющих зазоров (например, щель  $y$  на рис. 2.76) по отношению к характерному размеру  $D$  гидropередачи при его изменении. С уменьшением  $D$  относительная шероховатость возрастает, и потери на трение увеличиваются. Кроме того, увеличиваются относительные размеры уплотняющих зазоров, и доля утечек  $q$  (см. рис. 2.76), подаваемых насосным колесом и минующих лопастные системы остальных колес, возрастает. Влияние обоих масштабных факторов также ведет к нарушению кинематического подобия потоков при  $i = \text{const}$  и вызывает дополнительное ухудшение характеристик малых гидropередач по сравнению с большими.



3. Несоблюдение условия пропорциональности (2.114) для моментов, передаваемых и поглощаемых в гидропередаче трением в подшипниках и уплотнениях. С уменьшением  $n_1$  и  $D$  и с увеличением вязкости  $\nu$  доля моментов трения по отношению к моменту  $M_{\text{п}}$ , передаваемому потоком, увеличивается, что ведет к общему нарушению точности пересчета характеристик.

### 2.34. Совместная работа гидромуфт с двигателями и потребителями энергии. Основные типы гидромуфт

Рассмотрим основные эксплуатационные расчеты для установки (рис. 2.82), состоящей из двигателя 1, приводимой машины (потребителя) 2 и гидромуфты 3.

Правила выбора гидромуфты для совместной работы с двигателем и потребителем сводятся к соблюдению двух условий. Во-первых, в режиме длительной эксплуатации гидромуфта должна работать вблизи оптимального режима (точка  $P$  на рис. 2.78), где  $\eta_p \approx \eta_{\text{max}}$ .

Обычно  $i_p = \eta_p = 0,94 \div 0,98$ . Во-вторых, гидромуфта должна надежно защищать двигатель и приводимую машину от перегрузок. Расчетный момент при длительной эксплуатации  $M_p$  в несколько раз меньше момента трогания  $M_0$ , которым гидромуфта нагружает двигатель при заторможенном выходном вале, когда  $i = 0$ . Момент  $M_0$  обычно близок к максимальному передаваемому моменту:  $M_0 \approx M_{\text{max}}$ . Однако иногда (рис. 2.83, б) момент  $M_{\text{max}}$  имеет место при

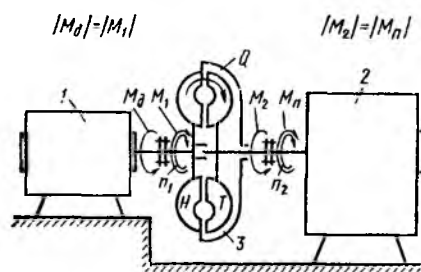


Рис. 2.82. Схема установки с приводом через гидромуфту

$i > 0$ . Величина  $\delta = M_{\text{max}}/M_p = \lambda_{\text{max}}/\lambda_p$ , называемая *коэффициентом перегрузки*, определяется гидравлическими свойствами проточной части гидромуфты. При сравнении  $\delta$  для различных гидромуфт обычно принимают  $\lambda_p$  при  $i_p = 0,95$ . Благодаря ограниченности  $\delta$  гидромуфты способны надежно защищать двигатель и приводимую машину от перегрузок. Для этого нужно, чтобы работа в режиме  $M_{\text{max}}$  была для двигателя безопасной и не вела к его преждевременному износу. Следовательно, величина  $\delta$  должна соответствовать возможностям характеристики и условиям эксплуатации двигателя. Кроме этого  $M_{\text{max}}$  должно иметь значение, при котором обеспечивается прочность всех элементов системы.

Таким образом можно сформулировать два основных требования к характеристикам гидромуфты:

1) в зоне  $i \rightarrow 1$  она должна быть круто падающей, чтобы передача энергии происходила при высоких значениях  $\eta_p$ , а гидромуфта имела при этом минимальные габаритные размеры;

2) в зоне  $i \rightarrow 0$  она должна обеспечивать допустимое для применяемого двигателя значение  $\delta$ .

Обычно гидромuffты применяют с асинхронными электродвигателями и двигателями внутреннего сгорания, которые по свойствам своих характеристик нуждаются в защите от перегрузок. В зависимости от типа двигателя и функций, выполняемых гидромuffтой, изменяются требования к ее характеристике и особенно к ее начальному участку, определяющему  $\lambda_{\max}$ , т. е.  $M_{\max}$ . Асинхронные электродвигатели допускают коэффициент перегрузки  $\delta = \lambda_{\max}/\lambda_p = 2 \div 4$ , а двигатели внутреннего сгорания —  $\delta = 4 \div 6$ .

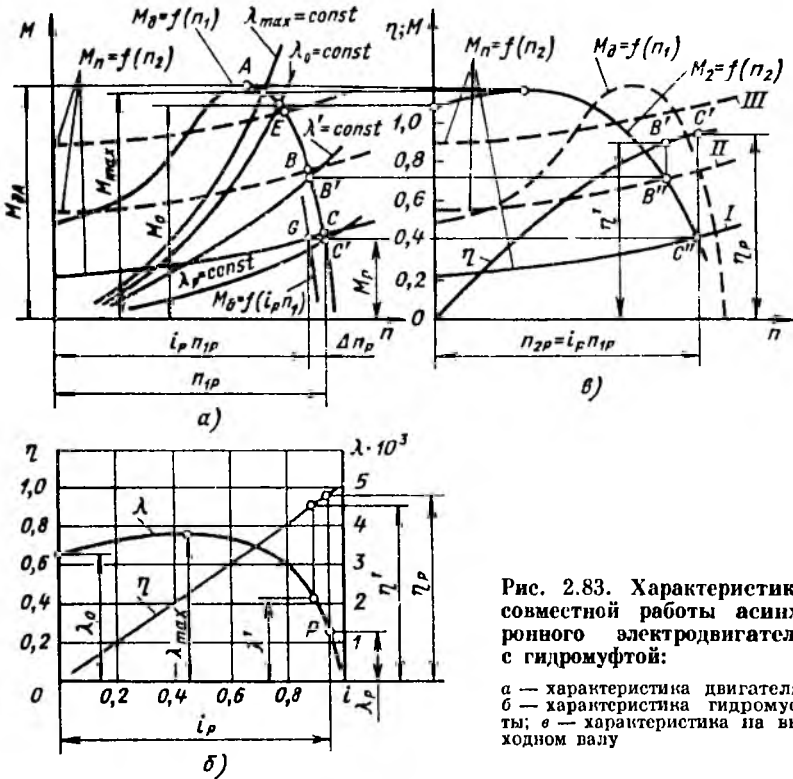


Рис. 2.83. Характеристики совместной работы асинхронного электродвигателя с гидромuffтой:  
 а — характеристика двигателя;  
 б — характеристика гидромuffты; в — характеристика на выходном валу

Порядок определения размера гидромuffты для системы с асинхронным электродвигателем. Известны характеристика двигателя  $M_d = f(n_1)$  (рис. 2.83, а); семейство характеристик потребителя  $M_n = f(n_2)$  (рис. 2.83, а, б), из которых кривая I (основная) соответствует условиям длительной работы, а кривые II и III — условиям соответственно частичной и предельной допустимых повышенных нагрузок; обобщенная характеристика выбранного типа гидромuffты  $\lambda = f(i)$  (рис. 2.83, в). Без гидромuffты режимы совместной работы двигателя и потребителя определяются точками пересечения характеристик  $M_d = f(n_1)$  и  $M_n = f(n_2)$  при их наложении. На рис. 2.83, а

это точки  $C$ ,  $B$  и  $E$ . При правильном выборе двигателя точка  $E$  наибольшей нагрузки расположена вблизи точки  $A$ , определяющей начало правой падающей рабочей ветви характеристики двигателя. Если (что всегда возможно в грузоподъемных, строительных и транспортных устройствах) момент  $M_n$  превысит предельный момент  $M_{да}$  двигателя, последний будет остановлен под нагрузкой и может выйти из строя. Во избежание этого, для повышения  $M_{да}$  устанавливают двигатели завышенной мощности. Применение гидромuffты исключает необходимость этого завышения.

Для выбора размера гидромuffты определяют по ее характеристике расчетное значение  $s_p$  скольжения (обычно  $s_p = 0,06 \div 0,02$ ; т. е.  $i_p = \eta_p = 0,94 \div 0,98$ ) и перестраивают рабочую ветвь характеристики двигателя, смещая ее точки по частоте вращения на величину  $\Delta n_p = s_p n_1$ . Точка пересечения полученной кривой  $M_d = f(i_p n_1)$  с базовой кривой  $M_n = f(n_2)$  (точка  $G$  на рис. 2.83,  $a$ ) дает расчетное значение момента  $M_p$  и частоты вращения  $n_{2p} = i_p n_{1p}$ . Найдя по характеристике  $\lambda = f(i)$  величину  $\lambda_p$ , соответствующую  $i_p$ , определяют диаметр  $D$  гидромuffты из уравнения  $M_p = \lambda_p (\pi/30)^2 \rho n_{1p}^2 D^5$ .

Для выбранного типа гидромuffты кроме обобщенной характеристики должен быть известен чертеж проточной части исходной модели, для которой получена эта характеристика. Тогда все линейные размеры рабочей полости пересчитывают в отношении  $D/D_m$  ( $D_m$  — размер модельного образца). Угловые размеры сохраняются.

После определения диаметра  $D$  строят *характеристику выхода*  $M_2 = f(n_2)$ . Для этого на характеристике  $\lambda = f(i)$  (см. рис. 2.83,  $e$ ) выбирают несколько взаимообусловленных значений  $i$  и  $\lambda$ , включая режим  $i = 0$ . Для каждого режима на поле характеристики двигателя, согласно выражению (2.116) строят нагрузочные параболы  $M = f(n_1)$ , задаваясь значениями  $n_1$  как рядом чисел (параболы  $\lambda = \text{const}$  на рис. 2.83,  $a$ ). Точки их пересечения с характеристикой двигателя дают  $n_1$  и  $M_d$  для каждого из выбранных режимов (например, режиму  $\lambda'$  соответствует режим  $B'$  двигателя). Далее для каждого режима определяют  $n_2 = i n_1$ ,  $M_2 = M_d$  и  $\eta = f(i)$  и строят характеристики выхода  $M_2 = f(n_2)$  и  $\eta = f(n_2)$ .

Кривую  $M_2$  рассматривают совместно с характеристиками потребителя  $M_n = f(n_2)$ . Каждой точке зависимости  $M_2$  соответствует определенная точка на характеристике двигателя (например, точке  $B''$  — точка  $B'$ ). Если всей характеристике  $M_2 = f(n_2)$ , в том числе и режиму  $M_{max}$ , соответствуют точки только на падающей ветви характеристики двигателя, последний полностью находится на перегрузок. Зависимость  $\eta = f(n_2)$  позволяет судить о диапазоне изменения  $\eta$  в зоне режимов длительной работы потребителя. Например, если этой зоне соответствует участок  $C' - B'$  на рис. 2.83,  $e$ , то КПД гидромuffты изменяется от  $\eta_p = 0,96$  до  $\eta' = 0,90$  (рис. 2.83,  $b$ ) и всегда достаточно высок при длительной работе.

**Выбор гидромuffты для работы с двигателем внутреннего сгорания.** В основном он не отличается от описанного выше порядка применительно к работе с асинхронным электродвигателем. Зона

неустойчивых режимов работы двигателя представлена на его характеристике (рис. 2.84, а) заштрихованной областью. Для защиты системы от перегрузок, а двигателя от заглохания нужно, чтобы парабола  $\lambda_{max}$  исключала эту область, как показано на рис. 2.84, а, из зоны  $OP$  эксплуатационных режимов. Эксплуатационной зоне  $OP$

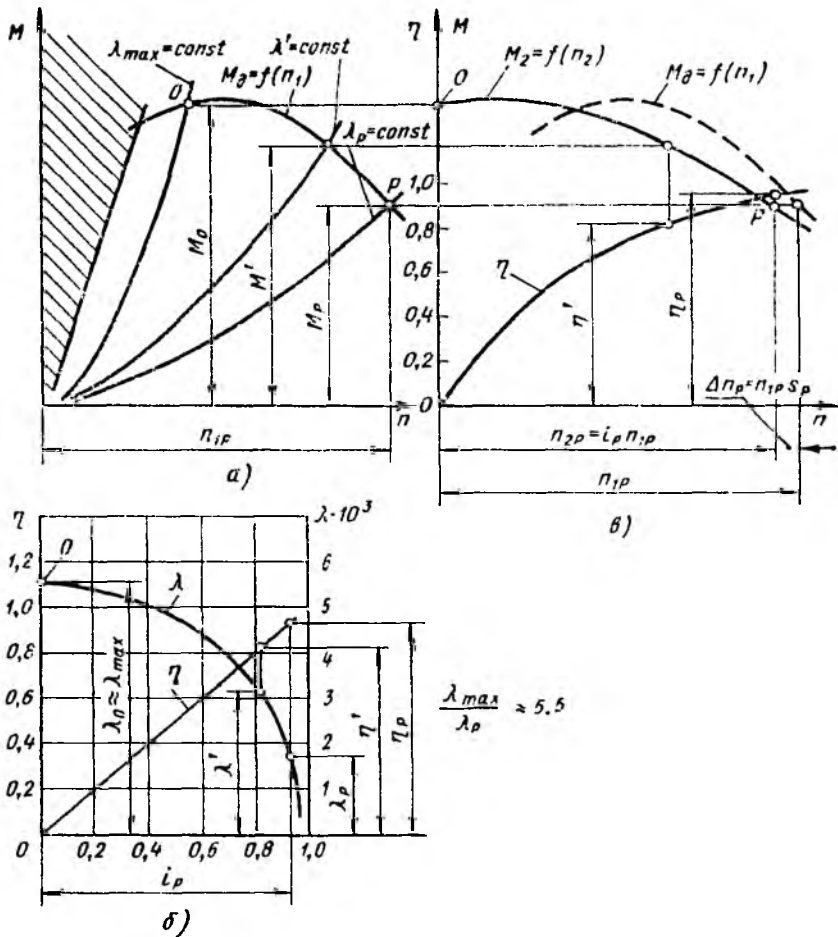


Рис. 2.84. Характеристики совместной работы двигателя внутреннего сгорания с гидромуфтой

на рис. 2.84, а соответствуют обозначенные теми же индексами рабочие зоны на характеристике гидромуфты (рис. 2.84, б) и на характеристике выхода (рис. 2.84, в). Из рассмотрения последней видно, что гидромуфта обеспечивает полную защиту системы и ее перегрузка становится невозможной.

**Основные типы гидромуфт.** Типы гидромуфт и их характеристики должны рассматриваться с точки зрения выполнения двух

основных указанных выше правил выбора. Большая крутизна характеристики может быть получена, если потери на трение в рабочей полости при  $i \rightarrow 1$  малы. Для этого рабочие полости часто выполняют без внутренней торовидной направляющей поверхности (13 на рис. 2.75). Схема такой гидромуфты представлена на рис. 2.85, а.

Снижение начальной ветви характеристики, т. е. уменьшение моментов, передаваемых при малых  $i$ , можно получить, как видно из выражения (2.108), путем уменьшения расхода  $Q$  в этой зоне характеристики.

Для этого используют следующие способы:

- 1) применение рабочих полостей специальной формы, позволяющей использовать свойство самопроизвольной перестройки потока;
- 2) применение лопастных систем специальной формы;
- 3) изменение заполнения гидромуфты;
- 4) применение поворотной лопастной системы (обычно в турбинном колесе).

Первые два способа не требуют применения внешних органов управления и используются в гидромуфтах, защищающих двигатели от пульсаций момента сопротивления и от перегрузок при запуске и разгоне приводимой машины.

Вторые два способа осуществляются при помощи внешних управляющих устройств. Такие регулируемые гидромуфты обладают в большей степени всеми защитными свойствами и, кроме того, позволяют регулировать частоту вращения приводимой машины.

В основу первого способа заложено свойство гидромуфт, заключающееся в том, что при частичном заполнении в их рабочей полости могут существовать две сменяющие одна другую при определенном  $i$  устойчивые формы потока. Когда  $i$  мало, а расход  $Q$  велик (см. рис. 2.85, а), поток движется, прижимаясь к внешним стенкам рабочей полости, а воздух образует торовидную полость  $B$  в ее середине. С ростом  $i$  поток перестраивается так (рис. 2.85, б), что обмен жидкостью между колесами происходит в периферийной части рабочей полости, а воздушная полость  $B$  перемещается к центру гидромуфты. Отсутствие внутреннего направляющего тора содействует перестройке.

*Гидромуфты постоянного наполнения с порогом* (рис. 2.85, в) позволяют получить уменьшенные значения  $\delta$ , используя описанное свойство перестройки. В них кольцевой порог  $\Pi$  устанавливается на выходе из турбинного колеса. При малых  $i$  порог служит сильным сопротивлением для потока. Он уменьшает величину  $Q$  и, согласно формуле (2.108), величину  $M_{\Pi}$  в этой зоне характеристики. При больших  $i$ , когда после перестройки поток сосредоточен на периферии (см. рис. 2.85, б), порог на него не воздействует, и крутая форма характеристики сохраняется.

На рис. 2.86 (б) показана характеристика гидромуфты с порогом (см. рис. 2.85, в) по сравнению с характеристикой а такой же гидромуфты без порога.

При  $d_{\Pi} \approx 0,5D$  значение  $\delta$  снижается примерно до 5,5, что достаточно для двигателей внутреннего сгорания. При этом крутизна

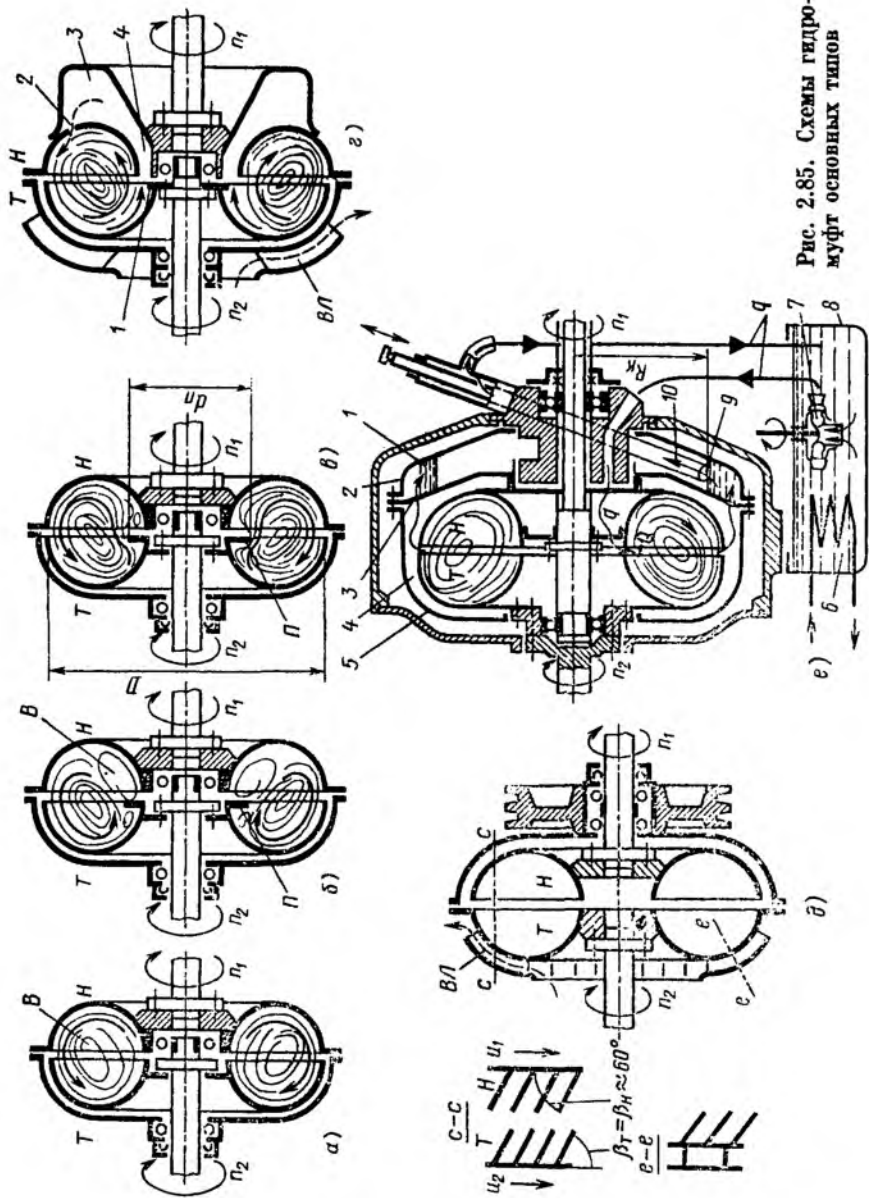


Рис. 2.85. Схемы гидро-муфт основных типов

характеристики в зоне  $i_p$  изменятся несущественно. Применение порога ограничено. Сильное увеличение  $d_p$  влечет существенное снижение крутизны характеристики в зоне  $i_p$ , т. е. ухудшает КПД на основных эксплуатационных режимах.

*Гидромуфта постоянного наполнения с самоопораживанием* (рис. 2.85, *з*) позволяет получить характеристику с увеличенными защитными свойствами ( $\delta = 1,5 \div 2,5$ ) путем усиленного использования свойства перестройки потока. Такие гидромуфты необходимы для асинхронных двигателей, работающих в самых тяжелых условиях.

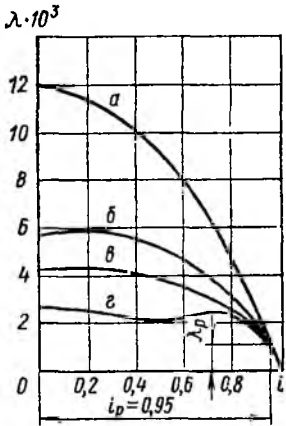


Рис. 2.86. Характеристики гидромуфт постоянного заполнения

Действие порога 1 усилено применением полости 3 за насосным колесом. В полости, втекающей через щель 4, задерживается при малых  $i$  часть рабочей жидкости. Это ведет к значительному снижению  $Q$  и момента. При уменьшении нагрузки и увеличении  $i$  жидкость через отверстия 2 возвращается в рабочую полость и циркулирует в ее периферийной части. Характеристика гидромуфты с самоопораживанием показана на рис. 2.86 (*з*).

Защитная гидромуфта постоянного наполнения с плоскими наклонными лопастями позволяет получить  $\delta = 2 \div 3$ . В ней (рис. 2.85, *д*) использован второй способ модификации характеристик, для чего лопасти насосного колеса отклонены по вращению назад, а турбинного — вперед. При отклонении лопастей назад напор, создаваемый насосным колесом падает, а сопротивление всей лопастной системы увеличивается. Это ведет к снижению  $Q$  и момента при малых  $i$ . При больших  $i$  расход в гидромуфтах мал, и форма лопастей не оказывает заметного влияния на гидравлические характеристики колес, а следовательно, и на форму падающей ветви характеристики. Характеристика гидромуфты с наклонными лопастями показана на рис. 2.86 (*е*).

Защитные гидромуфты постоянного наполнения должны при длительных перегрузках продолжительно работать на режимах малых  $\eta$  и поэтому нуждаются в интенсивном охлаждении, для чего на их корпусах устанавливают вентиляционные лопатки (ВЛ на рис. 2.85, *з* и 2.85, *д*), обеспечивающие усиленный наружный обдув колес. Однако их применение увеличивает момент трения  $M_n$  и снижает КПД гидромуфты. Для аварийной защиты от опасного перегрева на корпусах иногда устанавливают пробки с легкоплавким сплавом, выпускающие перегретую жидкость из рабочей полости.

*Регулируемые гидромуфты переменного наполнения* (рис. 2.85, *е*) со скользящей черпаковой трубкой применяются для самых трудных условий работы с частыми перегрузками, тяжелыми условиями пуска и для регулирования в небольших пределах частоты вращения при-

водяной машины при  $n_1 = \text{const}$ . Радиус  $R_k$  расположения черпающего отверстия 9 на конце трубки 10 может изменяться. Трубка вычерпывает набегающую на ее конец жидкость с поверхности кольцевого объема в камере (кольце) 1 вращающегося корпуса 2 гидромуфты. Таким образом, величина  $R_k$  определяет объем жидкости в кольце 1. Увеличение  $R_k$  ведет к уменьшению объема в кольце, связанном отверстиями 3 с рабочей полостью 4 корпуса 5, и к уменьшению ее заполнения, а следовательно, и уменьшению расхода  $Q$ , протекающего через лопастные системы колес.

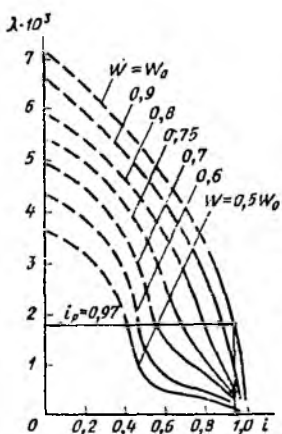


Рис. 2.87. Поле характеристик гидромуфты переменного заполнения

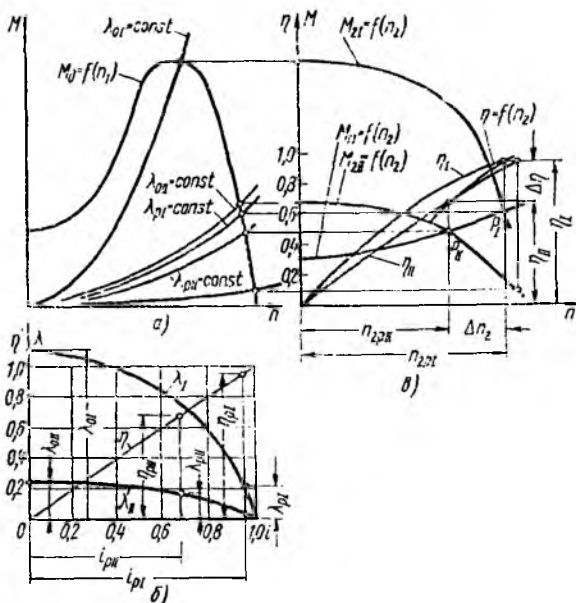


Рис. 2.88. Характеристики процесса регулирования частоты вращения выходного вала при помощи регулируемой гидромуфты переменного заполнения

Черпаковая трубка позволяет производить одновременно и охлаждение рабочей жидкости. Для этого вычерпываемый расход  $q$  пропускают через внешний контур, состоящий из резервуара 8 с теплообменником 6 и вспомогательного насоса 7, возвращающего расход в рабочую полость.

Характеристика регулируемой гидромуфты представлена на рис. 2.87. Она состоит из частных характеристик, соответствующих разным заполнениям  $W$  ( $W_0$  — максимальное заполнение). Энергетические возможности регулируемой гидромуфты эквивалентны применению ряда из нескольких гидромуфт. Свойство изменения характеристики при перемене заполнения часто применяют и для нерегулируемых гидромуфт, приспособлявая одну и ту же гидромуфту для обслуживания двигателей разной мощности. При этом надо иметь



в виду, что сильное уменьшение наполнения (например  $W < 0,75W_0$ , на рис. 2.87) ведет к появлению изломов характеристик, связанных с описанной перестройкой потока. При использовании таких характеристик работа системы, обслуживаемой гидромуфтой, может стать неустойчивой. Это выражается в периодических достаточно быстрых пульсациях частоты вращения приводимой машины, что нарушает ее нормальную работу.

*Процесс регулирования частоты вращения выходного вала при помощи гидромуфты* переменного наполнения рассмотрим для установки, приводимой асинхронным электродвигателем с характеристикой, представленной на рис. 2.88, а. Характеристика гидромуфты (рис. 2.88, б) изменяется регулированием наполнения от  $\lambda_I$  до  $\lambda_{II}$ , а соответствующая характеристика выхода от  $M_{2I}$  до  $M_{2II}$  (рис. 2.88, в). Точки пересечения  $P_I$  и  $P_{II}$  этих характеристик с нагрузочной характеристикой потребителя  $M_{II} = f(n_2)$  показывают, что  $n_2$  с изменением наполнения будет изменяться в пределах  $\Delta n_2$ . Такой способ регулирования допускает только уменьшение  $n_2$  по отношению к  $n_{2р1}$ . При этом гидромуфта используется на режимах меньшего  $i$ , т. е. при меньших КПД. Так, на рис. 2.88 показано, что при регулировании  $n_2$  в пределах  $\Delta n_2$  КПД изменяется в пределах  $\Delta \eta$ . Поэтому применение гидромуфт для регулирования  $n_2$  в широких пределах невыгодно. При небольших  $\Delta n_2$  этот способ из-за простоты широко применяется в приводах лопастных машин (центробежных насосов, компрессоров, гребных винтов).

В особо тяжелых случаях регулируемые гидромуфты используют для защиты от перегрузок и для разгона систем при пуске. Для этого систему регулирования наполнения снабжают автоматическим устройством, которое при пуске и перегрузке опораживает гидромуфту, предельно понижая ее характеристику.

Регулирование работы гидромуфты при помощи поворотных лопастных систем (поворотными выполняют обычно лопасти турбинного колеса) позволяет так же, как и при регулировании наполнением, изменять ее характеристику в широких пределах. Однако при этом неустойчивые режимы работы отсутствуют.

Гидромуфты с поворотными лопастями значительно сложнее и тяжелее обычных гидромуфт и широкого распространения поэтому не получили.

*Пуск и разгон при помощи гидромуфты* существенно облегчает пусковые условия работы двигателя. При большом моменте инерции приводимой машины гидромуфта устраняет необходимость завышения установленной мощности двигателя по условиям пуска. При запуске с гидромуфтой двигатель разгоняет, преодолевая ее пусковой момент  $M_0$ , только насосное колесо и жидкость в рабочей полости, момент инерции которых мал. Разгон такой системы происходит быстро, и двигатель только короткое время работает в тяжелых пусковых условиях. Разгон турбинного колеса и приводимой машины может сильно отставать во времени от разгона входного звена, однако это не ведет ни к изнашиванию трансмиссии, как при разгоне через фрикционную муфту, ни к перегрузке двигателя.

На рис. 2.89 рассмотрен разгон системы, показанной на рис. 2.82, при помощи гидромуфты. Характеристики двигателя  $M_d = f(n_1)$ , потребителя  $M_n = f(n_2)$  и гидромуфты  $\lambda = f(i)$  представлены на рис. 2.89, а, б и в. Они получены для установившихся режимов работы машин, т. е. являются статическими. Вследствие малой инертности жидкости в рабочих полостях гидропередач их статические характеристики можно применять и при динамических расчетах.

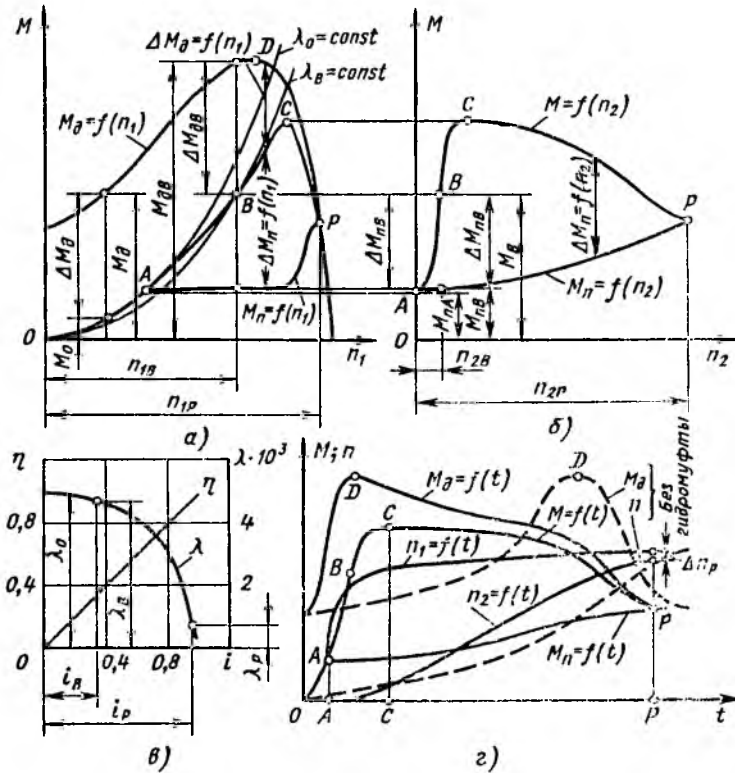


Рис. 2.89. Характеристики процесса разгона механизма, приводимого через гидромуфту

При пуске двигателя (режим О, рис. 2.89, а) начинает вращаться входное звено, состоящее из якоря двигателя и насосного колеса. Его приведенный момент инерции  $J_1$ . Турбинное колесо неподвижно ( $n_2 = 0$ ) и поэтому на выходном валу создается увеличивающийся с ростом  $n_1$  момент  $M_0 = \lambda_0 (\pi/30)^2 n_1^2 \rho D^5$ . Для разгона расходуется переменный момент

$$\Delta M_d = M_d - M_0 = J_1 d\omega_1/dt, \quad (2.117)$$

определяющий ускорение  $d\omega_1/dt$  входного звена системы. Когда на режиме А передаваемый момент  $M_0$  достигает значения момента  $M_{пА}$  трогания потребителя (см. рис. 2.89, б), выход-

ной вал начинает вращаться. Далее процесс разгона протекает при одновременном нарастании как  $n_1$ , так и  $n_2$ , т. е. при меняющемся  $i$ . Например, при  $t_B$  (режим  $B$ ), когда  $n_1 = n_{1B}$ , а  $n_2 = n_{2B}$ , турбинное колесо развивает момент, определяемый параболой  $M_B = \lambda_B (\pi/30)^2 \rho D^5 n_1^2$ . Величина  $M_B$  при  $n_1 = n_{1B}$  больше статического момента сопротивления потребителя  $M_{пв}$ , и поэтому угловое ускорение выходного вала определяется уравнением

$$\Delta M_{пв} = M_B - M_{пв} = J_2 d\omega_{2B}/dt, \quad (2.118)$$

где  $J_2$  — момент инерции выходного вала.

Одновременно продолжается ускорение выходного вала под действием момента

$$\Delta M_{дв} = M_{дв} - M_B = J_1 d\omega_{1B}/dt. \quad (2.119)$$

Поскольку  $J_1 \ll J_2$ , нарастание  $n_1$  идет гораздо быстрее нарастания  $n_2$ . К режиму  $C$ , с которого значения  $\Delta M_d$  интенсивно уменьшаются, разгон входного вала практически заканчивается, однако разгон выходного вала продолжается под действием значительных  $\Delta M_{пв}$ . На режиме  $P$ , когда оба процесса разгона завершаются и  $n_1 = n_{1P}$ , а  $n_2 = n_{2P}$ , система переходит на статический расчетный режим эксплуатации при  $i_P$  и  $\Delta n_P = n_{1P} - n_{2P} = s_P n_{1P}$ .

На рис. 2.89,  $z$  показано протекание во времени описанного процесса разгона. Он делится на этапы  $OA$ , когда разгоняется входной вал;  $AC$ , когда при совместном ускорении обеих частей системы  $n_1$  нарастает быстро, а  $n_2$  — медленно, и  $CP$ , когда медленно завершается разгон двигателя и интенсивно разгоняется выходной вал. При разгоне двигатель работает очень малое время на участке  $OD$  (см. рис. 2.89,  $a, z$ ) характеристики, где он способен быстро перегреваться. Для сравнения на рис. 2.89,  $z$  штриховой линией приведен график процесса разгона той же системы без гидромукты; разгон двигателя растянут во времени, и двигатель перегревается, что при частых пусках ведет к сильному сокращению срока его службы.

Расчет процесса разгона сводится к решению численными методами дифференциальных уравнений (2.117), (2.118) и (2.119) разгона. Для участка  $OA$   $\Delta\omega_1/\Delta t = \Delta M_d/J_1$

Для участка  $AP$  уравнения разгона обеих частей сводятся к одному общему:  $\Delta M_{пв}/\Delta M_d = J_2/J_1 \cdot \Delta\omega_2/\Delta\omega_1$ . Давая конечные приращения величине  $\Delta\omega_1$ , находят методом последовательных приближений соответствующие им величины  $\Delta\omega_2$  и далее интервалы времени  $\Delta t$ , за которые они произошли. Время разгона до режима  $P$  находят суммированием  $\Delta t$ .

### 2.35. Совместная работа гидротрансформаторов с двигателями и потребителями энергии. Основные типы гидротрансформаторов

Соответствие гидротрансформатора требованиям совместной работы с определенными двигателем и потребителем определяется свойствами его характеристики. Она должна обеспечивать наилучшее

использование как приводимой машины, так и возможностей двигателя. При этом в областях режимов вероятной длительной эксплуатации системы КПД должен быть достаточно высок. Задача выбора гидротрансформатора решается в два этапа: во-первых, по показателям расчетного режима работы системы (двигателя, потребителя и гидротрансформатора выбранных типов с известными характеристиками) определяют размер  $D$  требуемого гидротрансформатора; во-вторых, используя характеристики элементов системы и зная размер гидротрансформатора, строят характеристику выхода  $M_2 = f(n_2)$  и рассматривают ее пригодность для привода машины-потребителя во всем диапазоне ее эксплуатационных режимов.

При выборе размера гидротрансформатора для согласования его характеристики с характеристикой двигателя возможны два случая:

1) гидротрансформаторы выбранного типа выпускаются промышленностью и их размеры и характеристики известны;

2) для выбранного типа гидротрансформатора известны относительные размеры проточной части и обобщенная характеристика, сам же гидротрансформатор должен быть разработан и изготовлен заново.

В первом случае гидротрансформатор согласуется с двигателем при помощи промежуточной зубчатой передачи, во втором — определяют размер  $D$  нужного гидротрансформатора и проектируют его рабочие органы, применяя метод пересчета остальных линейных размеров с модельного образца.

Чаще всего гидротрансформаторы используются с двигателями внутреннего сгорания.

**Выбор гидротрансформатора для совместной работы с дизелем.** Выбор сводится к согласованию их расчетных режимов работы. Характеристика двигателя приведена на рис. 2.90, а, а гидротрансформатора — на рис. 2.90, б. Расчетный режим двигателя (близкий к режиму максимальной мощности) определен величинами  $M_{д.р}$  и  $n_{1р}$ , гидротрансформатора (близкий к режиму  $\eta_{max}$ )  $K_p$ ,  $\lambda_p$  и  $i_p$ .

В первом случае выбора, когда размер гидротрансформатора  $D$  известен, определяют  $i_{с.п}$  — передаточное отношение согласующей зубчатой передачи. Частота вращения  $n'_1$  и момент  $M'_д$  на входном валу гидротрансформатора при этом будут соответственно равны:

$$n'_1 = n_1 i_{с.п} \quad \text{и} \quad M'_д = M_{д.р} / i_{с.п}. \quad (2.120)$$

Значение  $i_{с.п}$  согласно выражениям (2.116) и (2.120), определяется из соотношения

$$M'_{д.р} = M_{д.р} / i_{с.п} = \lambda_p (\pi/30)^3 \rho D^5 (n_{1р} i_{с.п})^2.$$

Выбрав  $i_{с.п}$  пересчитывают характеристику двигателя при помощи формул (2.120) на  $M'_д = f(n'_1)$  и используют ее для дальнейших расчетов вместо исходного графика  $M_д = f(n_1)$ .

Во втором случае определяют размер  $D$  нужного гидротрансформатора, задаваясь  $i_{с.п}$  (для уменьшения  $D$  обычно применяют повышающие согласующие передачи) или, при высокооборотном двигателе, применяют его прямое соединение с гидротрансформатором

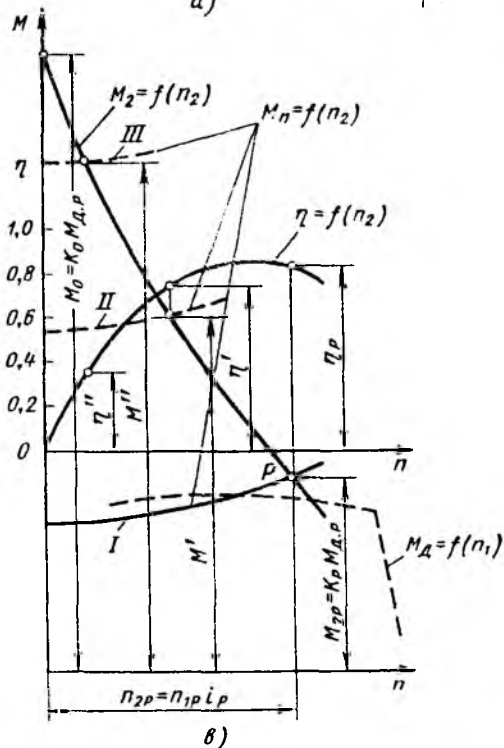
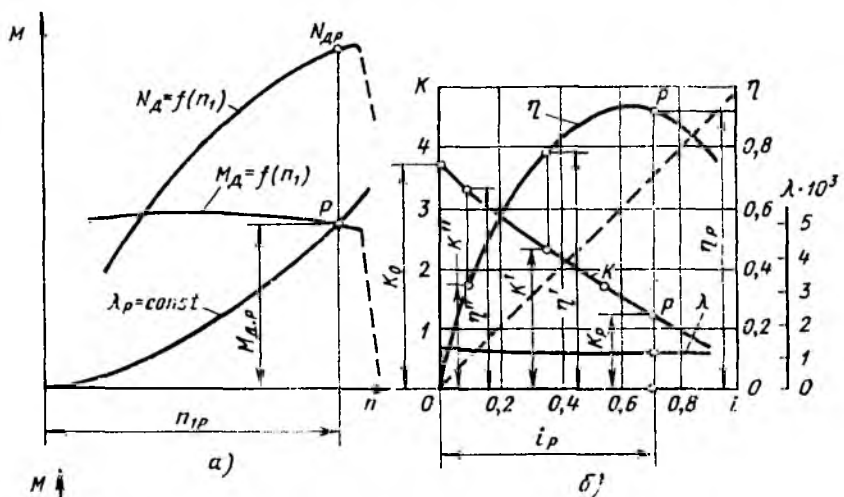


Рис. 2.90. Характеристики совместной работы двигателя (дизеля) с гидротрансформатором:  
 а — характеристика двигателя; б — характеристика гидротрансформатора; в — характеристика на выходном валу

( $i_{с.п} = 1$ ). В этом случае согласно выражению (2.116)

$$D = \sqrt[5]{\frac{M_{д.р}}{\lambda_p (\pi/30)^2 \rho n_{1p}^3}}$$

На рис. 2.90, б величина  $\lambda$  практически постоянна. Это значит, что при любых режимах работы такой гидротрансформатор нагру-

жает двигатель постоянным моментом, определенным точкой пересечения параболы  $M_1 = \lambda_p (\pi/30)^2 \rho D^5 n_1^2$  с характеристикой двигателя (см. рис. 2.90, а). Характеристики таких гидротрансформаторов называют *непрозрачными*. Такие трансформаторы применяют с двигателями, развивающими момент, мало зависящий от частоты вращения.

Характеристику  $M_2 = f(n_2)$  для выходного вала гидротрансформатора (рис. 2.90, в) строят после согласования его расчетного режима с режимом двигателя. Для этого, выбрав на характеристике гидротрансформатора ряд режимов работы, определяемых взаимосвязанными значениями  $i$ ,  $\lambda$ ,  $K$  и  $\eta$ , строят для каждого из них нагрузочные параболы

$$M_1 = \lambda (\pi/30)^2 \rho D^5 n_1^2,$$

точки пересечения которых с характеристикой двигателя определяют режимы его работы (при непрозрачной характеристике нагрузочная парабола одна). Для каждого режима вычисляют  $M_2 = KM_d$ ;  $n_2 = n_1 i$ ; определяют  $\eta$  и по полученным точкам строят характеристику выхода  $M_2 = f(n_2)$  и  $\eta = f(n_2)$ . Ее рассматривают совместно с характеристиками потребителя  $M_n = f(n_2)$ . Так, характеристики I и II соответствуют диапазону длительной работы. Он охватывает зону высоких значений  $\eta$ . Характеристика III представляет наиболее тяжелые условия трогания. Она должна проходить ниже предельного момента  $M_0$  на выходном валу. На рис. 2.90, в штриховой линией нанесена характеристика двигателя  $M_d = f(n_1)$ . Сравнивая ее с характеристикой  $M_2 = f(n_2)$ , можно видеть, что применение гидротрансформатора эффективно расширяет тяговые возможности приводной установки.

**Выбор гидротрансформатора для совместной работы с карбюраторным двигателем** (рис. 2.91). Выбор отражает специфические особенности характеристики двигателя. При трогании для лучшего разгона потребителя желательно использовать максимальный момент двигателя ( $O$  на рис. 2.91, а). Для этого нагрузочная парабола режима трогания ( $\lambda = \lambda_0$ ,  $i = 0$ ) должна проходить через точку  $O$ . В процессе разгона система должна перейти к использованию максимальной мощности и быстроходности двигателя. Для этого с возрастанием  $i$  режим двигателя должен смещаться в зону точки  $P$ . Эти требования выполняются гидротрансформаторами с падающей прозрачной зависимостью  $\lambda = f(i)$  (рис. 2.91, б).

Прозрачность характеристики гидротрансформатора выражается коэффициентом прозрачности  $\Pi = \lambda_{\max}/\lambda_p$  (обычно  $\lambda_{\max} \approx \lambda_0$ ,  $\lambda_p \approx \lambda_r$  при  $K = 1$ ). На рис. 2.91, в сплошными кривыми представлены характеристика выхода  $M_2 = f(n_2)$  и зависимость  $\eta = f(n_2)$  для системы с прозрачным гидротрансформатором. Такая характеристика обеспечивает трогание при максимальном моменте  $M_{20}$  и максимальную скорость при  $n_{2p}$ . Для сравнения штриховыми линиями нанесены характеристики выхода для случаев работы двигателя с непрозрачными гидротрансформаторами, имеющими те же значения  $K$ , но постоянные величины  $\lambda$ . Если  $\lambda = \lambda_{\max} = \text{const}$  (характеристика I на рис. 2.91, б, в), то на выходном валу можно получить

максимальный момент, но частота вращения при этом максимальной не будет и не будет использована максимальная мощность двигателя. Если  $\lambda = \lambda_p = \text{const}$  (характеристика II), то могут быть использованы

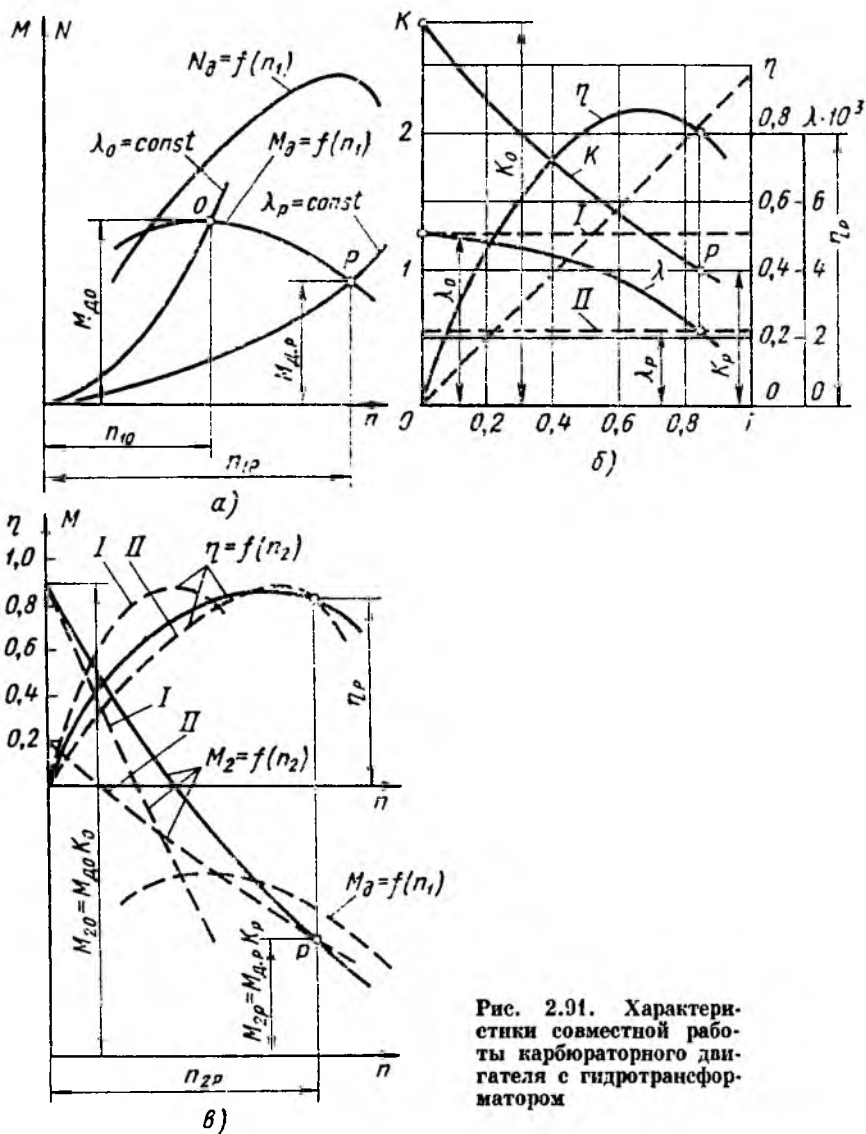


Рис. 2.91. Характеристики совместной работы карбюраторного двигателя с гидротрансформатором

максимальные частота вращения и мощность двигателя, но не будет использован максимальный момент.

Типы гидротрансформаторов. Каждому типу соответствуют свои особенности построения лопастной системы и форма характеристики,

определяемые назначением, которые должны выполнять гидротрансформаторы в трансмиссиях машин.

К первому типу отнесем *гидротрансформаторы разгонного типа*, предназначенные для значительного преобразования момента ( $K_0 = 3,5 + 6$ ;  $K_p = 1,6 + 2$ ). Для них характерно существование зоны  $\eta_{\max}$  при относительно малых  $i_p = 0,55 + 0,65$ . Гидротрансформаторы этого типа (рис. 2.92) применяются в системах с сильно изменяющимся моментом сопротивления и с часто повторяющимися процессами разгона (маневровые тепловозы, строительные, дорожные, подъемно-транспортные машины). Их характерным признаком является применение турбинных колес центробежного типа ( $T$  на рис. 2.92, а).

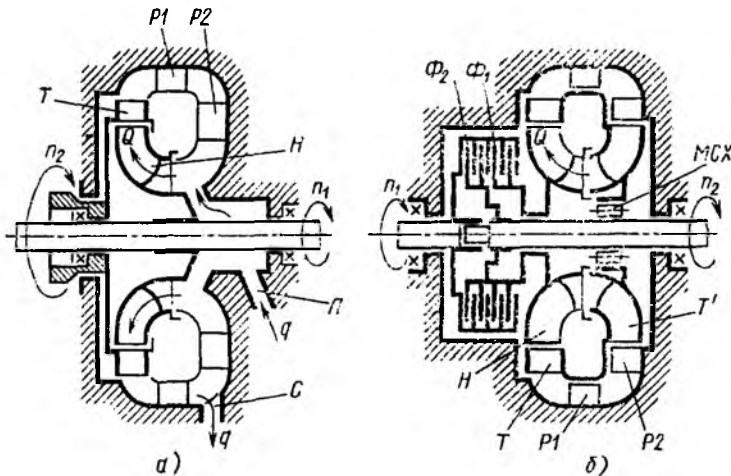


Рис. 2.92. Схемы разгонных отключаемых гидротрансформаторов

Особенность работы центробежных турбин заключается в том, что в зоне малых  $i$  и больших  $K$  поток за турбинным колесом направлен в сторону, противоположную направлению его вращения, т. е. скорость  $v_{u2T}$  (см. рис. 2.76) отрицательна. При этом члены уравнения (2.111) для  $M_2$  суммируются. Следовательно, применение центробежных турбинных колес с большим  $R_{2T}$  позволяет получить большие величины  $v_{u2T}R_{2T}$ , а значит, и  $M_2$ , не прибегая к большим отрицательным значениям  $v_{u2T}$ , т. е. применяя менее искривленные лопасти. При сильном искривлении лопастей увеличивается вероятность их отрывного обтекания, что ведет к интенсивному нарастанию потерь при отклонении режима работы гидротрансформатора от расчетного, для которого спрофилирована лопастная система. Следовательно, применение центробежных турбинных колес позволяет расширить зону высоких КПД. С этой же целью, а также для увеличения  $\eta_{\max}$  и получения прозрачных характеристик применяют многоступенчатые турбинные колеса, размещая последнюю ступень перед входом в насос. Так, на рис. 2.92, б показан гидротрансформатор с двумя ступенями турбинного колеса — центробежной  $T$  и центроостреми-



тельной  $T'$ . Каждая из ступеней турбинного колеса относительно слабо воздействует на поток и поэтому имеет мало искривленные лопасти.

Для длительной работы при  $i \rightarrow 1$  (зона  $B$  характеристики, рис. 2.79) разгонные гидротрансформаторы не пригодны из-за малого КПД, поэтому при достаточно высокой частоте вращения ведомого вала их отключают. Например, гидротрансформатор, показанный на рис. 2.92,  $a$  в зоне  $B$  опораживается через слив  $C$ , для чего прерывается подача  $q$  питающей жидкости через подвод  $L$ . Передача энергии продолжается при этом через гидромуфту, устанавливаемую параллельно с гидротрансформатором. Ее рабочая полость заполняется одновременно с опораживанием гидротрансформатора. У гидротрансформатора, показанного на рис. 2.92,  $b$ , для отключения служат фрикционные муфты. При замыкании муфты  $\Phi_1$  энергия передается через гидротрансформатор. При замыкании  $\Phi_2$  валы жестко соединяются, и гидротрансформатор блокируется, а турбинное колесо отсоединяется от выходного вала муфтой свободного хода ( $МСХ$ ).

Ко второму основному типу отнесем *комплексные гидротрансформаторы* (см. рис. 2.76). Они широко применяются для автомобилей, автобусов и других транспортных средств с длительными пробегими, которые нуждаются в гидродинамических передачах, способных работать с высоким КПД в широком диапазоне передаточных отношений, включая область  $i \rightarrow 1$ . В этом случае использование ветви  $ГН$  характеристики, показанной на рис. 2.79, недопустимо, так как здесь КПД снижается, и более выгодной является гидромуфта. Отличительной особенностью комплексных гидротрансформаторов является замыкание реактора на корпус через муфту свободного хода ( $МСХ$  на рис. 2.76), способную передавать момент только в одном направлении.

После режима  $Г$  (см. рис. 2.79) и смены направления действия момента  $M_3$  реактор теряет опору на корпус и начинает свободно вращаться в потоке, практически не воздействуя на него. Гидротрансформатор превращается в гидромуфту. Его моментная характеристика в зоне  $B$  следует падающей ветви  $ГЕ$  моментной характеристики гидромуфты, а КПД — закону  $\eta = i$  (ветвь  $Г'E'$ ).

Для комплексных гидротрансформаторов типично симметричное размещение колес и применение центростремительных турбинных колес. Это необходимо для уменьшения габаритных размеров и получения удовлетворительной характеристики в зоне гидромуфты. Недостатком характеристик комплексных гидротрансформаторов является провал КПД в зоне перехода на режим гидромуфты ( $Г'$  на рис. 2.79). Этот провал увеличивается с усилением преобразующих свойств гидротрансформатора, т. е. с ростом  $K$ . Для устранения провала применяют гидротрансформаторы с реактором, разделенным на две лопастные системы  $P1$  и  $P2$  (см. рис. 2.93,  $a$ ), каждая из которых устанавливается со своей муфтой свободного хода  $МСХ1$  и  $МСХ2$ . При малых  $i$  оба реактора неподвижны и, дополняя друг друга, обеспечивают сильную закрутку потока, а следовательно, и

сильное преобразование момента (характеристика I на рис. 2.93, б). При  $i_r$  муфта МСХ1 освобождает реактор P1 и он, свободно вращаясь, перестает воздействовать на поток. Оставшийся закрепленный реактор P2 воздействует на поток слабо, и характеристика следует кривой II, имеющей максимум КПД в зоне бывшего ранее провала. При  $i_r$  освобождается также и реактор P2, и гидротрансформатор переходит на режим гидромуфты.

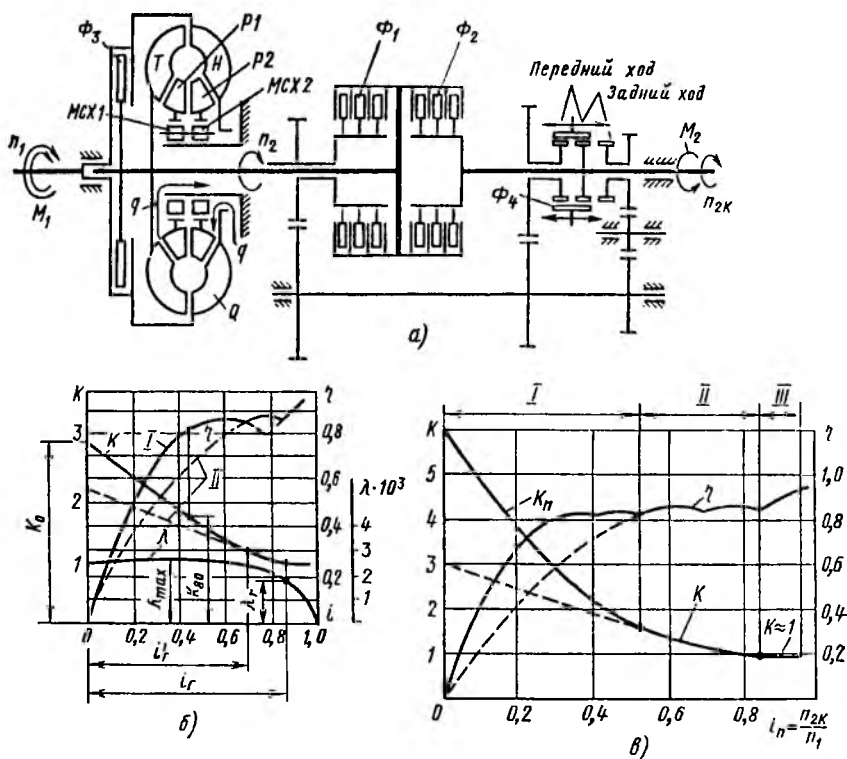


Рис. 2.93. Гидромеханическая передача автобуса:

а — схема передачи; б — характеристика комплексного гидротрансформатора с двухступенчатым реактором; в — характеристика гидромеханической передачи

Комплексные гидротрансформаторы имеют относительно невысокие преобразующие свойства. Для них (см. рис. 2.93, б и 2.94, б)  $K_0 = 2 \div 3,5$ ;  $i_r = 0,7 \div 0,85$ ;  $\eta_{max} = 0,85 \div 0,92$  при  $K = 1,3 \div 1,5$  и  $i = 0,7 \div 0,5$ . Усиление преобразующих свойств (увеличение  $K$ ) вызывает снижение  $\eta_{max}$  и ухудшение характеристики в зоне режимов гидромуфты.

Совместная работа комплексного гидротрансформатора с двигателем рассмотрена на рис. 2.94. Характеристика двигателя представлена на рис. 2.94, а, характеристика гидротрансформатора, обладающая прозрачностью, — на рис. 2.94, б. В качестве расчетного ра-

бочего режима, по которому согласуют гидротрансформатор с двигателем, выбирают обычно точку перехода на режим гидромuffты (точка  $P$  на рис. 2.94, б). Расчетная точка  $P$  на характеристике двигателя делит ее на две зоны. В зоне I двигатель передает момент через гидротрансформатор, т. е. с увеличением в  $K$  раз. На характеристике выхода (рис. 2.94, в) ей соответствует ветвь увеличенных моментов  $HP$ . Зона II соответствует передаче через гидромuffту. На

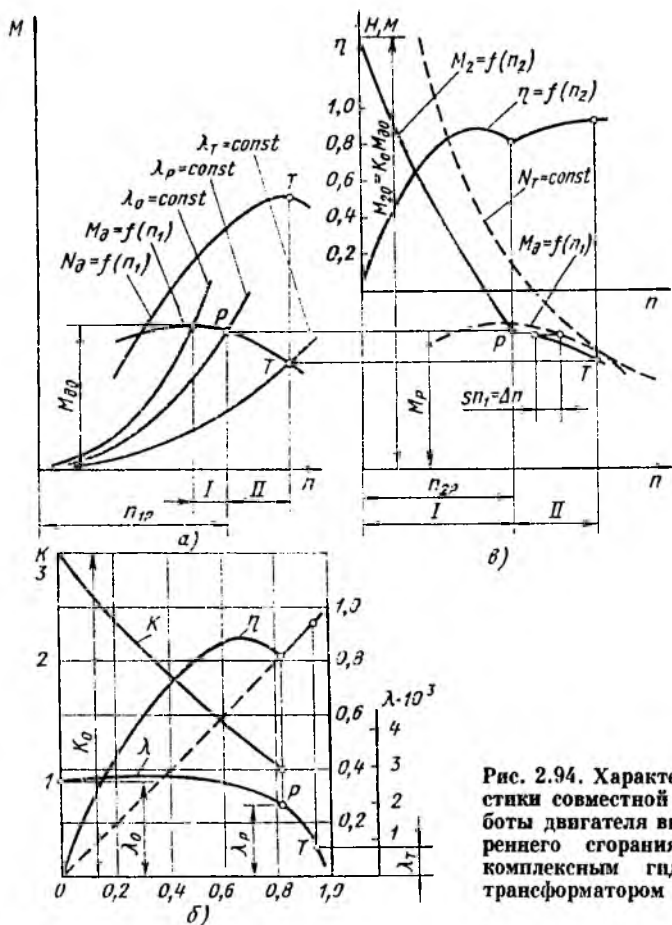


Рис. 2.94. Характеристики совместной работы двигателя внутреннего сгорания с комплексным гидротрансформатором

характеристике выхода ей отвечает ветвь  $PT$ , представляющая характеристику двигателя, смещенную на величину  $sn_1$  скольжения в гидромuffте. Такая характеристика выхода приближается к идеальной тяговой характеристике использования максимальной мощности двигателя  $N_T = const$ .

**Гидромеханические передачи.** Они состоят из гидротрансформатора и механической зубчатой передачи, позволяют восполнить указанные выше ограниченные возможности комплексных гидро-

трансформаторов и поэтому нашли широкое применение в транспортных машинах. В них, как правило, применяют обычные гидротрансформаторы с умеренными преобразующими свойствами, но с высоким КПД. На рис. 2.93, а представлена схема гидромеханической коробки передач, устанавливаемой на отечественных автобусах. Ее характеристика показана на рис. 2.93, в. Механическая коробка передач за гидротрансформатором обеспечивает дополнительное увеличение момента, требуемое в особо тяжелых условиях. Включение понижающей передачи с передаточным отношением  $i_{п,л}$  производится замыканием дисковой муфты  $\Phi_1$ . Благодаря этому при малых  $i_{п}$  в зоне I (см. рис. 2.93, в) момент увеличивается в  $K_{п} = K/i_{п,л}$  раз. Замыкание муфты  $\Phi_2$  дает прямую передачу через гидротрансформатор в зоне II и прямую передачу на режиме гидромуфты в зоне III. Замыкание муфты  $\Phi_3$  позволяет для повышения КПД в хороших дорожных условиях блокировать гидротрансформатор, жестко соединяя его входной и выходной валы. Задний ход включается перемещением зубчатой муфты  $\Phi_4$ . Переключение понижающей и прямой передач автоматизируется.

В качестве рабочих жидкостей гидротрансформаторов применяют маловязкие минеральные масла ( $\nu = 0,14 \div 0,07$  см<sup>2</sup>/с при температуре 70—90 °С). Жидкость надо обязательно охлаждать, так как на режимах значительного преобразования момента она может перегреться, что приведет к выходу из строя пар трения и уплотняющих элементов. Часть жидкости (расход  $q$  на рис. 2.76, 2.92, 2.93) непрерывно отбирается после выхода из турбинного колеса, пропускается через теплообменник и возвращается при помощи вспомогательного насоса к входу в насосное колесо. Вспомогательная гидросистема обеспечивает поддержание минимального давления 0,3—0,6 МПа перед входом в насосное колесо, благодаря чему устраняется возможность возникновения кавитации.

## ЧАСТЬ 3. ОБЪЕМНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ И ГИДРОПРИВОДЫ

---

### Глава 17. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОБЪЕМНЫХ ГИДРОМАШИНАХ

#### 3.1. Основные понятия. Общие свойства объемных гидромашин

Объемной называется гидромашина, рабочий процесс которой основан на попеременном заполнении рабочей камеры жидкостью и вытеснении ее из рабочей камеры. Под рабочей камерой объемной гидромашины понимается ограниченное пространство внутри машины, периодически изменяющее свой объем и попеременно сообщаемое с местами входа и выхода жидкости.

Объемная гидромашина может иметь одну или несколько рабочих камер.

В соответствии с тем, создают гидромашин поток жидкости или используют его, их разделяют на объемные насосы и гидродвигатели.

В *объемном насосе* перемещение жидкости осуществляется путем вытеснения ее из рабочих камер вытеснителями. Под вытеснителем понимается рабочий орган насоса, непосредственно совершающий работу вытеснения. Вытеснителями могут быть поршни, плунжеры, шестерни, винты, пластины и т. д.

По принципу действия, точнее по характеру процесса вытеснения жидкости, объемные насосы разделяют на поршневые (плунжерные) и роторные.

В поршневом (плунжерном) насосе жидкость вытесняется из неподвижных камер в результате лишь возвратно-поступательного движения вытеснителей (поршней, плунжеров, диафрагм).

В роторном насосе жидкость вытесняется из перемещаемых рабочих камер в результате вращательного или вращательно-поступательного движения вытеснителей (шестерен, винтов, пластин, поршней).

По характеру движения входного звена объемные насосы разделяют на вращательные (с вращательным движением входного звена) и прямодействующие (с возвратно-поступательным движением входного звена).

*Объемный гидродвигатель* это объемная гидромашина, предназначенная для преобразования энергии потока жидкости в энергию движения выходного звена.

По характеру движения выходного (ведомого) звена объемные гидродвигатели делят на три класса:

гидроцилиндры с возвратно-поступательным движением выходного звена;

гидромоторы с непрерывным вращательным движением выходного звена;

поворотные гидродвигатели с ограниченным углом поворота выходного звена.

*Объемный гидропривод* это совокупность объемных гидромашин, гидроаппаратуры и других устройств, предназначенная для передачи механической энергии и преобразования движения посредством жидкости. Термин объемный гидропривод включает в себя понятие объемной гидропередачи, как части объемного гидропривода, состоящей из насоса, гидродвигателя (одного или нескольких) и связывающих их трубопроводов — гидролиний. Таким образом, гидропередача — это силовая часть гидропривода, через которую протекает основной поток энергии.

Под гидроаппаратурой понимаются устройства для управления потоком жидкости в гидроприводе, посредством которого осуществляется регулирование гидропривода. Последнее может быть ручным или автоматическим, а с другой стороны — механическим, гидравлическим, электрическим или пневматическим.

К общим свойствам объемных насосов, которые обусловлены их принципом действия и отличают их от насосов лопастных, относятся следующие.

1. Ц и к л и ч н о с т ь р а б о ч е г о п р о ц е с с а и с в я з а н н а я с н е й п о р ц и о н н о с т ь и н е р а в н о м е р н о с т ь п о д а ч и. Подача объемного насоса осуществляется не равномерным потоком, а порциями, каждая из которых соответствует подаче одной рабочей камеры.

2. Г е р м е т и ч н о с т ь н а с о с а, т. е. постоянное отделение напорного трубопровода от всасывающего (лопастные насосы герметичностью не обладают, а являются проточными).

3. С а м о в с а с ы в а н и е, т. е. способность объемного насоса создавать вакуум во всасывающем трубопроводе, заполненном воздухом, достаточный для подъема жидкости во всасывающем трубопроводе до уровня расположения насоса. Высота всасывания жидкости при этом не может быть больше предельно допустимой. Лопастные насосы без специальных приспособлений не являются самовсасывающими.

4. Ж е с т к о с т ь х а р а к т е р н с т и к и, т. е. крутизна ее в системе координат  $H$  (или  $p$ ) по  $Q$ , что означает малую зависимость подачи насоса  $Q$  от развиваемого им давления. Идеальная подача совсем не зависит от давления насоса (характеристики лопастных насосов обычно пологие).

5. Н е з а в и с и м о с т ь д а в л е н и я, создаваемого объемным насосом, от скорости движения рабочего органа насоса и скорости жидкости. В принципе при работе на несжимаемой жидкости объемный насос, обладающий идеальным уплотнением, способен создавать сколь угодно высокое давление, обусловленное нагрузкой, при сколь угодно малой скорости движения вытеснителей. Для получения высоких давлений с помощью лопастного насоса требуются большие частоты вращения колеса и большие скорости жидкости.

Объемные гидродвигатели в основном имеют те же свойства, что и объемные насосы, но с некоторыми отличиями, обусловленными иной функцией двигателей. Объемные гидродвигатели также характеризуются цикличностью рабочего процесса и герметичностью. Жесткость характеристик объемных гидродвигателей заключается в малой зависимости скорости выходного звена от нагрузки на этом звене (усилия на штоке гидроцилиндра и момента на валу гидромотора).

### 3.2. Величины, характеризующие рабочий процесс объемных насосов

Основной величиной, определяющей размер объемного насоса (объемного гидродвигателя) является его *рабочий объем*.

Рабочий объем насоса и частота его рабочих циклов определяют идеальную подачу. *Идеальной подачей* объемного насоса называют подачу в единицу времени несжимаемой жидкости при отсутствии утечек через зазоры. Осредненная по времени идеальная подача

$$Q_и = V_0 n = V_{кз} k n, \quad (3.1)$$

где  $V_0$  — рабочий объем насоса, т. е. идеальная подача насоса за один цикл (один оборот вала насоса);  $n$  — частота рабочих циклов насоса (для вращательных насосов частота вращения вала);  $V_{кз}$  — идеальная подача из каждой рабочей камеры за один цикл;  $z$  — число рабочих камер в насосе;  $k$  — кратность действия насоса, т. е. число подач из каждой камеры за один рабочий цикл (один оборот вала).

Таким образом рабочий объем насоса

$$V_0 = V_{кз} k. \quad (3.2)$$

Чаще всего  $k = 1$ , но в некоторых конструкциях  $k = 2$  и более.

*Действительная подача* насоса меньше идеальной вследствие утечек через зазоры из рабочих камер и полости нагнетания, а при больших давлениях насоса еще и за счет сжимаемости жидкости.

Отношение действительной подачи  $Q$  к идеальной называется коэффициентом подачи:

$$\varepsilon = Q/Q_и = (Q_и - q_у - q_{сж})/Q_и, \quad (3.3)$$

где  $q_у$  — расход утечек;  $q_{сж}$  — расход сжатия.

Когда сжатие жидкости пренебрежимо мало, коэффициент подачи равен *объемному КПД* насоса ( $\varepsilon = \eta_0$ ):

$$\eta_0 = Q/Q_и = (Q_и - q_у)/Q_и = Q/(Q + q_у). \quad (3.4)$$

Полное приращение энергии жидкости в объемном насосе обычно относят к единице объема и, следовательно, выражают в единицах давления. Так как объемные насосы предназначены в основном для создания значительных приращений давления, то приращением кинетической энергии в насосе обычно пренебрегают. Поэтому *давление насоса* представляет собой разность между давлением  $p_2$  на выходе из насоса и давлением  $p_1$  на входе в него:

$$P_и = p_2 - p_1, \quad (3.5)$$

а напор насоса

$$H_n = p_n / (\rho g).$$

*Полезная мощность насоса*

$$N_n = Q p_n. \quad (3.6)$$

*Мощность, потребляемая вращательным насосом (затрачиваемая приводящим двигателем),*

$$N_n = M_n \omega_n, \quad (3.7)$$

где  $M_n$  — момент на валу насоса;  $\omega_n$  — угловая скорость его вала.

*КПД насоса* есть отношение полезной мощности к мощности, потребляемой насосом

$$\eta_n = N_n / N_n = Q p_n / (M_n \omega_n). \quad (3.8)$$

Подобно тому, как это принято для лопастных насосов, для объемных насосов различают гидравлический  $\eta_g$ , объемный  $\eta_o$  и механический  $\eta_m$  КПД, учитывающие три вида потерь энергии: гидравлические — потери напора (давления), объемные — потери на перетекание жидкости через зазоры, и механические — потери на трение в механизме насоса:

$$\eta_g = (p_2 - p_1) / p_{ин} = p_n / p_{ин}; \quad (3.9)$$

$$\eta_o = Q / (Q + q_y); \quad (3.10)$$

$$\eta_m = (N_n - \Delta N_m) / N_n = N_{ин} / N_n, \quad (3.11)$$

где  $p_{ин}$  — индикаторное давление, создаваемое в рабочей камере насоса и соответствующее теоретическому напору в лопастном насосе;  $\Delta N_m$  — потери мощности на трение в механизме насоса;  $N_{ин}$  — индикаторная мощность, сообщаемая жидкости в рабочей камере и соответствующая гидравлической мощности в лопастных насосах.

Умножим и разделим уравнение (3.8) на  $N_{ин} = (Q + q_y) p_{ин}$  и произведем перегруппировку множителей. Получим

$$\eta_n = \frac{Q p_n}{N_n} \frac{N_{ин}}{(Q + q_y) p_{ин}} = \frac{p_n}{p_{ин}} \frac{Q}{Q + q_y} \frac{N_{ин}}{N_n} = \eta_g \eta_o \eta_m, \quad (3.12)$$

т. е. КПД насоса (общий) равен произведению трех частных КПД — гидравлического, объемного и механического.

## Глава 18. ПОРШНЕВЫЕ НАСОСЫ

### 3.3. Основные понятия

Поршневые насосы с кривошипно-шатунным приводом и клапанной системой распределения относятся к машинам, используемым еще в глубокой древности. Их применение для целей водоснабжения известно со II в. до н. э., однако и в наши дни они являются одним из основных широко распространенных типов машин для перемещения жидкостей. Определение поршневого насоса дано в п. 3.1.



Конструктивная схема насосной установки с простейшим насосом такого типа представлена на рис. 3.1. Рабочей камерой служит цилиндр *б*, а вытеснителем — плунжер *8* с возвратно-поступательным движением, которое ему сообщает кривошипно-шатунный механизм. Система распределения, обеспечивающая соединение цилиндра

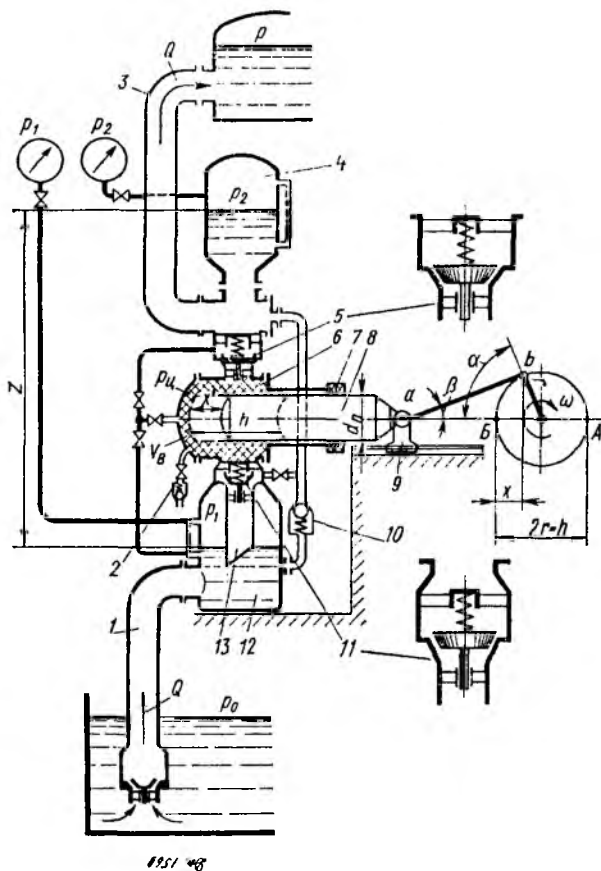


Рис. 3.1. Схема поршневого насоса с кривошипным приводом

попеременно с всасывающей (подводящей) *1* и напорной (отводящей) *3* линиями, состоит из всасывающего *11* и нагнетательного *5* клапанов. Клапаны являются самодействующими. При увеличении объема рабочей камеры (при цикле заполнения), в ней устанавливается давление  $p_{11}$  меньше, чем давление  $p_1$  перед клапаном *11*. Под действием возникшей разности давлений клапан поднимается и камера заполняется жидкостью из всасывающей линии *1*.

При уменьшении объема камеры (при цикле вытеснения), когда плунжер в нее вдвигается, давление в камере начинает повышаться,

клапан *II* закрывается и, когда давление в камере достигнет значения  $p_{2д}$ , большего, чем давление  $p_2$  за клапаном *5*, жидкость будет вытесняться через этот клапан в линию *3*.

Отметим, что описанная смена циклов возможна только при условии, что давление  $p_2$  больше, чем  $p_1$  (это соответствует работе такой гидромашины в качестве насоса).

Если подвести к линии *1* жидкость под высоким давлением, то плунжер под ее действием не начнет двигаться, так как клапаны допустят свободный проток жидкости в линию *3*, где давление меньше. Следовательно, использовать насос с самодействующими клапанами в качестве гидродвигателя невозможно, он необратим.

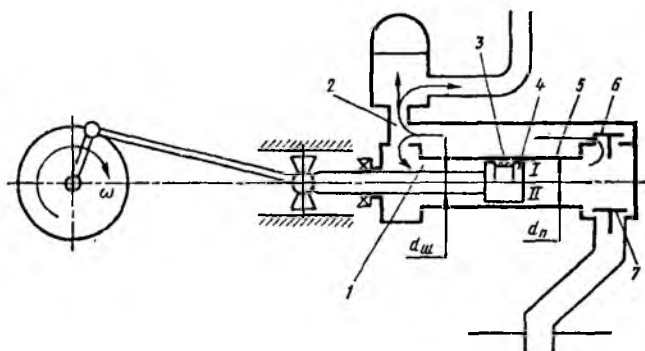


Рис. 3.2. Схема поршневого насоса с дифференциальным поршнем

По конструкции вытеснителя поршневые насосы разделяют на собственно *поршневые* (рис. 3.2) и *плунжерные* (рис. 3.1). В поршневом насосе поршень *4* (см. рис. 3.2) перемещается в гладко обработанном цилиндре *5*. Уплотнением поршня служит сальник *3* (вариант I) или малый зазор (вариант II) со стенкой цилиндра. В плунжерном насосе (см. рис. 3.1) гладкий плунжер перемещается в рабочей камере свободно, а уплотнение *7* размещено неподвижно в корпусе камеры. Так как точная обработка внутренних поверхностей более трудоемка, чем внешних, а доступность ремонта и замена неподвижного наружного уплотнения более проста, чем подвижного внутреннего, плунжерные насосы всегда предпочтительнее, чем поршневые, если особые конструктивные и эксплуатационные требования не исключают их применения. Как указывалось, в дальнейшем оба типа насосов, несмотря на различие в форме вытеснителей будут именоваться поршневыми.

Приводные механизмы поршневых насосов принято разделять на собственно *кривошипные* (см. рис. 3.1) и *кулачковые* (рис. 3.3, а). В последних поршень *2* упирается во вращающийся кулачок-эксцентрик *3* через ролик или, как показано на рисунке, шарнирную опору скольжения — башмак *5*.

Кулачковые насосы позволяют удобно располагать около общего приводного вала несколько качающих узлов (рис. 3.3, б), соединенных параллельно с общим подводом и отводом, и получать тем самым непрерывную и выровненную подачу.

Из-за обилия пар трения (поршень — цилиндр, поршень — шаровой шарнир башмака, башмак — эксцентрик) такие насосы наиболее пригодны к использованию для работы на смазывающих неагрессивных и чистых жидкостях.

Кривошипный механизм (см рис. 3.1) позволяет удобно отделить приводную часть от качающей и обеспечить приводную часть отдельной системой смазки. Если при этом применен выносной ползунок 9, то на поршень 8 не действуют боковые контактные силы и уплотнение 7 не изнашивается. Такой насос способен перекачивать любые, в том числе загрязненные жидкости и взвеси.

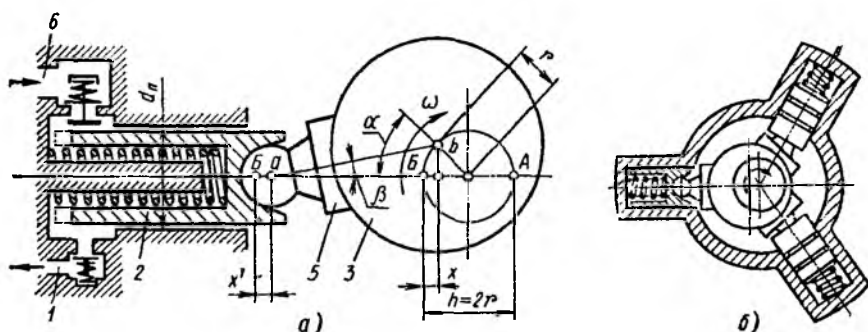


Рис. 3.3. Схема кулачкового насоса

Идеальная подача  $Q_n$  каждого качающего узла определяется согласно выражению (3.1) рабочим объемом

$$V_0 = V_n = hS = 2rS, \quad (3.13)$$

и частотой вращения  $n$  вала:

$$Q_n = V_0 n = hSn, \quad (3.14)$$

где  $h = 2r$  — полный ход поршня;  $S = \pi d_n^2/4$  — площадь поршня (см. рис. 3.1 и 3.3, а).

Если в насосе  $z$  качающих узлов (например, рис. 3.3, б), то

$$Q_n = V_0 n = hSzn. \quad (3.15)$$

При эксплуатации часто желательно изменять подачу, оставляя постоянным  $n$ , так как регулируемые двигатели дорогие. Можно изменять подачу, отводя часть жидкости из напорной линии обратно во всасывающую, например, через перепускной клапан 10 (см. рис. 3.1), который при этом делают управляемым. Это неэкономично, так как вся энергия, сообщенная отводимой жидкости, рассеивается в виде тепла при дросселировании в клапане.

Наиболее экономично изменять  $Q_n$  путем изменения на ходу насоса радиуса кривошипа  $r$  и, следовательно, его рабочего объема  $V_0$ .

Конструктивно такие системы сложны и применяются ограниченно, поэтому регулируемые поршневые насосы мало распространены.

Достаточно просто бесступенчатое регулирование подачи осуществляется в роторно-поршневых гидромашинах, которые будут описаны ниже.

### 3.4. Кинематические зависимости для движения поршня и закон изменения подачи

Рассматривая схемы на рис. 3.1 и рис. 3.3, а можно видеть, что при кривошипном и кулачковом механизмах поршни имеют одни и те же закономерности движения. Поршень перемещается между крайними положениями, определяемыми точками  $A$  и  $B$ . Они называются мертвыми точками, так как в них скорость поршня равна нулю. Перемещение  $x'$  поршня определяется углом  $\alpha$  поворота вала. При отсчете величины  $x'$  от левой мертвой точки  $B$  закономерность изменения  $x' = f(\alpha)$  будет следующей:

$$x' = r + ab - (r \cos \alpha + ab \cos \beta).$$

Обычно для получения закона подачи, близкого к моногармоническому, делают  $ab \gg r$ , поэтому  $\cos \beta \approx 1$  и

$$x' = x = r(1 - \cos \alpha) = (h/2)(1 - \cos \alpha). \quad (3.16)$$

Текущее значение скорости поршня

$$v_n = dx/dt = (h/2) \sin \alpha (d\alpha/dt) = (h/2) \omega \sin \alpha, \quad (3.17)$$

а текущее значение его ускорения

$$j_n = d^2x/dt^2 = (h/2) \omega^2 \cos \alpha. \quad (3.18)$$

Текущее значение идеальной подачи  $Q_{н,т}$  равно произведению скорости  $v_n$  поршня на его площадь  $S$ :

$$Q_{н,т} = S (h/2) \omega \sin \alpha. \quad (3.19)$$

На рис. 3.4, а линия  $OABD$  представляет график изменения  $Q_{н,т}$  для одного цилиндра за время полного цикла, которому соответствует поворот механизма на угол  $\alpha = 2\pi$ . Жидкость подается потребителю за половину оборота, когда поршень вдвигаясь в цилиндр перемещается от правой мертвой точки  $A$  до левой  $B$  (см. рис. 3.3, а). Подаваемый за это время объем выражается в соответствии с зависимостью (3.19) площадью под синусоидой  $OAB$ . Его величина равна согласно (3.13) рабочему объему  $V_n$  однопоршневого насоса:

$$V_n = \int_0^\pi S \frac{h}{2} \omega \sin \alpha d\alpha = Sh.$$

За время второй половины цикла, когда поршень выдвигается из цилиндра и последний заполняется новой жидкостью (прямая  $BD$ ), подача потребителю не производится. Таким образом подача однопоршневого насоса неравномерна по величине и прерывиста во времени.

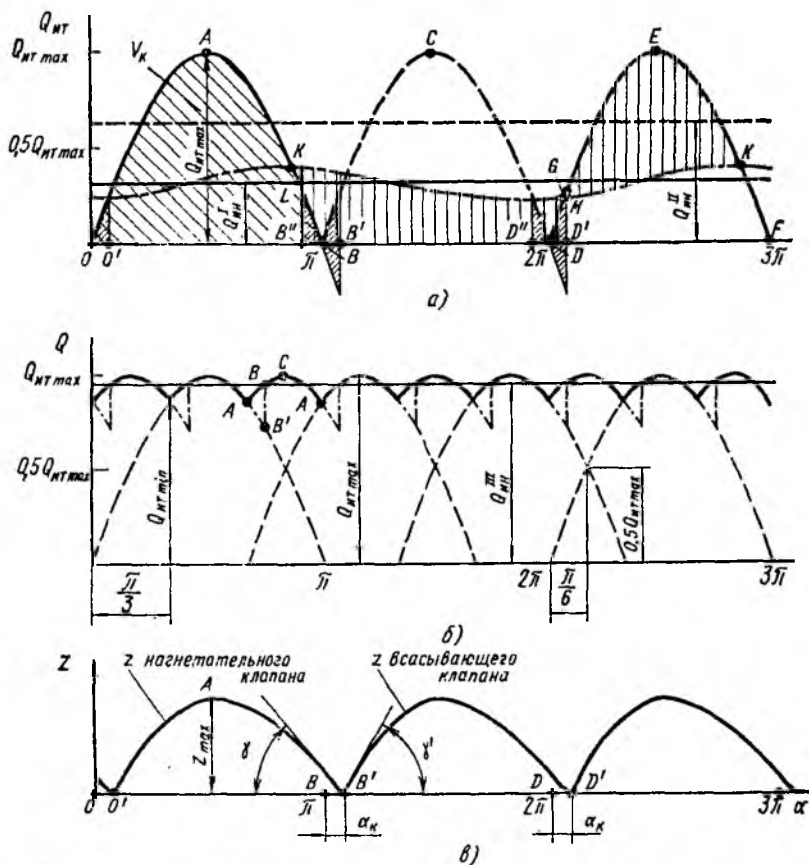


Рис. 3.4. Изменения подачи насоса и высоты подъема клапанов

Это крайне нежелательное явление необходимо ограничивать при помощи конструктивных мер, описанных в п. 3.6.

### 3.5. Работа клапанной системы распределения

Клапанная система распределения состоит (см. рис. 3.1) из всасывающего  $11$  и нагнетательного  $5$  самодействующих клапанов. Они поднимаются под действием разности давлений  $p_K$ , поэтому при ходе заполнения давление в цилиндре  $p_{1ц}$  всегда меньше

давления  $p_1$  в подводящей линии перед клапаном 11:

$$p_1 - p_{1н} = p_{к1}.$$

При ходе вытеснения  $p_{2ц}$  больше  $p_2$  за клапаном 5:

$$p_{2ц} - p_2 = p_{к2}.$$

Мощность, расходуемая на преодоление сопротивления клапанов  $N_k = \sum p_k Q$  преобразуется в тепло, т. е. теряется. Поэтому клапаны стремятся сделать так, чтобы потери давления  $p_k$  были во много раз меньше, чем  $p_n$ .

Клапан представляет собой тарелку 3, опертую на пружину 4 (рис. 3.5). При открытом клапане тарелка образует с седлом 1 кольцевую щель 2 высотой  $z$ , которая благодаря действию силы пружины  $R_n$  и веса клапана  $G_k$  способна пропускать жидкость только в одном направлении. Уплотняющие пояски  $bd$  тарелки тщательно

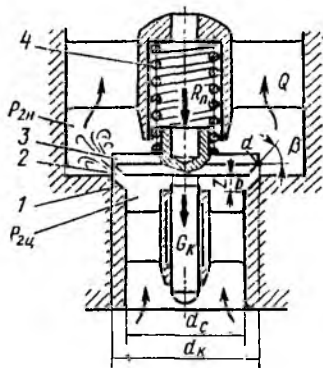


Рис. 3.5. Клапан поршневого насоса

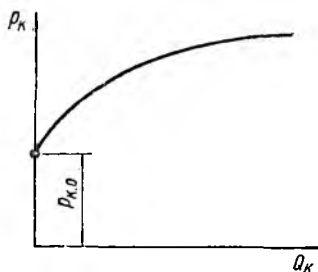


Рис. 3.6. Характеристика клапана

притирают к седлу, чтобы обеспечить герметичность закрытого клапана. Щели клапанов делают коническими и плоскими. Притирка плоских клапанов проще, и при износе их легче ремонтировать. Однако, как показано ниже, в быстроходных насосах с такими клапанами наиболее часто возникают стук и вибрация. Насосные клапаны должны выдерживать без заметного износа большое число рабочих циклов. Для этого их посадку на седло следует производить без удара, что достигается при определенной ширине поясков, при которой жидкость из щели высотой  $z$  при сближении поверхностей выдавливается достаточно медленно.

Обычно клапаны выполняют так, чтобы при диаметре клапана  $d_n$  ширина уплотняющих поясков  $bd$  и максимальный подъем  $z_{max}$  были бы значительно меньше  $d_n$ :

$$z_{max} \ll d_n; z/d_n < 0,1;$$

$$bd \ll d_n; bd/d_n < 0,05 \div 0,07. \quad (3.20)$$

Разность давлений  $p_{к,о}$  при открытии клапана определяется силами начального поджатия пружины  $R_{п,о}$  и весом клапана  $G_{к}$ :

$$R_{п,о} + G_{к} \approx \frac{1}{2} \frac{\pi}{4} (d_{к}^2 + d_{с}^2) p_{к,о}$$

Характеристика клапана  $p_{к} = f(Q_{к})$  представляет собой возрастающую зависимость (рис. 3.6). Увеличение  $p_{к}$  с увеличением  $Q_{к}$  или, что то же, с ростом подъема  $z$  клапана связано с перераспределением давления жидкости по поверхности тарелки открытого клапана по сравнению с закрытым: в окрестности входа в щель и в щели, где скорости жидкости велики, давление по сравнению с состоянием покоя снижается.

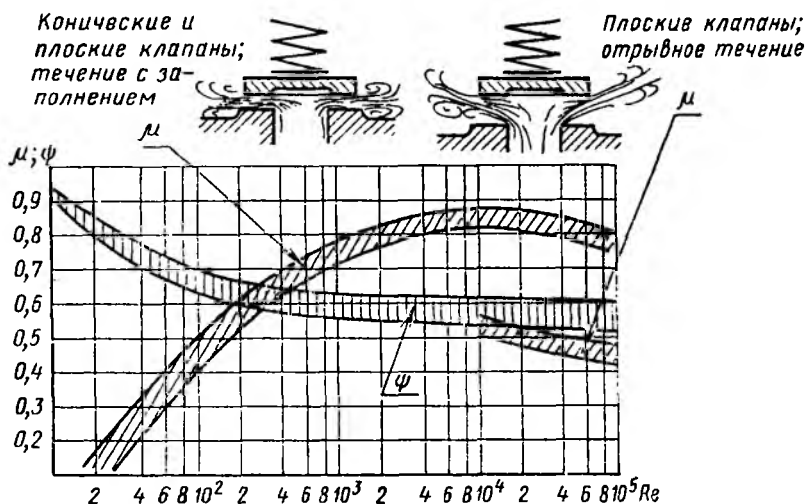


Рис. 3.7. Коэффициенты расхода и силы для клапанов в функции  $Re$

Характеристика клапана описывается системой следующих уравнений: уравнение пропускной способности клапана

$$Q_{к} = \mu S_{щ} \sqrt{(2/\rho) p_{к}}; \quad (3.21)$$

уравнение равновесия клапана

$$G_{к} + R_{п} = \psi p_{к} (\pi/4) (d_{к}^2 + d_{с}^2)/2; \quad (3.22)$$

уравнение характеристики пружины

$$R_{п} = c (z_0 + z), \quad (3.23)$$

где  $c$  — коэффициент жесткости;  $z_0$  — начальное поджатие пружины.

В этих уравнениях площадь кольцевой щели  $S_{щ} = \pi d_{к} z$  для плоского и  $S_{щ} \approx \pi d_{к} z \sin \beta$  для конического клапанов. Коэффициенты  $\mu$  расхода и  $\psi$  силы давления являются экспериментальными величинами. На рис. 3.7 приведены, по опытным данным К. Н. Попова, графики этих величин в зависимости от числа  $Re = \sqrt{(2/\rho) p_{к}} \cdot 2z/\nu$ . Приведенные графики показывают, что плоский клапан при больших  $Re$  (больше  $z$  и  $p_{к}$ ) может переходить на отрывный режим течения в щели. Внезапное изменение  $\mu$  вызывает при этом внезапное изменение  $p_{к}$ , что проявляется в виде шума и вибраций в насосе.

Показанная на рис. 3.6 возрастающая характеристика особенно нежелательна для всасывающих клапанов: увеличение потери давления  $p_k$  при большом расходе  $Q$  может служить причиной возникновения кавитации в цилиндре насоса вблизи середины цикла заполнения.

Чтобы характеристика была более пологой, всасывающие клапаны делают большого диаметра  $d_k$ . Тогда при особенно малом отношении  $bd/d_k$  отличие распределения давлений при открытом и закрытом клапане несущественно и  $p_k \approx p_{k.0}$ .

Однако такие клапаны велики, инертны и ограничивают допустимую частоту циклов, т. е.  $n$ .

Клапанам поршневых насосов присуще свойство запаздывания. Из-за отсутствия жесткой связи между клапанами и поршнем момент закрытия клапанов отстает от моментов прохождения поршнем через мертвые точки  $A$  и  $B$  (см. рис. 3.1), когда изменяется направление его движения. На рис. 3.4,  $в$  показан график  $z = f(\alpha)$  движения клапанов, соответствующий графику подачи однопоршневого насоса  $Q_{н.т} = f(\alpha)$ . Из-за запаздывания посадки нагнетательного клапана, график движения которого  $O'AB'$ , всасывающий клапан может открываться только в точке  $B'$  вместо мертвой точки  $B$ . Это связано с тем, что при открытом нагнетательном клапане давление в цилиндре не может быть ниже  $p_1$  и, следовательно, не может возникнуть разность давлений  $p_k = p_1 - p_{1ц}$ , открывающая клапан. Поэтому объем жидкости  $LB'B''$  (см. рис. 3.4,  $а$ ), ранее поданный в отводящую линию, вернется в цилиндр за время  $BB'$  запаздывания посадки нагнетательного клапана и не будет подан потребителю. Равным образом запаздывание всасывающего клапана на участке  $DD'$  ведет к запаздыванию подъема нагнетательного клапана, который откроется в точке  $D'$  вместо  $D$ , поэтому объем  $DD'M$ , поступивший в цилиндр, вернется в подводящую линию вместо того, чтобы быть поданным потребителю. В результате запаздывания клапанов по углу поворота на величину  $\alpha_k$  подача из цилиндра сократится до объема  $O'AB''$  вместо объема  $OAB$ , поэтому рабочий объем цилиндра будет недоиспользован.

Жидкость, перетекающая через клапаны в процессе их запаздывания, преодолевает только сопротивление клапанов, которое обычно невелико. Поэтому явление запаздывания клапанов не связано с ощутимой затратой энергии двигателем и мало влияет на КПД насоса. Так как жесткой кинематической связи клапанов с поршнем нет, время их посадки при запаздывании определяется только свойствами самих клапанов. При увеличении частоты вращения насоса  $n$ , когда время рабочего цикла уменьшается, время запаздывания по отношению к нему возрастает. Значение  $\alpha_k$  при этом увеличивается и подача насоса снижается.

Запаздывание уменьшается с уменьшением массы клапана, его площади  $S_k = \pi d_k^2/4$  и высоты подъема  $z_{\max}$ . Таким образом, для повышения частоты вращения без уменьшения использования рабочего объема насоса приходится применять меньшие клапаны и допускать их меньший подъем. Согласно зависимостям (3.21) и (3.22) это приводит к увеличению давления  $p_k$ , т. е. к применению более сильной пружины. Возрастание  $p_k$  означает увеличение сопротивле-



ния клапанов, что в конечном итоге ведет к уменьшению КПД и, что особенно важно, к ухудшению всасывающей способности насосов.

Перед посадкой клапана его скорость  $v_n$  сближения с седлом определяет характер контакта поверхностей при посадке. Если скорость мала, жидкостная пленка выдавливается из щели под уплотняющей поверхностью  $bd$  (см. рис. 3.5) и скорость снижается до нуля к моменту соприкосновения поверхностей. С возрастанием  $v_n$  у жидкости, выдавливаемой из щели, способность к демпфированию уменьшается и по достижении некоторого критического

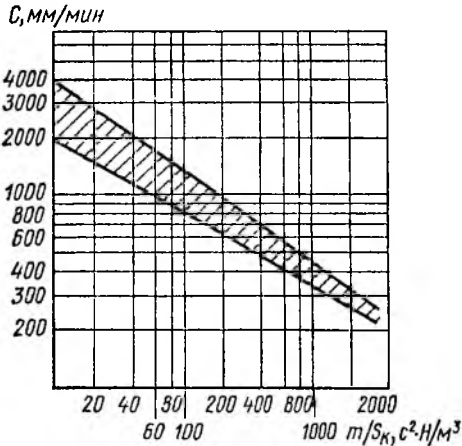


Рис. 3.8. График предельных значений критерия  $C$  работоспособности для клапанов

показан на рис. 3.8 (на нем  $m$  — масса клапана;  $S_K$  — площадь его тарелки). При выборе  $n$  и  $z_{max}$  во избежание ударной посадки обязательно соблюдение условия  $z_{max}n < C$ .

Таким образом, стремление увеличить частоту вращения, сохраняя при этом хорошую всасывающую способность поршневого насоса, встречает большие трудности из-за особенностей рабочего процесса клапанной системы распределения; с ростом вязкости перекачиваемой жидкости эти трудности возрастают. В последнем случае предпочтительной является комбинированная клапано-золотниковая система распределения, описываемая в п. 3.9.

### 3.6. Неравномерность подачи поршневых насосов и методы ее выравнивания

Как указывалось, подача однопоршневого насоса прерывиста и отличается большой неравномерностью, которую принято характеризовать коэффициентом

$$\sigma = (Q_{max} - Q_{min})/Q_n \quad (3.24)$$

значения  $v_n$  посадка клапана на седло начинает происходить с конечной скоростью, т. е. с ударом, воспринимаемым на слух. При посадке со стуком клапаны быстро изнашиваются и теряют герметичность. Скорость клапана перед посадкой определяется величиной  $\operatorname{tg} \gamma = -dz/d\alpha$  (см. рис. 3.4, e), пропорциональной  $z_{max}$  и  $n$ :

$$v_n = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} = \operatorname{tg} \gamma \omega \approx z_{max} n.$$

Экспериментальный график предельных значений  $C = z_{max}n_{max} = f(m/S_K)$ , по данным исследований И. И. Куколевского и Л. К. Ляховского,

Для однопоршневого насоса согласно выражениям (3.14) и (3.19)  
 $\sigma = Q_{и, т \max} / Q_{и} = Sh2\pi n / (2Shn) = \pi.$

Большинство потребителей не может использовать столь сильно пульсирующую подачу. Быстрое нарастание и уменьшение расхода в трубах, перемежаемое состоянием покоя во время цикла всасывания, вызывает в них и в насосе пульсации давления, что ведет к шуму, вибрациям и усталостным разрушениям в насосной установке.

Так при возрастании  $Q_{и, т}$  на участке  $OA$  (см. рис. 3.4) поршень должен сообщить ускорение столбу жидкости, равному полной длине отводящей линии 3 (см. рис. 3.1). При отсутствии гидропневматического аккумулятора 4 это вызовет согласно выражению (3.18) инерционное повышение давления в цилиндре на величину

$$p_{и2} = \rho j_2 l_2 = \rho j_{и} (S_{и} / S_2) l_2, \quad (3.25)$$

где  $l_2$ ,  $S_2$ ,  $j_2$  — соответственно длина, площадь проходного сечения отводящей трубы и ускорение в ней.

Ускорение имеет наибольшее значение в начале каждого хода, когда  $\cos \alpha \rightarrow 1$ . Величина  $p_{и}$  добавляется к  $p_{2и}$  в начале хода вытеснения и уменьшает значение  $p_{1и}$  в начале хода заполнения, поскольку ускорение жидкости в подводящей линии происходит благодаря запасу давления  $p_0$  перед входом в нее. В конце каждого хода, когда поток замедляется ( $AB$  на рис. 3.4, а), величины  $p_{и}$  изменяют знак, что ведет к уменьшению  $p_{2и}$  и возрастанию  $p_{1и}$ .

Следовательно, в насосной установке возникают колебания давлений  $p_{2и}$  и  $p_{1и}$  около их средних значений, определяемых средней подачей  $Q$ , в пределах  $2p_{и}$ . При большой частоте вращения и значительной длине  $l_1$  подводящей линии инерционное понижение давления может привести в начале хода заполнения к кавитационным явлениям в цилиндре, вызывающим удары жидкости о поршень и усугубляющим шум и вибрацию при работе насоса.

Для уменьшения неравномерности применяют два способа. Первый сводится к применению многопоршневых машин с общей приводной частью и общими магистральными трубопроводами. Диаграмма  $OABCD$  на рис. 3.4, а представляет собой график подачи двухпоршневого насоса. Для него согласно зависимостям (3.15) и (3.24)  $Q_{и} = 2Shn$  и  $\sigma = \pi/2$ . При этом длительные перерывы подачи устраняются, но мгновенные режимы  $Q_{и, т} = 0$  сохраняются. Следовательно, сохраняются и предельные значения инерционных пульсаций давления  $p_{и}$ .

Конструктивно двухпоршневой насос может представлять два качающих узла типа изображенного на рис. 3.1 с общими трубопроводами, присоединенные к общему валу так, что их рабочие циклы взаимно смещены на половину оборота.

Более экономичная конструкция насоса двойного действия приведена на рис. 3.2. При ходе поршня 4 вправо жидкость вытесняется через клапан 6 в напорный трубопровод 2 и одновременно заполняет

штоковую полость 1 цилиндра. При ходе поршня влево клапан 6 закрывается и жидкость из штоковой полости 1 вытесняется в напорный трубопровод 2; одновременно с этим происходит всасывание через клапан 7 жидкости в правую полость.

В соответствии с этим вытесняемый объем при ходе поршня вправо и влево соответственно составит:

$$V_1 = \frac{\pi d_{\Pi}^2}{4} h - \frac{\pi}{4} (d_{\Pi}^2 - d_{\text{ш}}^2) h = \frac{\pi d_{\text{ш}}^2}{4} h;$$

$$V_2 = \frac{\pi}{4} (d_{\Pi}^2 - d_{\text{ш}}^2).$$

При  $d_{\Pi}^2 = 2d_{\text{ш}}^2$  эти объемы как при прямом, так и обратном ходе будут равны:

$$V_1 = V_2 = (\pi d_{\text{ш}}^2 / 4) h.$$

Подача такого насоса двустороннего действия за двойной ход поршня равна рабочему объему насоса

$$V_0 = V_1 + V_2 = \pi d_{\text{ш}}^2 / 4.$$

При трех поршнях (см. рис. 3.3, б) средняя идеальная подача  $Q_{\text{к}} = 3Shn$ . Циклы вытеснения перекрывают один другой так, что жидкость в трубах никогда не останавливается. Согласно рис. 3.4, б и выражению (3.24) в этом случае величина  $\sigma$  резко снижается:

$$\sigma = \frac{S(h/2)\omega - S(h/2)\omega \sin(\pi/3)}{3Sh\omega/(2\pi)} = \frac{1}{3}\pi \left(1 - \sin \frac{\pi}{3}\right) = 0,14.$$

Уменьшаются и предельные значения инерционных пульсаций давления  $p_{\text{и}}$  вследствие уменьшения максимальных ускорений потока. Выравненность подачи и связанное с этим улучшение качества рабочего процесса увеличиваются с применением нечетных чисел поршней больше трех. Суммируя значения  $Q_{\text{и,т}}$  для насосов с разными числами поршней, можно показать, что у насосов с нечетным числом поршней равномерность подачи бóльшая, чем у насосов с четным числом (следующим за данным нечетным) поршней. Приблизленно  $\sigma$  можно определить по формулам:

$$\text{для нечетного числа поршней } \sigma = 1,25/z^2;$$

$$\text{для четного числа поршней } \sigma = 5/z^2.$$

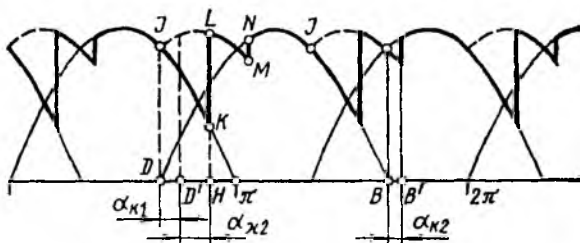
Поэтому числа поршней как правило выбирают нечетными.

Истинная неравномерность подачи в установках с объемными насосами может значительно превышать идеальную неравномерность, определяемую только лишь закономерностью изменения  $Q_{\text{и,т}}$  и вычисляемую по приведенным выше зависимостям для  $\sigma$ . Причиной этому может служить запаздывание клапанов и сжимаемость (компрессия) жидкости. На рис. 3.4, б видно, что графику  $Q_{\text{и,т}}$  при запаздывании клапанов (линия  $AB'BCA$ ) соответствует значительно бóльшая неравномерность, чем графику  $ABCA$  без запаздывания.

Влияние сжимаемости жидкости растет с увеличением давления насоса. На рис. 3.9 приведен график подачи трехцилиндрового насоса, аналогичный гра-

фику рис. 3.4, б, но с учетом влияния как запаздывания клапанов, так и компрессии (на рис. 3.9  $\alpha_{к1}$  — угол запаздывания посадки всасывающего клапана, определяющий задержку открытия нагнетательного клапана,  $\alpha_{к2}$  — угол запаздывания посадки нагнетательного клапана, определяющий задержку открытия всасывающего клапана). При углах  $\alpha_{к1}$  и  $\alpha_{к2}$  без учета компрессии открытие нагнетательного и всасывающего клапанов происходит соответственно в точках  $D'$  и  $B'$  (часто всасывающий клапан имеет больший диаметр, чем нагнетательный и нагружен более слабой пружиной для облегчения всасывания; при этом  $\alpha_{к1} > \alpha_{к2}$ ). Однако из-за необходимости сжатия жидкости до давления  $p_{2ц} > p_2$  открытие нагнетательного клапана произойдет в точке  $H$  с дополнительной задержкой по углу на  $\alpha_{х2}$ . Часть хода, соответствующая повороту кривошипа на угол  $\alpha_{к2} + \alpha_{х2}$ , оказывается холостой и неравномерность подачи сильно увеличивается (линия  $JKLMNJ$ ) по сравнению с показанной на рис. 3.4, б. Ход сжатия  $x_{х2}$ , соответствующий  $\alpha_{х2}$ , определен как рабочим  $V_0$ ,

Рис. 3.9. Влияние сжимаемости жидкости на равномерность подачи трехцилиндрового насоса



так и мертвым  $V_B$  объемами цилиндра (на рис. 3.1 п 3.3 мертвый объем заштрихован крестообразно). Величину  $x_{х2}$  можно определить из уравнения сжимаемости объема жидкости в цилиндре:

$$Sx_{х2}/(V_0 + V_B) = p/\kappa. \quad (3.26)$$

Из уравнения (3.26) можно видеть, что объем  $Sx_{х2}$  сжатия при отсутствии мертвого объема составляет 0,8—0,5 % рабочего объема на каждые 10 МПа повышения давления (при оценке принят модуль объемной упругости  $\kappa = 1200 \div 2000$  МПа). Объему сжатия пропорциональна компрессионная потеря подачи  $q_x = Sx_{х2}n$ , возрастающая с ростом  $V_B$  и  $p$ . Так, при  $V_B \rightarrow V_0$  и  $p = 30$  МПа доля  $q_x$  составит 3—5 % полезной подачи. Поэтому для улучшения равномерности подачи с целью уменьшения вибрационных процессов в насосных установках и сохранения жесткости характеристики насоса следует стремиться к уменьшению  $V_B$  особенно при работе на высоких давлениях.

На рис. 3.3, а можно видеть, что увеличению  $V_B$  содействуют увеличение предклапанных камер и каналов, полые поршни, внутрицилиндровые возвратные пружины. Всего этого избегают в насосах высокого давления.

Вторым способом выравнивания подачи является применение гидропневматических аккумуляторов (воздушных колпаков). Воздушные колпаки 12 и 4 (см. рис. 3.1) устанавливаются на подводящей и отводящей линиях непосредственно перед и после рабочей камеры, так, чтобы путь от нее до колпаков был минимален. Применяют колпаки, как правило, с одно- и двухцилиндровыми насосами.

Работа колпаков основана на стремлении длинных столбов жидкости в трубах сохранять из-за инерции среднюю скорость, соответствующую средней подаче насоса  $Q \approx Q_n$ . При цикле вытеснения, когда  $Q_{и,т} > Q_n$  (см. рис. 3.4) избыток подачи сверх  $Q_n$  задерживается в колпаке 4 сжимает газовую подушку. Давление газа  $p'_2$  становится больше среднего значения  $p_2$ . Когда подача насоса меньше  $Q_n$ , газ в колпаке расширяется и колпак отдает накопленный

избыточный объем в отводящую линию. При разрядке давление в колпаке падает ниже  $p_2$ . Таким образом, в трубах поддерживается непрерывное движение жидкости и величина инерционных пульсаций давления снижается согласно выражению (3.25) до пренебрежимо малых величин, обусловленных малой длиной патрубков от цилиндра до колпака. На рис. 3.4 линия  $KGK$  представляет собой изменение подачи  $Q$  в отводящей линии однопоршневого насоса с воздушными колпаками. Площадь  $GEK$  соответствует объему, поступающему в колпак, а равная ей площадь  $BKGD$  — объему, отдаваемому колпаком. Выравнивание подачи и давления в отводящей линии тем больше, чем больше объем газовой подушки по сравнению с поступающим в колпак объемом  $GEK$ . Обычно объем газовой подушки в колпаке выбирают равным  $(10 \div 30) hS$  для одноцилиндрового и  $(5 \div 10) hS$  для двухцилиндрового насоса. Из-за растворения газа в жидкости объем газовой подушки в напорном колпаке уменьшается во времени тем быстрее, чем больше  $p_2$ . Поэтому колпаки необходимо пополнять газом (например, через клапан 2, см. рис. 3.1) или разделять жидкостную и газовую полости поршнем или мембраной.

### 3.7. Индикаторная диаграмма поршневого насоса

Индикаторная диаграмма (рис. 3.10) представляет собой запись давления в цилиндре насоса в зависимости от угла поворота  $\alpha$  приводного механизма или, что то же, от времени. Она позволяет наиболее полно судить о рабочем процессе насоса и является основным средством анализа при разработке и испытании новых насосов. Ее название происходит от названия прибора — индикатора давления, — представляющего пружинно-поршневой манометр с записывающим устройством, применявшегося ранее для получения таких диаграмм для паровых машин, насосов, двигателей внутреннего сгорания. В настоящее время давление записывают при помощи датчиков давления, присоединенных к полости цилиндра, и осциллографа.

На рис. 3.10 показана индикаторная диаграмма  $p_{ц} = f(\alpha)$  для поршневого насоса с выравниванием подачи воздушными колпаками. Участок диаграммы  $O - \pi$  соответствует циклу вытеснения, а участок  $\pi - 2\pi$  — циклу заполнения.

Из-за неполноты выравнивания подачи соответственно колебания подаваемого расхода в линиях (см. рис. 3.4, а) давления в них  $p'_2$  и  $p'_1$  колеблются около своих средних значений  $p_2$  и  $p_1$ . При этом давления в цилиндре  $p_{2ц}$  и  $p_{1ц}$  также колеблются около средних значений  $p_{2п}$  и  $p_{1п}$ . Разницу между давлениями в цилиндре и в линии (например,  $p_{2ц}$  и  $p_2$ ) составляют потери в клапанах  $p_n$ . Следовательно, насос, развивая полезное давление  $p_n$ , должен создать в цилиндре полное приращение давления, называемое индикаторным давлением

$$P_{ин} = P_{2ц} - P_{1ц} \quad (3.27)$$

Полезное приращение, называемое давлением насоса, меньше  $p_{ин}$  и определяется зависимостью (3.5):

$$p_n = p_2 - p_1.$$

Сумма потерь давления в насосе

$$\sum p_n = p_{ин} - p_n = p_{2ц} - p_2 + p_1 - p_{1ц} = p_{к2} + p_{к1} \quad (3.28)$$

представляют собой потери в нагнетательном и всасывающем клапанах, последовательно проходимых жидкостью. Рассмотрим характерные участки изменения давления в цилиндре. Линия  $ab$  соответствует запаздыванию всасывающего клапана на протяжении угла  $\alpha_{к1}$ . Это задерживает начало возрастания давления в цилиндре.

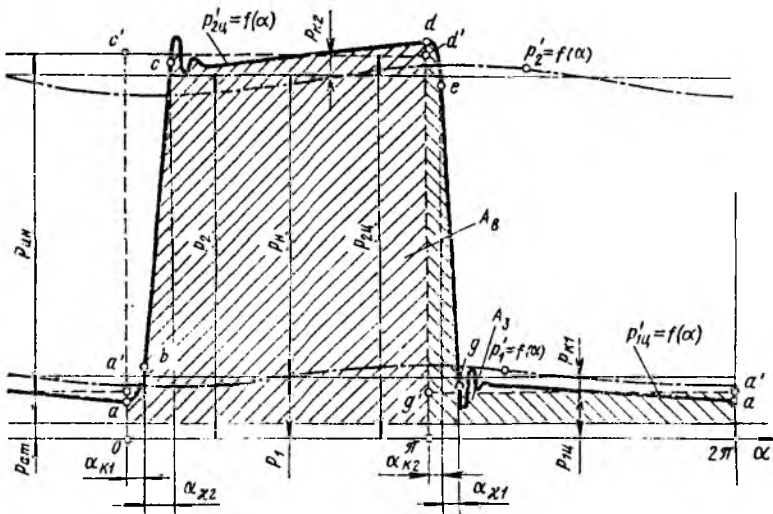


Рис. 3.10. Индикаторная диаграмма поршневого насоса

Участок  $de$  представляет собой задержку падения давления из-за запаздывания нагнетательного клапана; линия  $bc$  — сжатие жидкости в процессе подъема давления от  $p_b$  в точке  $b$  до  $p_c$ , при котором открывается нагнетательный клапан. Процессу сжатия соответствуют угол сжатия  $\alpha_{к2}$  и ход сжатия  $x_{к2}$ , определяемый сжатием жидкости в полезном и мертвом объемах согласно выражению (3.26). На участке  $cd$  жидкость вытесняется из цилиндра. После закрытия нагнетательного клапана в точке  $e$  и расширения жидкости, оставшейся в цилиндре (линия  $eg$  расширения мертвого объема), в точке  $g$  открывается всасывающий клапан и на участке  $ga$  цилиндр заполняется новой жидкостью.

Во время подъема клапанов (после отрыва клапанов от седел в точках  $c$  и  $g$ ) в цилиндре, как правило, отмечаются затухающие колебания давления. Они обусловлены колебаниями клапанов, отрывающихся от седел со значительным ускорением, характеризуе-

мым величиной  $\operatorname{tg} \gamma'$ , пропорциональной скорости отрыва, значительно превосходящей скорость посадки клапана, пропорциональную  $\operatorname{tg} \gamma$  (см. рис. 3.4, а).

### 3.8. Балансы энергии и подачи поршневого насоса

Основная часть мощности насоса  $N_n$ , подведенной к его валу от двигателя, сообщается жидкости поршнями в цилиндрах. Ее называют индикаторной мощностью  $N_{ин}$ . Разность  $N_n$  и  $N_{ин}$  является мощностью механических потерь  $\Delta N_m$ . Она переходит в тепло и рассеивается при трении в приводном механизме и уплотнениях насоса.

Согласно выражению (3.11) величина  $\Delta N_m$  связана с механическим КПД насоса выражением

$$(N_n - N_{ин})/N_n = \Delta N_m/N_n = 1 - \eta_m. \quad (3.29)$$

Индикаторную мощность определяют по индикаторной диаграмме, площадь под которой пропорциональна работе  $A_{ин}$ , совершенной поршнем за время одного оборота. Она состоит из работы цикла вытеснения  $A_v$  и цикла заполнения  $A_z$ . На рис. 3.10 величину  $A_v$  представляет площадь над отрезком  $0 - \pi$  цикла вытеснения, а  $A_z$  — площадь над отрезком  $\pi - 2\pi$  цикла заполнения.

Работа за один оборот

$$\begin{aligned} A_{ин} &= A_v - A_z = S \int_0^h p'_{2ц} dx - S \int_0^h p'_{1ц} dx = \\ &= S \frac{h}{2} \left( \int_0^\pi p'_{2ц} \sin \alpha d\alpha - \int_0^\pi p'_{1ц} \sin \alpha d\alpha \right). \end{aligned} \quad (3.30)$$

Отрицательная величина  $A_z$  показывает, что заполнение происходит при силе давления жидкости  $S p'_{1ц}$ , совпадающей по направлению с движением поршня. Если при заполнении в цилиндре существует вакуум, т. е. насос всасывает, работа  $A_z$  также положительна.

Зная масштабы записи на диаграмме угла  $\alpha$  поворота кривошипа и давления  $p_{ц}$ , величина  $A_{ин}$  может быть вычислена. Это позволяет определить индикаторную мощность

$$N_{ин} = A_{ин} n.$$

Согласно выражению (3.6) насос отдает потоку, направленному потребителю, полезную мощность  $N_n = Q p_n$ . Разность

$$\Delta N_r = N_{ин} - N_n$$

представляет сумму потерь гидравлического происхождения, также рассеиваемых в виде тепла. К ним относятся мощность, уносимая с утечками через закрытые клапаны и уплотнения поршней, а также мощность, расходуемая на преодоление сопротивлений открытых клапанов, пропускающих всю подачу [см. выражение (3.28)].

Отношение

$$\Delta N_{\Gamma}/N_{\Pi} = (N_{\text{ин}} - N_{\Pi})/N_{\Pi} = 1 - \eta_{\text{ин}} \quad (3.31)$$

представляет долю потерь гидравлического происхождения. В нем  $\eta_{\text{ин}} = N_{\Pi}/N_{\Pi} -$  индикаторный КПД. Он характеризует степень совершенства качающего узла насоса, как гидравлического устройства. Рассматривая совместно выражения (3.29) и (3.31) получим уравнение баланса энергии насоса

$$N_{\Pi} = N_{\Pi} + \Delta N_{\Gamma} + \Delta N_{\text{м}}. \quad (3.32)$$

Полный КПД насоса представляет собой произведение механического и индикаторного КПД

$$\eta = N_{\Pi}/N_{\Pi} = \eta_{\text{ин}}\eta_{\text{м}}. \quad (3.33)$$

Для тихоходных насосов, работающих при невысоких давлениях, когда запаздывание клапанов и влияние сжимаемости жидкости незначительны, их индикаторные диаграммы близки по форме к прямоугольным ( $a'c'd'g'a'$  на рис. 3.10). В этом случае потери гидравлического происхождения можно разделить на мощность потерь  $\Sigma p_{\text{в}}$  давления и мощность утечек  $q_{\text{у}}$ :

$$\Delta N_{\Gamma} = \Sigma p_{\text{в}}(Q + q_{\text{у}}) + p_{\text{н}}q_{\text{у}}.$$

При этом действительно рассмотрение полного КПД как произведения трех частных КПД, приведенное в выражении (3.12).

Полнота использования рабочего объема насоса характеризуется согласно выражению (3.3) коэффициентом подачи. На рис. 3.10 можно видеть, что в наиболее общем случае для подачи жидкости используется только участок  $c - d$  цикла  $O - \lambda$  вытеснения. Части цикла, соответствующие запаздыванию клапана ( $\alpha_{\text{к1}}$ ) и процессу сжатия ( $\alpha_{\text{к2}}$ ) для подачи не используются. Кроме этого часть  $q_{\text{у}}$  жидкости поданной за время  $c - d$  утекает на протяжении полного цикла через неплотности закрытых клапанов и уплотнений подвижных элементов насоса. Если циклу  $O - \lambda$  соответствует полный ход поршня  $h$ , то части хода, соответствующие непроизводительным участкам, будут соответственно  $x_{\text{к1}}$  и  $x_{\text{к2}}$ . Тогда выражение баланса подачи согласно уравнениям (3.15) и (3.26) будет иметь вид

$$Q_{\text{и}} = V_{\text{о}}n = Shzn = Q + Sx_{\text{к1}}zn + (p/\kappa)(V_{\text{о}} + V_{\text{в}})zn + q_{\text{у}}.$$

Это выражение, перегруппированное и записанное соответственно формуле (3.3) в относительной форме, представляет коэффициент подачи

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_{\text{и}}} = \frac{Shzn - Sx_{\text{к1}}zn - (V_{\text{о}} + V_{\text{в}})zn p/\kappa - q_{\text{у}}}{Shzn}.$$

Поршневые насосы являются высокопроизводительными машинами с высоким коэффициентом подачи. При правильной конструкции клапанов потери подачи из-за запаздывания малы. При работе на умеренных давлениях ( $p_{\text{н}} \leq 10$  МПа) доля утечек составляет 1 —



2 %, а доля процесса сжатия не более 0,5 %. При этом  $\epsilon = 0,97 \div 0,98$ . При высоких давлениях (30—40 МПа) соответственно утечки составят 4—6 %, сжатие 3—6 % (в зависимости от  $V_B$ ) и коэффициент подачи понизится до  $\epsilon = 0,89 \div 0,93$ .

Поршневые насосы являются также и высокоэффективными машинами, имеющими высокий КПД. Обращаясь к выражениям (3.32) и (3.33), укажем, что доля механических потерь  $\Delta N_M = (0,04 \div 0,06) N_H$  и соответствующее значение  $\eta_M = 0,96 \div 0,94$ .

Доля гидравлических потерь  $\Delta N_G$  при удачной конструкции клапанов и малом вредном объеме незначительно превосходит величину потерь подачи, составляя при высоких давлениях 10—13 %. Соответственно  $\eta_{ин}$  незначительно меньше величины  $\epsilon$ :  $\eta_{ин} = 0,87 \div 0,9$ . Таким образом, при умеренных давлениях полный КПД насосов может достигать значений 0,9—0,92 и при высоких давлениях 0,8—0,85, причем снижение КПД с ростом давления в значительной степени определяется не свойствами самого насоса, а упругостью жидкости. Особенно заметно снижение  $\epsilon$  и  $\eta$ , если в перекачиваемой жидкости присутствует нерастворенный газ, что сильно снижает модуль объемной упругости и увеличивает потери подачи на сжатие.

Клапанные поршневые насосы просты по конструкции. Они могут работать при высоких давлениях и перекачивать различные, в том числе агрессивные и загрязненные жидкости. Их недостатками являются: ограниченность частоты вращения  $n$  из-за трудности создания быстродействующих всасывающих клапанов особенно при работе на вязких жидкостях; значительная масса и габаритные размеры, как следствие ограниченности  $n$  при заданной подаче; трудности регулирования подачи и невозможность ее реверса, что ограничивает применение поршневых насосов в гидropередачах.

### 3.9. Поршневые насосы с комбинированной системой распределения

Схема поршневого насоса с комбинированной системой распределения показана на рис. 3.11. В качестве примера выбран аксиально-кулачковый насос. Кулачок 6, вращаясь, толкает в осевом направлении поршни 4, опирающиеся на его наклонную рабочую плоскость 7 шарнирными башмаками 5.

В таком насосе поршень 4, вдвигаясь в цилиндр, может использовать для вытеснения жидкости через клапан 2 только часть  $h_B$  своего полного хода  $h$ . Часть  $h_B$  хода он совершает, перекрывая окно 1, соединенное с полостью корпуса, к которому в таком случае присоединяется подводящая линия. Таким образом, каждый поршень является одновременно золотником, управляющим соединением цилиндра с питающей камерой корпуса. Когда поршень выдвигается на протяжении хода  $h_B$  при закрытом клапане 2, давление в цилиндре падает до равновесного значения  $p_{мин}$  для парогазовой смеси, заполняющей при этом его полость. Следовательно, на части  $h_B$  хода, при выдвигании поршня в цилиндре происходит

кавитация. Чаще всего  $p_{min} \approx p_{н.п}$  (где  $p_{н.п}$  — давление насыщенных паров жидкости).

С момента пачала открытия щели 1 на протяжении хода  $h_3$  жидкость интенсивно втекает в цилиндр под действием перепада давлений ( $p_1 - p_{min}$ ) до его заполнения ( $p_1$  — давление в полости корпуса).

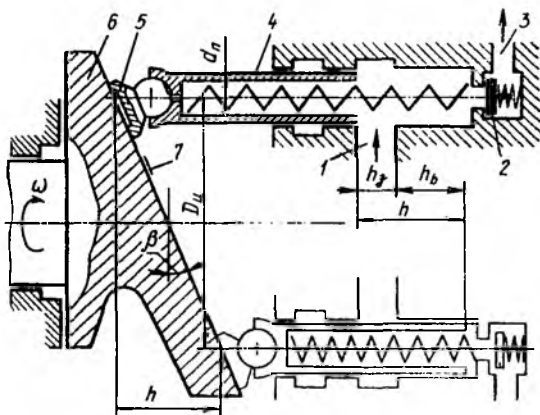


Рис. 3.11. Схема поршневого насоса с комбинированной системой распределения

Из описания можно видеть, что в таком насосе цилиндр заполняется через кольцевую щель с малым гидравлическим сопротивлением, в отличие от насоса с всасывающим клапаном, сопротивление которого всегда во много раз больше сопротивления щели. Как указывалось, всасывающие клапаны, особенно при работе на вязких жидкостях, имеют большое запаздывание и часто, не обеспечивая заполнения цилиндра к концу хода, являются причиной кавитационного снижения подачи насоса. Насос с щелевым всасыванием не имеет этих недостатков и способен лучше, чем клапанный, работать на вязких жидкостях в тяжелых условиях всасывания.

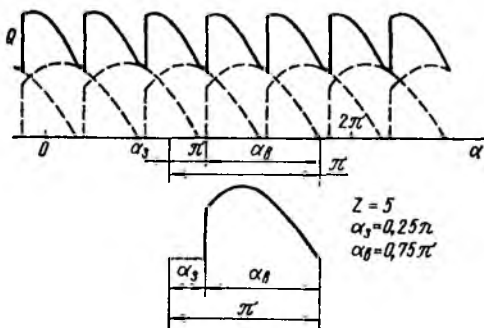


Рис. 3.12. График подачи пятицилиндрового насоса с комбинированной системой распределения

Описанные преимущества достигаются при существенных недостатках.

1. Ход поршня и, следовательно, возможный рабочий объем насоса используется не полностью, так как

$$V_0 = Sh_{вz} < Shz.$$

Это приводит к увеличению массы и габаритных размеров насоса.

2. Заполнение цилиндра в условиях кавитации вызывает увеличенное содержание выделившегося нерастворенного газа в цилиндре перед началом хода вытеснения, что приводит к значительному снижению подачи из-за большой доли хода  $h_b$  на сжатие и, следовательно, к увеличению неравномерности подачи.

3. Из-за увеличения перерывов между ходами вытеснения на величину, пропорциональную ходу  $h_b$ , а также из-за причины, указанной в п. 2, резко возрастает неравномерность подачи и связанные с этим пульсации давления в цилиндрах и отводящей линии.

На рис. 3.12 показано изменение подачи пятицилиндрового насоса со щелевым всасыванием, иллюстрирующее значительное ухудшение равномерности при такой системе распределения.

Очевидно, что ход  $h_b$  надо выбирать из условия обеспечения заполнения объема  $Sh_b$  за время открытия щели на протяжении угла поворота  $2\alpha_b$ .

### 3.10. Кавитация в поршневых насосах

Внешним проявлением кавитации в насосе являются шум и вибрация при его работе, а при развитой кавитации снижение подачи.

На рис. 3.13 показаны кавитационные характеристики насоса. Из их рассмотрения следует, что развитая кавитация возникает в следующих случаях: если при постоянном давлении перед входом

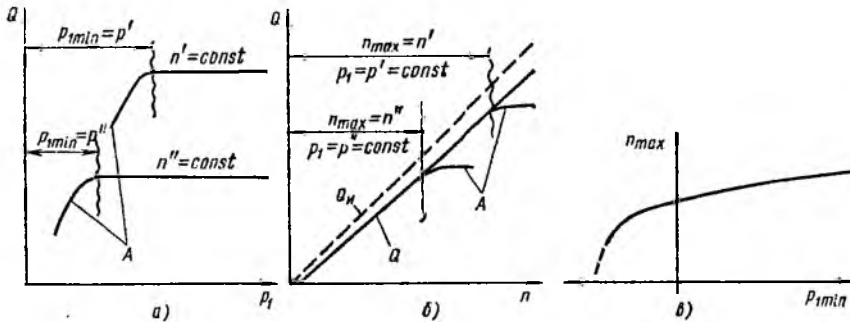


Рис. 3.13. Кавитационные характеристики поршневых и роторных насосов

в насос его частота вращения  $n$  чрезмерно велика ( $n > n_{max}$ ); если при постоянной частоте вращения давление  $p_1$  перед входом в насос чрезмерно мало ( $p_1 < p_{1min}$ ).

Причиной снижения подачи в обоих случаях является уменьшение давления в цилиндрах до такого предельного значения  $p_{1min}$ , при котором из-за кавитации часть их объема остается к концу цикла всасывания незаполненной жидкостью.

Во время заполнения жидкость поступает в рабочие камеры под действием давления  $p_0$  перед входом в подводящую линию (рис. 3.14). Будем считать, что насос имеет выровненную подачу и скорость в подводящей линии пульсирует слабо. Прерывистое движение

существует только в патрубках  $\Pi$ , питающих отдельные цилиндры. Длина таких патрубков мала и поэтому инерционные понижения давления практически отсутствуют. Эти условия соответствуют большинству случаев эксплуатации насосов.

Давление  $p_{1ц}$  в цилиндре меньше давления  $p_0$  перед входом. Их разность составляют затраты энергии  $\rho g H$  на преодоление высоты всасывания  $H$ , на преодоление потерь  $p_{п1}$  в подводящем тракте, на преодоление потерь во всасывающем клапане  $p_k$  и на поддержание движения жидкости в цилиндре со скоростью  $v_{ж}$ :

$$p_0 - p_{1ц} = \rho \frac{v_{ж}^2}{2} + \rho g H + p_{п1} + p_k. \quad (3.34)$$

При бескавитационной работе жидкость следует за поршнем и  $v_{ж} = v_{п}$ , скорости поршня, описываемой уравнением (3.17). Все

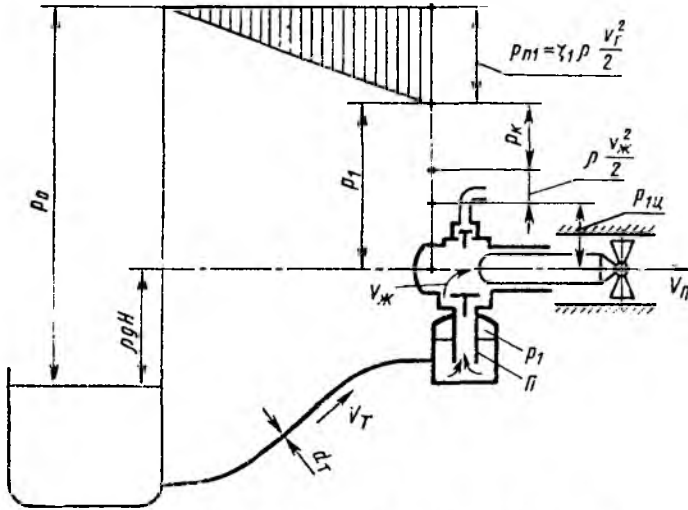


Рис. 3.14. Схема тракта всасывания насосной установки

члены уравнения (3.34), кроме определяемого  $H$ , пропорциональны подаче насоса и зависят от частоты его вращения  $n$ . При этом потери  $p_{п1} = \zeta \rho v_{ж}^2 / 2$  (здесь  $v_{ж}$  — скорость жидкости в трубе) определены средней суммарной подачей из всех цилиндров. Потери  $p_k$  зависят соответственно характеристике клапана (см. рис. 3.6) от расхода  $Q_k = S v_{ж}$ , поступающего в каждый цилиндр. Этим же расходом определяется и  $v_{ж}$ .

На рис. 3.15, а представлен график уравнения (3.17) скорости поршня  $v_{п} = f(\alpha)$ . Применяв другой масштаб по оси ординат, его можно рассматривать как график скорости нарастания объема цилиндра насоса  $Q_{п.т} = S v_{п} = f(\alpha)$ . Площадь  $0-1-2-3-5-6-0$  под графиком выражает объем цилиндра  $V_k = S h$ .

Если давление  $p_0$  ограничено, то при некоторой достаточно большой частоте вращения скорость поршня может достигнуть критического значения  $v_{пк}$ , при котором давление в цилиндре достигнет предельного минимального значения  $p_{ц} = p_{min}$  (см. график  $p_{ц} = f(\alpha)$ ). Обычно  $p_{min} \approx p_{н,п}$  давлению насыщенных паров жидкости. При этом жидкость оторвется от поршня, в цилиндре будет образовываться незаполненный объем  $V_n$ , а жидкость будет поступать в цилиндр с постоянной скоростью  $v_{ж max} < v_n$ . Величина  $v_{ж max}$  является предельной, так как соответствует предельному перепаду давлений  $p_0 - p_{min}$ . На рис. 3.15, а объем  $V_n$  представлен площадью 1-2-3-1.

При замедлении поршня, после режима 3, жидкость продолжает поступать в цилиндр со скоростью  $v_{ж max} > v_n$  пока в цилиндр не поступит объем  $V_B$  восполнения пароголозной полости, равный  $V_n$  (площадь 3-4-5-3).

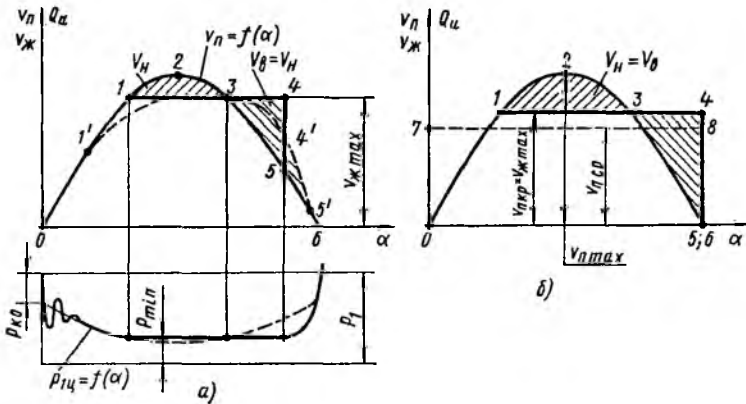


Рис. 3.15. Графики подачи поршневого насоса при кавитации в цилиндре

При описанном процессе всасывания с начальной кавитацией цилиндр к концу входа всасывания будет заполнен и подача насоса не снизится, а его работа будет протекать с повышенным шумом и вибрацией.

Непрерывное присутствие в жидкости растворенного газа, выделяющегося из раствора при понижении давления, размывает процессы начала и завершения существования незаполненной полости в окрестностях точек 1 и 4 (см. штриховую линию 1'-3-4'-5').

Критический режим развитой кавитации, при котором начинается снижение подачи, характеризуется условиями  $V_n = V_B$  при окончании процесса восполнения в точке 6 (рис. 3.15, б). Кавитация в критических условиях должна начаться при вполне определенном теоретическом значении  $v_{п,кр} = v_{ж max}$ , близком по величине значению средней скорости поршня  $v_{п,ср}$ , представляющей собой высоту прямоугольника 0-7-8-5-0, равновеликого площади под синус-

соидой  $v_{п} = f(\alpha)$ ,

$$v_{п, ср} = h\omega/\pi = 0,318h\omega. \quad (3.35)$$

Интегрирование по площади 0-1-3-4-6 для критических условий показывает, что

$$v_{п, кр} = 1,12v_{п, ср} = 0,356h\omega. \quad (3.36)$$

В общем случае

$$v_{п, кр} = \varphi v_{п, ср}. \quad (3.37)$$

Коэффициент  $\varphi$  является переменной экспериментальной величиной и зависит в основном от количества нерастворенного газа, содержащегося в жидкости, поступающей в цилиндр. При отсутствии газа он близок к своему теоретическому значению согласно выражению (3.36).

При значительном количестве нерастворенного газа  $\varphi = 1,3 \div 1,5$ .

Из рассмотренного следует, что начало кавитационного снижения подачи характеризуется равенством

$$\varphi v_{п, ср} = v_{ж \max}. \quad (3.38)$$

Согласно уравнениям (3.15) и (3.35),

$$Q_{и} = Shnz = Shz\omega/2\pi = Sv_{п, ср}z/2. \quad (3.39)$$

Критические условия перед началом кавитационного снижения подачи характеризуются равенствами:

$$P_{иц} = P_{\min} \approx P_{и, п}; \quad v_{ж} = v_{ж \max} = \varphi v_{п, ср}; \quad Q_{и} = Q_{и \max}.$$

Уравнение (3.34) баланса давлений линии всасывания для критических условий имеет вид

$$P_0 - P_{и, п} = \frac{\rho}{2} \left( \varphi \frac{2}{S_z} \right)^2 Q_{и \max}^2 + \frac{\rho}{2} \zeta \left( \frac{1}{S_T} \right)^2 Q_{и \max}^2 + P_{и} + \rho gH.$$

Оно связывает, при известных размерах рабочих органов насоса, характеристике его всасывающего клапана и характеристике всасывающей линии, давление  $P_0$  с величиной допустимой подачи  $Q_{и \max}$  или согласно (3.39) с  $n_{\max}$  — максимальной допустимой частотой вращения.

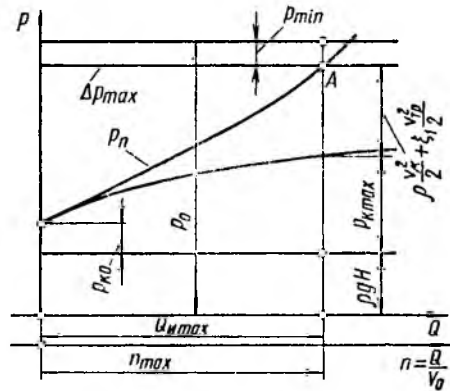


Рис. 3.16. Графическое определение параметров критического кавитационного режима работы

Потерю давления  $p_k$  в клапане находят по его характеристике  $p_k = f(Q_k)$  при  $Q_k = \varphi \cdot 2Q_{н\max}/z$ . Так как эта характеристика задается графически, уравнение (3.40) также удобно решать графически. Пример такого решения, соответствующий схеме рис. 3.14, показан на рис. 3.16, где точка  $A$  пересечения линии  $\Delta p_{\max}$  предельного запаса давления с линией  $p_n$  суммарных потерь определяет  $Q_{н\max}$  при заданном  $p_0$ .

Исследование кавитационных качеств насосов и, в частности, определение коэффициента  $\varphi$ , критической скорости поршня проводят при помощи экспериментальных кавитационных характеристик. Их снимают при  $p_k = \text{const}$ ,  $n = \text{const}$  и постепенном уменьшении давления  $p_1$  на входе в насос, или при возрастающей частоте вращения  $n$  и  $p_1 = \text{const}$ . В результате испытаний по первому способу получают зависимости  $Q = f(p_1)$  для постоянных значений частоты  $n$  (см. рис. 3.13, а). Второй способ позволяет получить кривые  $Q = f(n)$  для разных  $p_1$  (рис. 3.13, б).

Начало кавитационного срыва подачи, обусловленное низким давлением  $p_1$  на входе в насос или высокой частотой вращения  $n$  вала насоса, на обоих графиках отмечено волнистыми линиями, а буквой  $A$  — области развитой кавитации.

Результаты кавитационных испытаний по первому или второму способу дают возможность построить обобщенную кавитационную характеристику насоса в виде графика  $n_{\max} = f(p_{1\min})$  (рис. 3.13, в). График позволяет находить  $n_{\max}$  при заданном  $p_1$  или  $p_{1\min}$  при известном  $n$ .

### 3.11. Прямодействующие поршневые насосы

В прямодействующих насосах (рис. 3.17, а) поршень 1 насоса находится на общем штоке 11 с поршнем 10 приводного парового, пневматического или газового двигателя. Как показано на схеме, качающий узел насоса (показан насос двойного действия) не отличается от описанных ранее узлов поршневых клапанных насосов. Он имеет цилиндр 13 с питающей 12 и отводящей 2 камерами, отделенных всасывающими 4 и нагнетательными 3 клапанами. Двигатель (на схеме — паровой) состоит из цилиндра 9 с поршнем 10, распределительного золотника 6, перемещаемого системой рычагов 5, связанной со штоком так, что наполнение паром правой и левой полостей цилиндра 9 двигателя согласуется с движением поршней. Пар подводится к распределителю через патрубок 7 и отводится через полость 8.

В прямодействующем насосе за время  $t_n$  полного рабочего цикла поршни на протяжении хода  $h$  перемещаются практически с постоянной скоростью (рис. 3.17, б), между ходами существуют интервалы  $t_n$ , и запаздывания  $t_a$  (рис. 3.17, в) клапанов поэтому не оказывают влияния на работу насоса. Благодаря постоянству скорости поршня клапаны большую часть хода работают при постоянном открытии  $z_{\max}$ . Из сказанного видно, что работа такой машины протекает спокойно и бесшумно.

Прямодействующие насосы тихоходны, но просты и надежны в эксплуатации. Их широко применяют для вспомогательных целей в производствах, где в основном технологическом процессе используется пар, воздух или газ под давлением. Часто они выполняют

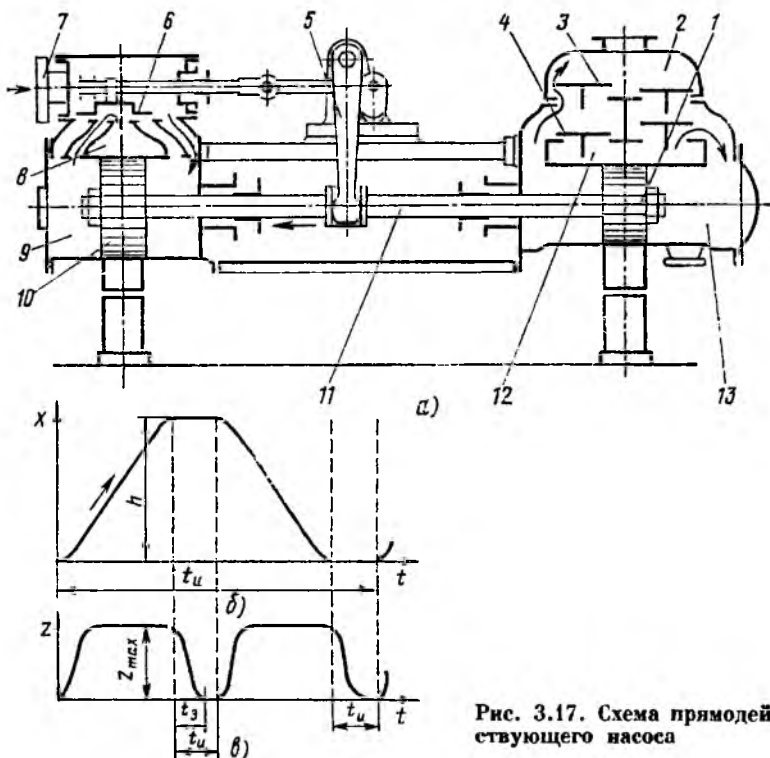


Рис. 3.17. Схема прямодействующего насоса

функции аварийных насосов, используемых при отсутствии электроэнергии.

## Глава 19. РОТОРНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ (общие сведения)

### 3.12. Общие свойства роторных насосов, их классификация

К насосам, применяемым в гидроприводах и других гидросистемах, предъявляют высокие требования, основными из которых являются: малая удельная масса и объем, приходящиеся на единицу мощности, высокий КПД, возможность регулирования и реверса подачи, а также высокая быстроходность и большая надежность. Этим требованиям наиболее полно удовлетворяют роторные насосы.

Как указывалось выше, к роторным относятся объемные насосы с вращательным или вращательно-поступательным движением рабо-



чих органов — вытеснителей. Жидкость в этих насосах вытесняется в результате вращательного (в шестеренных и винтовых насосах) или вращательного и одновременно возвратно-поступательного движения вытеснителей относительно ротора (в роторно-поршневых и пластинчатых насосах). Особенностью рабочего процесса таких насосов является и то, что при вращении ротора рабочие камеры переносятся из полости всасывания в полость нагнетания и обратно. Перенос рабочих камер с жидкостью делает излишними всасывающие и нагнетательные клапаны.

Отсутствие всасывающих и нагнетательных клапанов в роторных насосах является основной конструктивной особенностью, которая отличает их от поршневых насосов.

Роторный насос обычно состоит из трех основных частей: статора (неподвижного корпуса), ротора, жестко связанного с валом насоса и вытеснителя (одного или нескольких) \*.

Рабочий процесс роторного насоса складывается из трех этапов: заполнение рабочих камер жидкостью; замыкание (изоляции) рабочих камер и их перенос; вытеснение жидкости из рабочих камер.

Основными свойствами роторных насосов, вытекающими из специфики их рабочего процесса и отличающими их от поршневых насосов являются следующие.

1. Обратимость, т. е. способность роторных насосов работать в качестве гидродвигателей (гидромоторов). Это означает, что жидкость, подводимая к насосу под давлением, заставляет вращаться ротор и вал. Поршневые насосы этой способностью не обладают.

2. Большая быстроходность. Максимально допустимые значения частоты вращения для роторных насосов  $n = (2 \div 5) 10^3$  об/мин, причем нижний предел соответствует большим насосам, а верхний — малым. Для поршневых насосов эти значения в несколько раз меньше.

3. Способность работать только на чистых (отфильтрованных и не содержащих абразивных и металлических частиц), неагрессивных и смазывающих жидкостях. Эти требования к жидкости обусловлены малыми зазорами в роторном насосе и трением между обработанными по высшим классам точности и чистоты поверхностями статора, ротора и вытеснителей.

Если первые два свойства роторных насосов являются их преимуществами, то третье свойство ограничивает применение этих насосов. Работа насосов на воде исключается, так как вода вызывает коррозию и ведет к быстрому изнашиванию рабочих органов.

Рассмотрим классификацию роторных насосов, соответствующую ГОСТ 17398—72 (рис. 3.18).

---

\* В некоторых роторных насосах ротор одновременно является и вытеснителем. В этих случаях в насосе должны быть еще подвижные элементы, называемые замыкателями, которые обеспечивают необходимую герметизацию рабочих камер. Например, в трехвинтовых насосах (см. ниже) ведущий винт является одновременно ротором и вытеснителем, а два ведомых винта по нагружены моментами и выполняют функцию замыкателей.

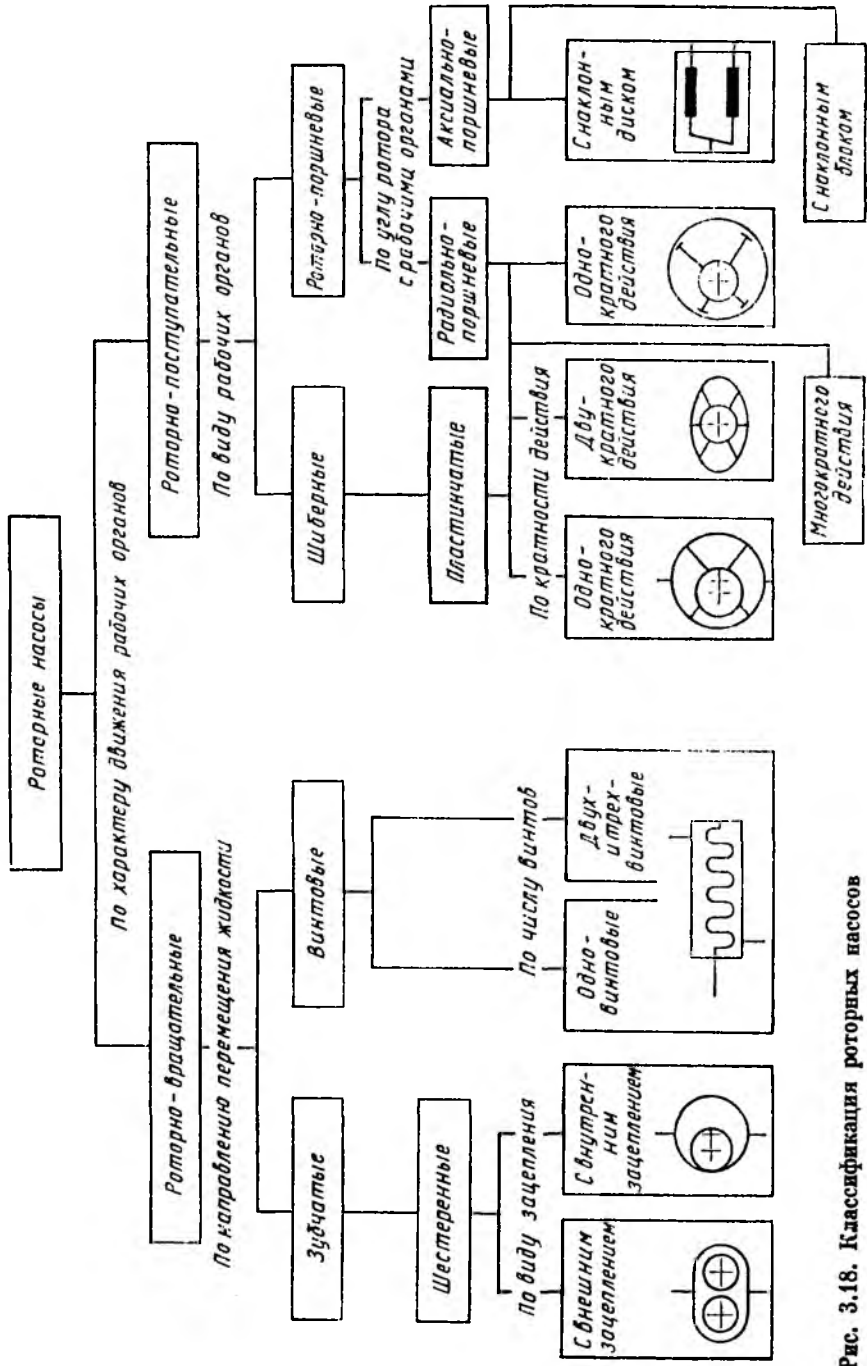


Рис. 3.18. Классификация роторных насосов

По характеру движения вытеснителей роторные насосы разделяют на роторно-вращательные и роторно-поступательные; в первых рабочие органы совершают лишь вращательное движение, а во вторых — одновременно с вращательным еще и возвратно-поступательное движение относительно ротора.

Роторно-вращательные насосы разделяют на зубчатые и винтовые. В зубчатых насосах ротор и вытеснитель имеют форму зубчатых колес, а жидкость перемещается в плоскости их вращения. В винтовых насосах ротор имеет форму винта, который одновременно выполняет функцию вытеснителя, а жидкость в насосе перемещается вдоль осей вращения винтов. Основной разновидностью зубчатых насосов являются шестеренные.

К роторно-поступательным относятся шиберные (в основном пластинчатые) и роторно-поршневые насосы. Различие между ними заключается не только в форме вытеснителей (пластин и поршней) и характере движения жидкости в насосе, но и в способе ограничения (образования) рабочих камер. Если в пластинчатом насосе рабочие камеры ограничиваются двумя соседними вытеснителями (пластинами) и поверхностями ротора и статора, то в роторно-поршневых насосах они образованы внутри ротора и замыкаются вытеснителями.

Роторно-поршневые насосы по расположению рабочих камер делятся на радиально- и аксиально-поршневые.

### 3.13. Характеристики роторных насосов

Характеристикой объемных насосов, в том числе роторных, называют (в отличие от характеристики насосов лопастных) зависимость подачи насоса от его давления при постоянной частоте вращения вала. Так как идеальная подача объемного насоса согласно формуле (3.1) определяется его рабочим объемом и частотой вращения, теоретическая характеристика насоса в указанной системе координат изображается горизонтальной прямой (рис. 3.19, а).

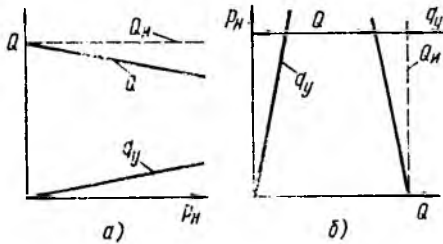


Рис. 3.19. Характеристики роторного насоса

Действительная подача насоса отличается от идеальной на величину утечек через неплотности рабочих камер — зазоры — из полости нагнетания в полость всасывания (внутренние утечки) и наружу (внешние утечки). Таким образом,  $Q = Q_n - q_y$ . Так как уплотняющие зазоры в насосах малы и протяженны, а вязкость жидкости обычно значительна, режим течения жидкости в этих зазорах, как правило, ламинарный, поэтому при не очень высоких давлениях для утечек справедлив закон сопротивления Пуазейля (для зазора). Следовательно, расход утечек

$$q_y = A p_n / \mu,$$

где  $A$  — величина, зависящая от конструкции насоса и зазоров; ее можно считать постоянной для данного насоса;  $\mu$  — динамическая вязкость жидкости.

Давление насоса  $p_n$  для жидкости, перетекающей через зазоры, является потерей давления на трение по длине.

Отсюда следует, что действительная характеристика роторного насоса в той же системе координат изображается наклонной прямой. При этом чем более совершенен насос, тем ближе эта прямая к идеальной характеристике (тем больше «жесткость» характеристики).

Именно в таком виде характеристики роторных насосов используются потребителями гидромашин и приводятся в каталогах. Однако при выполнении графоаналитических расчетов гидравлических систем с использованием характеристик насосов удобнее последние изображать так же, как и характеристики лопастных насосов, в виде зависимости  $H_n$  (или  $p_n$ ) от  $Q$  (рис. 3.19, б).

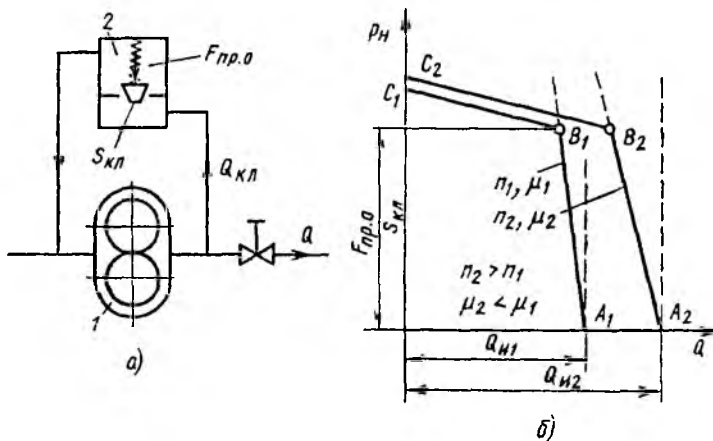


Рис. 3.20. Схема включения переливного клапана и характеристики роторного насоса с переливным клапаном

Регулирование подачи роторных насосов (при неизменной частоте вращения вала насоса) осуществляется двумя способами.

1. Установка переливного клапана (рис. 3.20, а) параллельно насосу, так что часть подачи может через клапан 2 возвращаться во всасывающий трубопровод. Пока давление насоса  $p_n < p_v = F_{пр.о}/S_{кл}$  (где  $F_{пр.о}$  — сила пружины при закрытом клапане;  $S_{кл}$  — площадь отверстия, перекрываемого клапаном), клапан закрыт. Когда давление  $p_n$  достигает значения  $p_v$  (в точке  $B$ ), клапан начинает открываться и степень его открытия увеличивается с увеличением  $p_n$ . При этом все большая часть подачи насоса возвращается через клапан во всасывающую линию, следовательно,  $Q = Q_n - Q_{кл} - q_y$  (где  $Q_{кл}$  — расход жидкости через клапан).

На рис. 3.20, б показаны характеристики роторного насоса с переливным клапаном. На участке  $AB$  клапан закрыт, точка  $B$  — открытие (или закрытие) клапана; на участке  $BC$ , который при-

ближенно можно считать прямым, часть подачи переливается через клапан, а в точке  $C$  вся подача насоса возвращается обратно.

Очевидно, что этот способ регулирования подачи неэкономичен, так как часть мощности, развиваемой насосом (а в точке  $C$  вся мощность), теряется в клапане. Он применяется на шестеренных, винтовых и других насосах с неизменным рабочим объемом и небольшой мощности.

2. *Изменение рабочего объема насоса* является более экономичным способом регулирования подачи с точки зрения расхода энергии, но он требует более сложных и, следовательно, дорогостоящих насосов. Изменение рабочего объема возможно в пластинчатых аксиально- и радиально-поршневых роторных насосах однократного действия. Простейшая схема автоматического регулирования рабочего объема аксиального роторно-поршневого насоса показана на рис. 3.30. Когда давление насоса достигает значения, достаточного для преодоления силы пружины, люлька  $I$  начинает поворачиваться в сторону уменьшения угла наклона. Рабочий объем, а также подача насоса при этом уменьшаются.

Характеристика насоса при этом видоизменяется примерно так же, как и в предыдущем случае, т. е. приобретает вид ломаной прямой  $ABC$ . На участке  $AB$  рабочий объем насоса максимален. Точка  $B$  определяется силой пружины и площадью поршня механизма поворота диска. В точке  $C$  рабочий объем насоса имеет минимальное значение, необходимое для компенсации утечек, а подача насоса  $Q = 0$ .

Часто бывает необходимо пересчитать и перестроить характеристики роторного насоса с одних условий работы ( $n_1, \mu_1$ ) на другие ( $n_2, \mu_2$ ). Рассмотрим этот пересчет для насоса с переливным клапаном или автоматическим изменением рабочего объема.

Так как идеальная подача насоса пропорциональна частоте вращения, абсцисса точки  $A$  характеристики (см. рис. 3.20, б) пересчитывается просто

$$Q_{u2} = Q_{u1} n_2 / n_1.$$

Ввиду независимости давления  $p_v$  открытия клапана или срабатывания автомата регулирования рабочего объема насоса от  $n$  и  $\mu$  ордината точки  $B_1$  не изменяется, а абсциссу находят по расходу утечки  $q_{y2}$  при том же  $p_v$  из формулы

$$q_{y2} = q_{y1} \mu_1 / \mu_2.$$

Приближенно можно считать, что характеристики клапана, а также автомата изменения рабочего объема насоса, не зависят от  $n$  и  $\mu$ . Поэтому участок  $B_2 C_2$  новой характеристики проводят параллельно  $B_1 C_1$ . Так получают характеристику насоса  $A_2 B_2 C_2$  при новых  $n_2$  и  $\mu_2$ .

КПД роторных насосов равен произведению объемного КПД  $\eta_o$  на механический  $\eta_m$ . Гидравлический КПД часто принимают за единицу, так как гидравлические потери в насосах, развивающих высокие давления; обычно малы по сравнению с двумя другими

видами потерь. При особо высоких частотах вращения  $\eta_r$  необходимо учитывать.

В роторных насосах обычно велики поверхности трения между ротором, статором и вытеснителями, поэтому рабочий процесс этих насосов и их КПД в основном определяются процессами, происходящими в зазорах между этими элементами насоса.

КПД роторного насоса зависит от давления насоса  $p_n$ , угловой скорости  $\omega$  вала и вязкости жидкости  $\mu$ .

Согласно общей теории роторных гидромашин, разработанной В. В. Мишке, КПД роторного насоса и его составляющие  $\eta_o$  и  $\eta_m$  являются функциями безразмерного критерия подобия режимов работы роторных гидромашин

$$\sigma = p_n / (\mu \omega),$$

называемого критерием изогональности, или числом Зоммерфельда—Мишке.

Можно показать, что критерий  $\sigma$  есть произведение чисел Рейнольдса и Эйлера, т. е.

$$\sigma = \frac{p}{\mu \omega} \frac{v d}{v d} = \frac{v d}{v} \frac{p}{\rho v^2} \sim \text{Re Eu}.$$

Кроме того, критерий  $\sigma$  можно рассматривать как величину, обратно пропорциональную соотношению между фрикционным расходом  $Q_{\text{фр}}$ , обусловленным движением одной стенки зазора относительно другой, и расходом  $Q_{\text{нап}}$  напорного течения в том же зазоре, вызванного перепадом давления. Поделив формулу (1.91) на формулу (1.88) и положив  $p_{\text{тр}} = p_n$ ,  $U \sim \omega D$  и  $l \sim D$ , будем иметь

$$\frac{Q_{\text{фр}}}{Q_{\text{нап}}} \sim \frac{D^2 \mu \omega}{\delta^2 p} \sim \frac{D^2}{\delta^2} \frac{1}{\sigma},$$

где  $D$  — характерный размер гидромашин;  $\delta$  — зазор.

По теории Мишке, которая в общем удовлетворительно подтверждается экспериментом при не слишком широком диапазоне изменения  $\sigma$ , объемный КПД роторного насоса уменьшается по прямой, а механический КПД возрастает при увеличении  $\sigma$  (рис. 3.21). Однако для области больших  $\sigma$  (больших  $p_n$  и малых  $\mu$ ) теория Мишке часто несправедлива, так как происходит выжимание смазки с поверхностей трения, и возникает сухое трение. Вследствие этого механический КПД начинает падать. Общий КПД насоса  $\eta$  возрастает при увеличении  $\sigma$  и, достигнув максимума при некотором оптимальном  $\sigma$ , далее уменьшается.

Таким образом, как видно из рис. 3.21, для каждого роторного насоса есть оптимальный режим его работы, определяемый оптимальным значением критерия Мишке, при котором КПД насоса максимален. Если же рассматривать изменение лишь одного из трех факторов, определяющих  $\sigma$ , т. е.  $p_n$ ,  $\omega$  или  $\mu$ , то можно говорить об оптимальном значении для данного насоса каждого из этих факторов при постоянных значениях двух других. Оптимальные значения  $p_n$ ,  $\omega$  и  $\mu$  зависят от конструкции и размеров насоса.

Экспериментальные характеристики роторных насосов обычно получают в виде зависимостей  $Q = f(p_n)$  для нескольких постоянных значений частоты вращения  $n$ . При испытаниях регулируемых насосов для каждого значения  $n = \text{const}$  снимают еще характеристики, соответствующие нескольким значениям рабочего объема насоса  $V_0$ . Так, например, на рис. 3.22 показаны четыре зависимости  $Q$  от  $p_n$  при  $n = \text{const}$  (1, ..., 4) для четырех значений рабочего объема, из которых кривая 1 относится к  $V_{0\text{max}}$ . Там же построены соответствующие им четыре кривых КПД насоса.

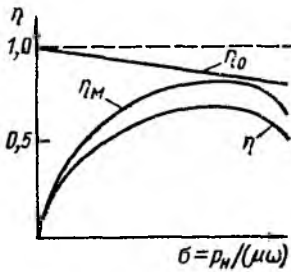


Рис. 3.21. Зависимость КПД насоса от критерия подобия

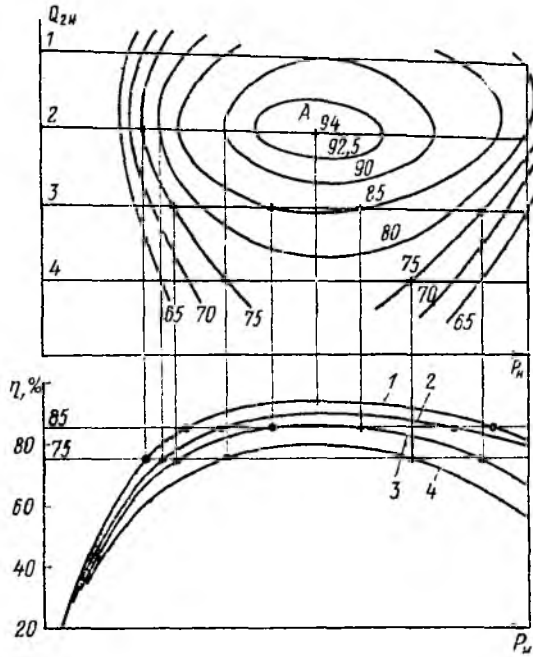


Рис. 3.22. Топографическая характеристика роторного насоса

При уменьшении рабочего объема насоса его КПД существенно уменьшается. Так как КПД при этом зависит еще и от давления, то на графике  $Q = f(p_n)$  точки с постоянным значением КПД соединяют плавными кривыми и получают так называемую топографическую характеристику насоса. Область А соответствует  $\eta_{\text{max}}$ ; другие замкнутые (или незамкнутые) кривые постоянных КПД ограничивают области, внутри которых КПД обязательно выше, чем на ограничивающей кривой.

Кавитационные характеристики роторных насосов снимают так же, как и поршневых, либо при  $p_n = \text{const}$ ,  $n = \text{const}$  и постепенном уменьшении давления  $p_1$  на входе в насос, либо при возрастающей частоте вращения  $n$  и  $p_1 = \text{const}$ .

Результаты кавитационных испытаний по первому и второму способу изображают подобно тому, как было указано в п. 3.10 на рис. 3.13.

### 3.14. Гидромоторы

Гидромотор — это объемный гидродвигатель вращательного движения.

Благодаря свойству обратимости роторных насосов, любой из них в принципе может быть использован в качестве гидромотора, поэтому гидромоторы классифицируют так же, как и роторные насосы, т. е. разделяют на шестеренные, винтовые, шибберные (пластинчатые) и поршневые (радиальные и аксиальные). В конструкции гидромоторов однако можно заметить некоторые отличия от соответствующих роторных насосов, обусловленные различным функциональным назначением этих гидромашин. Так, пластинчатый гидромотор в отличие от насоса имеет пружины, которые выталкивают пластины из прорезей ротора и тем обеспечивают пуск гидромотора. В аксиально-поршневых гидромоторах устанавливается угол наклона блока цилиндров (до  $40^\circ$ ) больший, чем у таких же насосов (до  $30^\circ$ ).

Наибольшее распространение в гидроприводах самолетов, тракторов, строительно-дорожных машин, станков и других машин получили роторно-поршневые гидромоторы.

Так же как и роторный насос, гидромотор характеризуется прежде всего рабочим объемом, т. е. идеальным расходом жидкости через гидромотор за один оборот ротора

$$Q_{и} = V_0 n = V_{кз} k n,$$

где обозначения те же, что и в п. 3.2.

Действительный расход через гидромотор больше, чем идеальный потому, что в отличие от насоса утечки в гидромоторе направлены в ту же сторону, что и основной поток. Поэтому объемный КПД гидромотора выражается не так, как для насоса, а именно

$$\eta_o = Q_{и}/Q = Q_{и}/(Q_{и} + q_y).$$

Частота вращения вала гидромотора с учетом объемного КПД  $n = Q\eta_o/V_0$ .

Перепад давления на гидромоторе определяется разностью между давлениями на входе и на выходе, т. е.

$$p_{г.м} = p_1 - p_2.$$

Полезная мощность гидромотора равна произведению крутящего момента на его валу на угловую скорость вала:

$$N_{п} = M\omega.$$

Мощность, потребляемая гидромотором,

$$N = Qp_{г.м}.$$

Отношение  $N_{п}/N$  определяет общий КПД гидромотора, который так же, как и в случае роторного насоса, равен произведению двух частных КПД — объемного на механический, т. е.

$$\eta = N_{п}/N = \eta_o\eta_{м}.$$



Переписав последнее выражение в виде

$$M\omega = \eta_o \eta_m p_{г.м} Q$$

и заметив  $\omega = 2\pi n$ , с учетом предыдущих формул после сокращения на  $n$  и  $\eta_o$ , получим выражение для момента на валу гидромотора

$$M = V_o p_{г.м} \eta_m / (2\pi).$$

В этой формуле выражение

$$M_n = p V_o / 2\pi \tag{3.41}$$

называют идеальным моментом, потребляемым насосом или развиваемым гидромотором без учета потерь энергии.

КПД гидромоторов так же, как и роторных насосов, определяются по теории подобия роторных гидромашин как функции критерия подобия  $\sigma$ . При этом как и для насосов можно выявить оптимальные значения  $\sigma$ , которым соответствуют максимальные КПД.

## Глава 20. РОТОРНО-ПОРШНЕВЫЕ ГИДРОМАШИНЫ

### 3.15. Радиально-поршневые гидромашинны

В радиально-поршневой машине (рис. 3.23 и 3.24) поршни 6 (см. рис. 3.23), вращаясь вместе с блоком цилиндров 4, участвуют одновременно в возвратно-поступательном движении в радиальном направлении, так как они опираются на кольцевую направляющую поверхность 5 статора 3, размещенную с эксцентриситетом  $e$  относительно оси 0 вращающейся части машины (ротора).

Кинематическая схема для одного поршня машины показана на рис. 3.25. Из ее рассмотрения видно, что такой механизм представляет инверсию кривошипно-шатунного механизма, рассмотренного в п. 3.4. Кривошип  $OO' = e$  закреплен, а шатун  $O'S$ , вращаясь вокруг центра  $O'$ , скользит концом  $S$  по лучу  $OS$  оси цилиндра, вращающемуся вокруг центра  $O$ .

Ход поршня за половину оборота ротора определен эксцентриситетом:

$$h = 2(OO') = 2e.$$

Текущее значение перемещения поршня подчиняется зависимости  $x = R \cos \beta - e \cos \alpha - r$ . Так как  $R = r + e$ ,  $x = e(1 - \cos \alpha) - R(1 - \cos \beta)$ . Обычно  $R \gg e$ . При этом  $\cos \beta \approx 1$ . Тогда приближенно перемещение поршня  $x \approx e(1 - \cos \alpha)$ . Следовательно, все кинематические соотношения в радиально-поршневой машине такие же, как и для поршневых насосов с кривошипным механизмом [см. зависимости (3.16), (3.17) и (3.18)], если принимать в них  $h/2 = e$ .

Рабочий объем и идеальная подача машины определяются согласно выражениям (3.13) и (3.15) так:

$$V_0 = V_{Kz} = 2eSz; \quad Q_n = 2eSzn,$$

где  $S$  — площадь поршня.

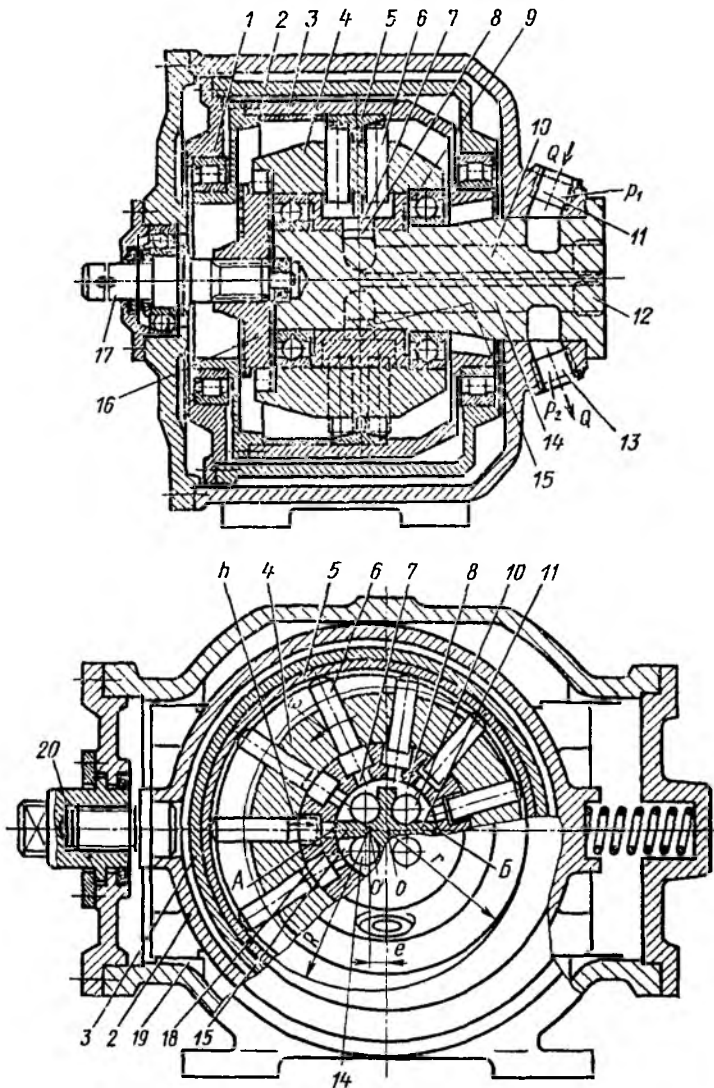


Рис. 3.23. Радиально-поршневой регулируемый насос с точечным контактом поршней и статора

На рис. 3.23 показана радиально-поршневая регулируемая гидромашина с точечным контактом «металл по металлу» между сфериче-

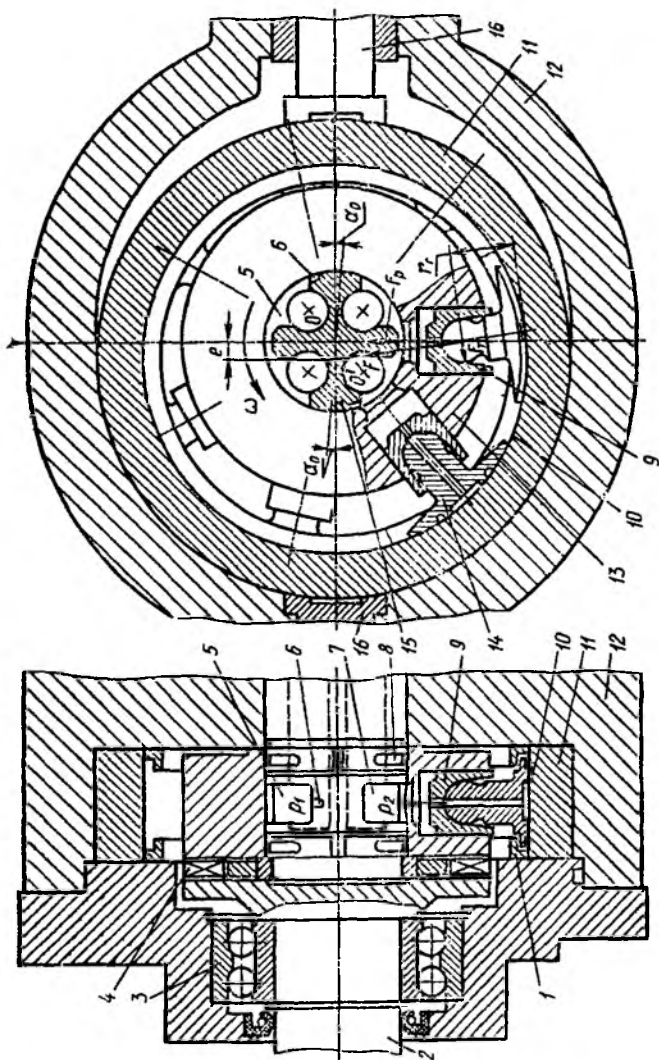


Рис. 3.24. Радиально-поршневой регулируемый насос с гидростатическими опорами поршней и ротора

скими головками поршней 6 и ведущими кольцами 5 статора. Контактные нагрузки в этой паре ограничивают максимальное давление до  $p_{н\max} \approx 16$  МПа.

Изменение подачи на ходу осуществляется изменением эксцентриситета  $e \leq e_{\max}$ . Для этого корпус 2, внутри которого на подшипниках 1 помещен вращающийся статор 3 с кольцами 5, выполнен скользящим в направляющих 19. Переход центра статора  $O'$  через центр ротора  $O$  ведет к изменению направления подачи насоса и к изменению направления вращения гидромотора. Благодаря свободному вращению статора уменьшается трение при медленном проскальзывании головок поршней по кольцам 5. Коническая форма колец 5 заставляет поршни при этом вращаться, что также снижает трение и, следовательно, износ при их скольжении в цилиндрах.

Распределение жидкости производится цапфой 12 с прорезями 15 и 8 и перемычками 18, на которой вращается ротор, центрируемый подшипниками 9. При вращении каждый цилиндр половину оборота (при выдвигании поршня) соединен окном 7 с прорезью 15, а другую половину (при вдвижении поршня) с прорезью 8. Осевые отверстия 14 и 10 соединяют прорези с подводящей 11 и отводящей 13 линиями. Во избежание прогиба цапфы 12 под действием односторонних сил давления, а также во избежание раскрытия зазора между цапфой и блоком цилиндров 4 применяют гидростатическую разгрузку цапфы, описанную ниже. Поршни выдвигаются из цилиндров под действием центробежных сил и давления жидкости. Для уменьшения напряжения в месте контакта поршней 6 и колец 5, площадь поршней стремятся сделать меньшей, а их число  $z$  — большим. Одновременно это содействует выравниванию подачи и уменьшению радиальных габаритных размеров благодаря уменьшению хода  $h$  при заданном значении  $V_0$ .

Привод блока 4 цилиндров осуществляется валом 17 через кулачковую муфту 16, которая освобождает блок от воздействия радиальных сил со стороны внешнего конца вала.

На рис. 3.24 показан радиально-поршневой насос высокого давления, допускающий длительную эксплуатацию при  $p_n \approx 25 \div 30$  МПа и кратковременные перегрузки до  $p_n = 50$  МПа. Его отличительной особенностью является гидростатическая разгрузка всех пар трения, воспринимающих основные радиальные силы.

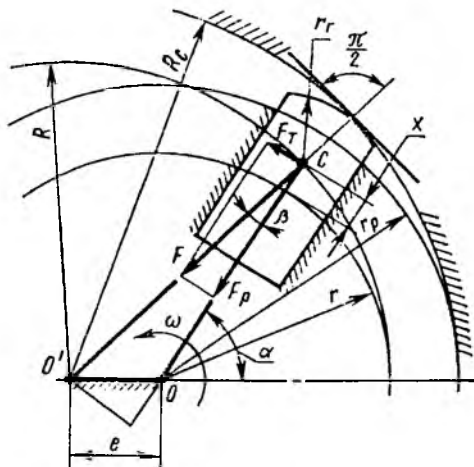


Рис. 3.25. Кинематическая и силовая схема радиально-поршневой гидромашин

К таким парам относятся опора поршня 9, выполненная в виде гидростатического башмака 14 и распределительная цапфа 15 с разгрузочными гидростатическими карманами 8.

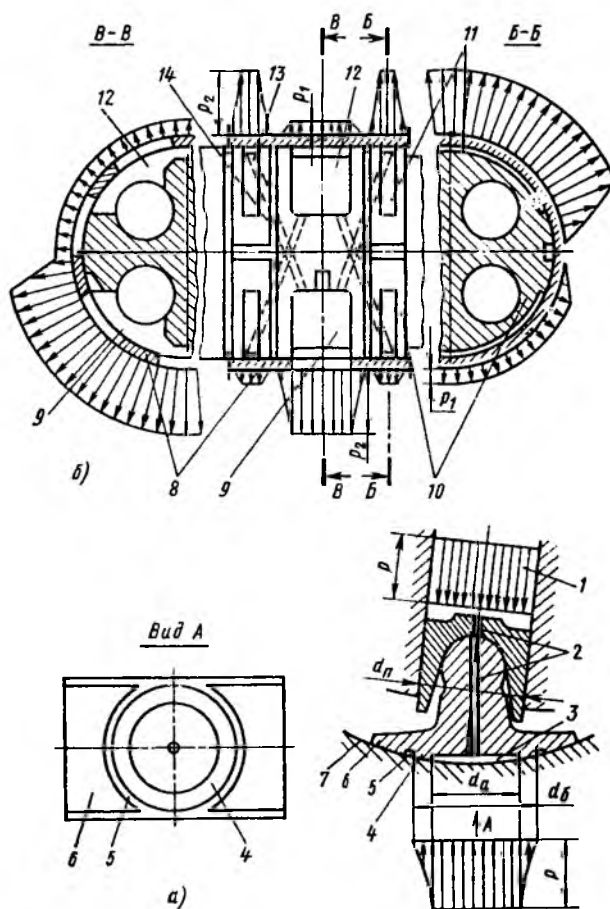


Рис. 3.26. Гидростатическое уравнивание ротора и опоры поршня радиально-поршневой гидромашины

Во избежание отрыва и опрокидывания башмаков при пуске насоса и при вакууме в цилиндрах над краями башмаков установлены ограничительные кольца 1. Схема гидростатической разгрузки поршня и цапфы представлена отдельно на рис. 3.26.

Через отверстие 2 (рис. 3.26, а) в поршне и стойке башмака жидкость из полости цилиндра 1 подводится в камеру 3 подошвы башмака, уплотненной кольцевым пояском 4. Размеры камеры и пояска выбирают такими, при которых сила давления жидкости на их по-

верхности равна силе давления на поршень:

$$p \frac{\pi d_n^2}{4} = p \frac{\pi d_6^2}{4} \frac{1 - (d_a/d_6)^2}{2 \ln (d_6/d_a)}. \quad (3.42)$$

Правая часть уравнения представляет силу давления жидкости на поршень, а левая — силу от распределения давления по поверхности, ограниченной дренажной канавкой 5, соединенной с полостью корпуса, где давление отсутствует. Таким образом, сила давления на поршень передается кольцу 7 статора не контактными напряжениями между материалами обеих деталей, а силами давления жидкости, практически без участия контакта поверхностей при любых давлениях. Для уравнивания центробежных сил поршней, которые от давления не зависят, гидростатическая опора окружена развитыми опорными поверхностями 6, представляющими гидродинамические подшипники, несущая способность которых пропорциональна, как и центробежные силы, частоте вращения.

На рис. 3.26, б показана распределительная цапфа, аналогичная изображенной на рис. 3.24. Для гидростатического уравнивания блока цилиндров 8 на цапфе 10 выполнены разгрузочные карманы 11. Они соединены отверстиями 13 с противоположно размещенными окнами 9 высокого и 12 низкого давления. Из приведенного на рисунке поля давления видно, что при правильном выборе карманов и их уплотняющих поясков, ограниченных дренажными канавками 14, радиальная сила, действующая на блок и стремящаяся его сместить в сторону области высокого давления, может, как и в башмаках, быть уравновешена силами давления жидкости практически без участия контактных напряжений между поверхностями трения.

Для нормальной работы гидростатически уравновешенных пар желательно, чтобы действующие на них внешние силы не гидростатического происхождения были малы. Для этого блок 13 (см. рис. 3.24) приводится валом 2, имеющим отдельный подшипник 3, через двойную кулачковую муфту 4.

Применение гидростатической разгрузки является основным путем повышения рабочих давлений объемных гидромашин.

Нагрузка элементов механизма в радиально-поршневой гидромашине обусловлена силами давления жидкости

$$F_p = S p,$$

действующими на поршни.

Силы, действующие на поршень показаны на рис. 3.24 и 3.25. Сила давления  $F_p$ , действуя со стороны жидкости в цилиндре прижимает поршень к статору. Реакция статора  $F'$  направлена по нормали к его поверхности к центру  $O'$ . Ее составляющая по оси цилиндра уравнивает силу давления  $F_p$ , а боковая составляющая  $F_T$  уравнивается реакцией стенки цилиндра и образует момент  $M_{T,ц}$  относительно оси  $O$ . Сумма  $M_{T,ц}$  в насосе преодолевается моментом двигателя, а в гидромоторе преодолевает момент сопротивления приводимой машины.

Текущее значение момента

$$M_{\tau, \alpha} = F_{\tau}(r+x) = pS \operatorname{tg} \beta (r+x).$$

Поскольку, как указывалось выше,  $x = e(1 - \cos \alpha)$ ,  $e \ll R$  и, следовательно,  $\operatorname{tg} \beta \approx \sin \beta = (e/R) \sin \alpha$ ,

$$M_{\tau, \alpha} \approx pSe \sin \alpha \left(1 - \frac{e}{R} \cos \alpha\right) \approx pSe \sin \alpha. \quad (3.43)$$

Момент, приложенный к блоку цилиндров от действия всех поршней, является суммой значений  $M_{\tau, \alpha}$ :

$$M_{\tau} = \sum M_{\tau, \alpha} = p_2 Se \sum_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \sin \alpha - p_1 Se \sum_{\alpha=\pi}^{\alpha=2\pi} \sin \alpha.$$

Средние значения сумм синусов углов в пределах  $0 < \alpha < \pi$ , отличающихся на целое число угловых шагов  $2\pi/z$  между двумя соседними цилиндрами, равно  $z/\pi$ . Поэтому

$$M = (p_2 - p_1) 2eS z / (2\pi) = p_{\Pi} V_0 / (2\pi). \quad (3.44)$$

Зависимость (3.44) является приближенной и аналогична зависимости (3.41), полученной из общих энергетических соображений.

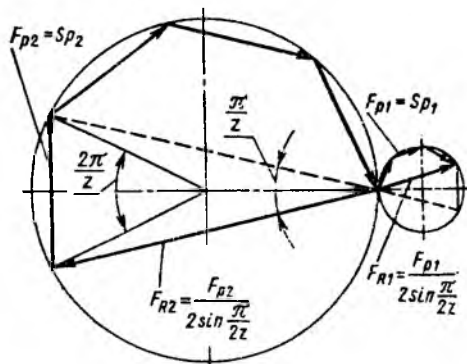


Рис. 3.27. Определение главной радиальной силы, нагружающей ротор радиально-поршневой гидромашинны

В действительности, сравнивая формулу (3.43) для момента с зависимостью (3.19) для подачи, можно видеть, что момент, приложенный к блоку цилиндров поршнями, имеет ту же неравномерность, зависящую от числа цилиндров, что и подача. Кроме чисто геометрической составляющей неравномерности, представляющей свойство сумм гармонических функций, истинная неравномерность момента, как и подачи, усугубляется компрессионными процессами, запаздыванием

работы системы распределения и пульсациями давления в линиях. Поэтому истинная неравномерность момента, как и истинная неравномерность подачи, описанная выше, может во много раз превышать идеальную, оцениваемую зависимостями, приведенными в п. 3.6. Это особенно нежелательно для гидромоторов, которые должны развивать моменты с малой неравномерностью во избежание неравномерного хода приводимых ими механизмов.

Силы  $F_p$  давления жидкости в цилиндрах суммируются и образуют вектор  $F_R$  главной силы, действующей в радиальной плоскости. Построение вектора показано на рис. 3.27. Из него следует,

что

$$F_R = F_{R2} - F_{R1} = S(p_2 - p_1) \frac{1}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (3.45)$$

Сила  $F_R$  действует на цапфу 15 (см. рис. 3.24) и через башмаки 14, кольцо 11 статора на корпус 12, в котором закреплена цапфа 15.

Из-за изменения числа цилиндров, соединенных с областями высокого и низкого давления, сила  $F_R$ , не изменяя величины, изменяет направление действия. Эти изменения происходят с большой скоростью и служат источником вибраций, шума, а иногда и эрозии металла в уплотняющих щелях. Для смягчения процесса изменения давления в цилиндрах и тем самым уменьшения скорости изменения главной силы цилиндры соединяются в начальные моменты с полостями 5 и 7 цапфы (см. рис. 3.24) через дросселирующие канавки 6. Этим замедляются процессы изменения давления и пульсации силы  $F_R$ .

Описанные общие для поршневых гидромашин свойства неравномерности подачи, момента и сил присущи всем объемным гидромашинам, работающим по принципу порционного заполнения и опораживания рабочих камер. Они являются недостатками машин этого класса.

### 3.16. Высокомоментные радиально-поршневые гидромоторы

Одной из самых важных и распространенных модификаций радиально-поршневых гидромашин являются высокомоментные гидромоторы. Их применяют в объемных гидропередачах, которые должны обеспечить медленное, равномерное и регулируемое по частоте вращение приводимого механизма, не зависящее от момента его сопротивления.

Для получения большого момента без существенного увеличения габаритных размеров гидромотора, т. е. хода  $h$  и диаметра  $d_n$  поршней, а также без чрезмерного повышения давления и числа поршней следует увеличивать кратность  $k$  действия поршней. Тогда

$$M = \frac{(p_2 - p_1) V_0}{2\pi} = \frac{(p_2 - p_1)}{2\pi} S \cdot 2 \cdot ezk. \quad (3.46)$$

Обычно  $k = 6 \div 8$ . Такие гидромоторы позволяют получить частоты вращения от долей оборота до нескольких десятков оборотов в минуту.

На рис. 3.28 приведена конструкция гидромотора шестикратного действия с одиннадцатью поршнями. Четное число кратности действия позволяет устранить радиальные силы давления блока цилиндров 4 на подшипники 7 и 12. Поршни 3 опираются на статор 1 роликами с опорами качения 2, а боковые силы передаются блоку цилиндров ползунами 6.



Во избежание отрыва роликов 3 от статора 1 при их замедлениях в зонах низкого давления и вследствие этого ударов о статор применены контрнаправляющие кулачки 9 под роликами 3.

В гидромоторе использована самоориентирующаяся плоская торцовая система распределения, обеспечивающая лучшую герметичность, чем цапфенная, которая обязательно образует с блоком цилиндров технологический зазор. На торцовом распределителе 10 выполнено  $2z$  дуговых окна 5, поочередно соединенных с камерами Б и А (окна камеры Б перекрестно заштрихованы). Половину каждого углового цикла  $2\pi/(2k)$  при движении поршня канал 8 цилиндра

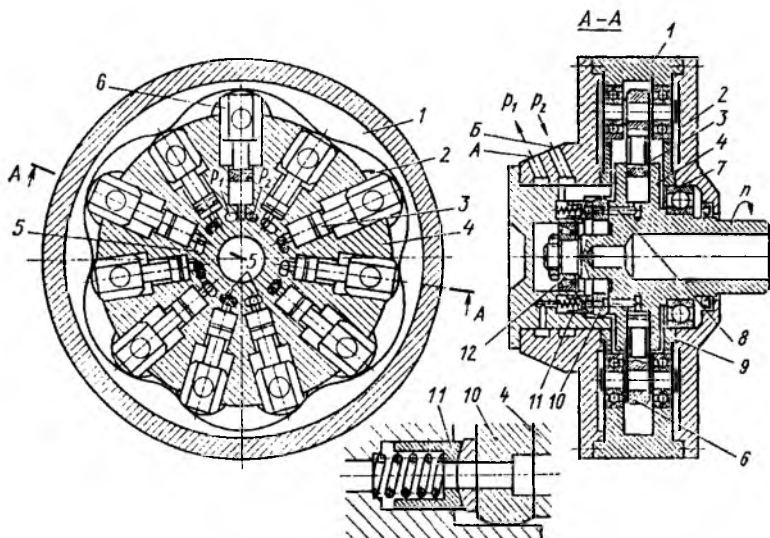


Рис. 3.28. Радиально-поршневой гидромотор многократного действия (высокомоментный гидромотор)

соединен с окном камеры А, а другую половину при выдвигании — с окном камеры Б. Силовое взаимодействие поршней со статором, аналогично рассмотренному на рис. 3.25. Для самоориентации распределителя 10 относительно торца блока цилиндров, он установлен и поджат к блоку стаканами 11 со сферическими шайбами, допускающими перекосы распределителя без нарушения герметичности его прилегания к блоку. Одновременно стаканы соединяют окна 5 с камерами Б и А подвода и отвода жидкости.

### 3.17. Аксиально-поршневые гидромашины

Аксиально-поршневые гидромашины при передаче равной мощности по сравнению с другими поршневыми гидромашинами отличаются наибольшей компактностью и, следовательно, наименьшей массой. Имея рабочие органы с малыми радиальными габаритными размерами и поэтому с малым моментом инерции они способны быстро изменять

частоту вращения. Эти специальные свойства обусловили их широкое применение в качестве регулируемых и нерегулируемых насосов и гидромоторов для гидропередат, обслуживающих подвижные

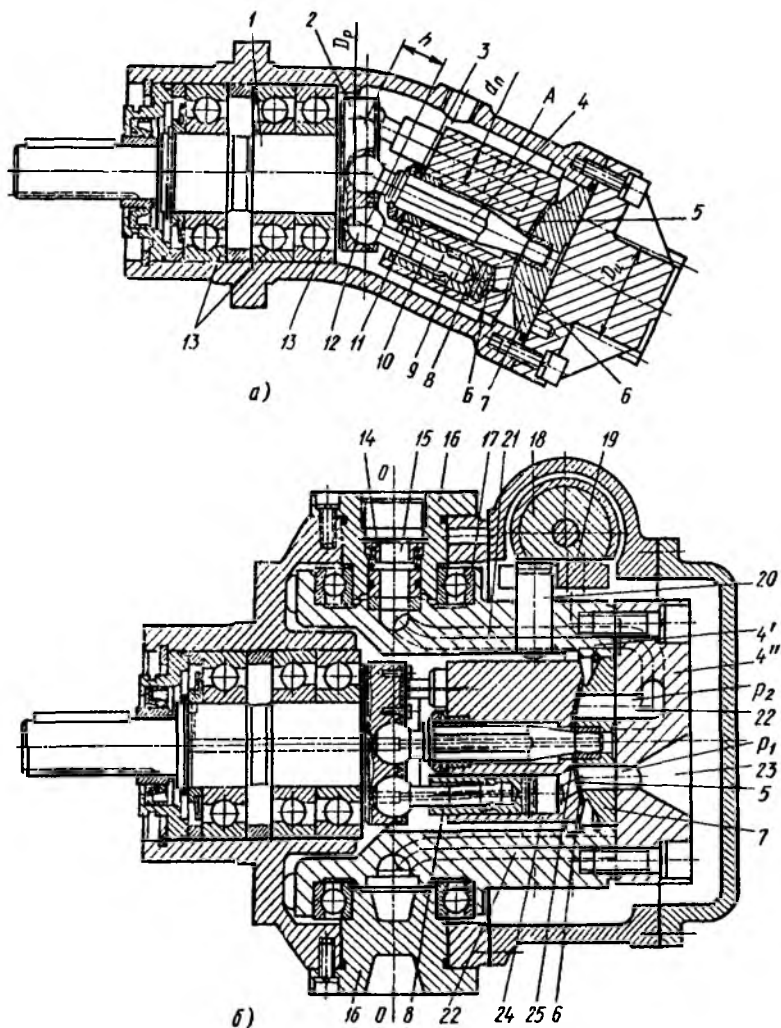


Рис. 3.29. Аксиально-поршневая гидромашина с наклонным блоком цилиндров:

а — нерегулируемая; б — регулируемая

комплексы (дорожные, строительные, транспортные машины, авиационные и судовые системы), а также в следящих гидроприводах большой точности.

По кинематическим схемам, заложенным в основу конструкций, аксиально-поршневые гидромашины разделяют на гидромашины

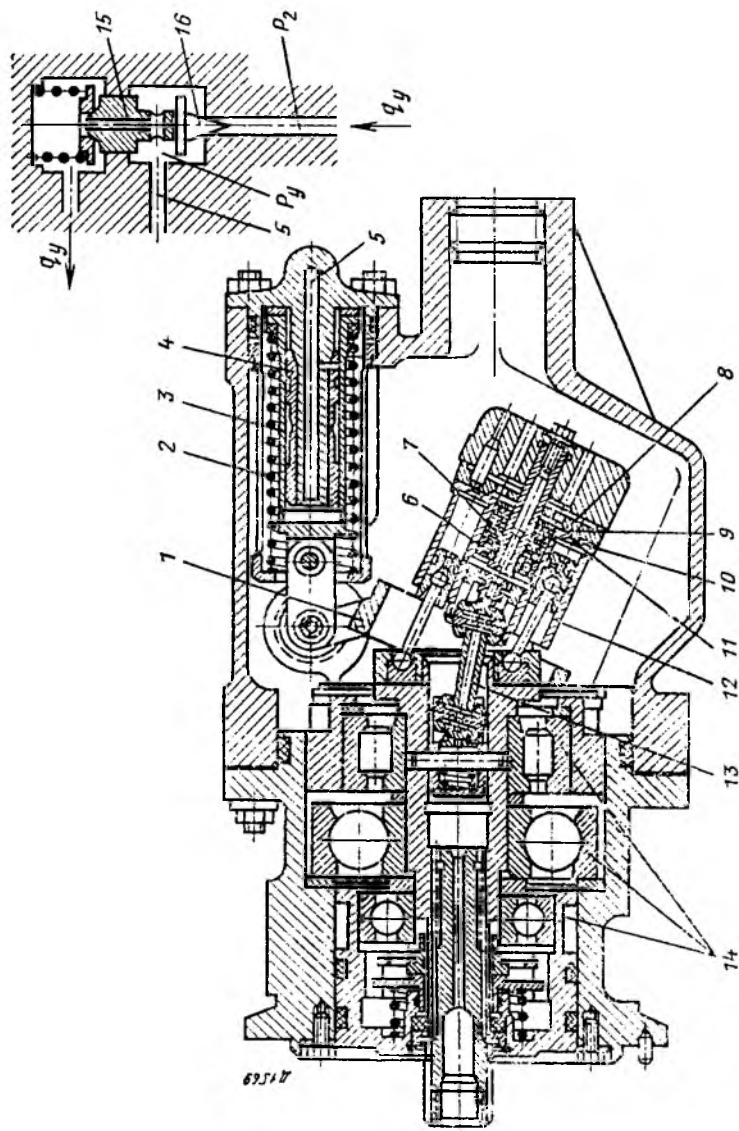


Рис. 3.30. Аксально-поршневой насос с двойным несилковым карданом и с регулятором — ограничителем давления

с наклонным блоком цилиндров (рис. 3.29, 3.30) и с наклонным диском (рис. 3.31).

В машинах с наклонным блоком (см. рис. 3.29) ось 4 вращения блока 24 цилиндров наклонена к оси вращения вала 1. В ведущий

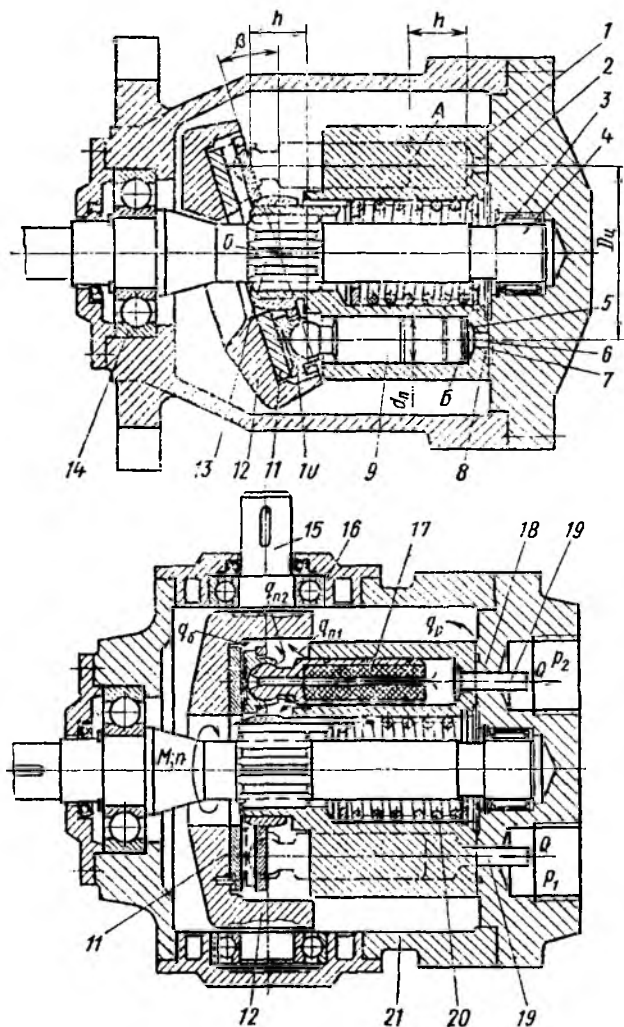


Рис. 3.31. Аксиально-поршневой регулируемый насос с наклонным диском

диск 2 вала заделаны сферические головки 12 шатунов 10, закрепленных также при помощи сферических шарниров 9 в поршнях 8.

При вращении блока и вала вокруг своих осей поршни совершают относительно цилиндров возвратно-поступательное движение. Синхронизация вращения вала и блока в машине осуществляется шату-

нами, которые, проходя поочередно через положение максимального отклонения от оси поршня (см. рис. 3.32), прилегают к его юбке *1* и, давя на нее, сообщают вращение блоку цилиндров. Для этого юбки поршней выполнены длинными, а шатуны снабжены точными конусными шейками *2*.

В гидромашине, показанной на рис. 3.30, для вращения блока *12* служит вспомогательный валик *13* с двумя шарнирами кардана, поэтому поршни короткие, а шатуны имеют простую форму.

Обе системы вращения блока являются несиловыми, так как не передают основного момента от сил давления жидкости на поршни. С их помощью преодолеваются только моменты трения, приложенные к блоку, и момент, преодолевающий его инерцию при изменении частоты вращения машины.

В гидромашинках с наклонным диском (см. рис. 3.31) блок цилиндров *1* с поршнями *9* вращается вместе с валом *4*. Поршни опираются на наклонный диск *11* и благодаря этому совершают возвратно-поступательное движение.

**Кинематические и силовые соотношения в аксиально-поршневых гидромашинках.** Из рассмотрения кинематических схем машин обоих типов (рис. 3.34 и 3.35) можно видеть, что их механизмы представляют пространственную инверсию кривошипно-шатунного механизма поршневого насоса (см. рис. 3.1).

На рис. 3.34 перемещение поршня от внутренней мертвой точки *Б*

$$\begin{aligned} x' \approx x &= \frac{h}{2} - Oa = \frac{1}{2} D_p \sin \beta - \frac{1}{2} D_p \cos \alpha \sin \beta = \\ &= \frac{1}{2} D_p \sin \beta (1 - \cos \alpha). \end{aligned} \quad (3.47)$$

Это выражение действительно, когда перекося шатунов из-за различия  $D_{ц}$  и  $D_p$  мал, что имеет место в выполненных конструкциях. Соотношение

$$D_p/D_{ц} = 2/(1 + \cos \beta) \quad (3.48)$$

зависит от угла  $\beta$ . При его соблюдении  $s - s' = t - t'$ , проекции окружностей диаметрами  $D_{ц}$  и  $D_p$  на плоскость  $m - m$  равны и отклонения шатунов при  $l_{ш} \approx D_{ц}$  малы и одинаковы.

Перемещение поршня от точки *Б* (рис. 3.35)

$$x = h/2 - Oc = (D_{ц}/2) \operatorname{tg} \beta - (D_{ц}/2) \cos \alpha \operatorname{tg} \beta = (D_{ц}/2) \operatorname{tg} \beta (1 - \cos \alpha). \quad (3.49)$$

Из выражений (3.47) и (3.48) следует, что аксиально-поршневые гидромашинки по кинематическим свойствам эквивалентны кривошипному механизму. Скорость  $v_{ц}$  и ускорение  $j_{ц}$  поршня получают из формул (3.17) и (3.18), полагая для гидромашинки с наклонным блоком  $h = D_{ц} \operatorname{tg} \beta$ , а для гидромашинки с наклонным диском  $h = D_p \sin \beta$ . Соответственно рабочие объемы этих гидромашин

$$V_0 = S D_p \sin \beta \cdot z; \quad (3.50) \quad V_0 = S D_{ц} \operatorname{tg} \beta \cdot z. \quad (3.51)$$

Ввиду эквивалентности кинематических соотношений, все положения о неравномерности подачи насосов, разобранные применитель-

по кривошипному приводу, действительны и для аксиально-поршневых гидромашин. Преимущественное использование в гидропередачах требует от роторно-поршневых насосов хорошо выровненной подачи, поэтому как правило для них  $z = 7 \div 9$ .

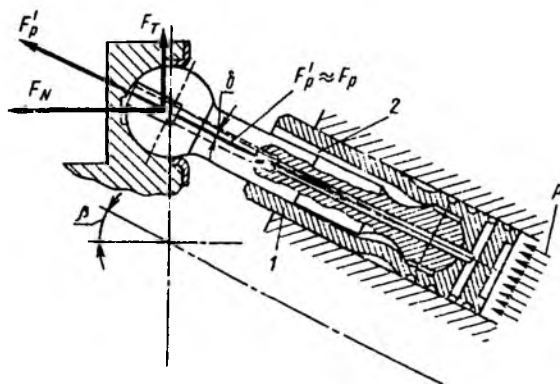


Рис. 3.32 Поршень аксиально-поршневой машины с шатуном

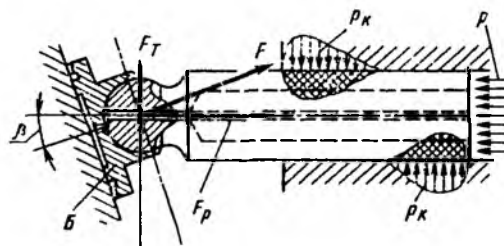


Рис. 3.33. Поршень аксиально-поршневой машины с башмаком

Рассматривая кинематические схемы на рис. 3.34 и рис. 3.35 совместно с рис. 3.32 и 3.33, где показаны силы, действующие на поршни, можно составить выражения момента силы от действия одного поршня относительно оси вращения:

для гидромашин с наклонным блоком

$$M_{T,п} = F_T Oc = pS (D_p \sin \beta/2) \sin \alpha;$$

для гидромашин с наклонным диском

$$M_{T,п} = F_T Oc = pS (D_{п} \operatorname{tg} \beta/2) \sin \alpha.$$

Эти формулы при учете специфики приведенных выражений  $h$  хода поршней аксиально-поршневых гидромашин, идентичны выражению (3.43). Суммирование  $M_{T,п}$  приводит к выражению для среднего значения момента, аналогичному (3.41):

$$M_T = p_n V_0 / (2\pi). \quad (3.52)$$

В данном случае сохраняются в силе и все положения о пульсациях момента около его среднего значения, приведенные в п. 3.15. Рассматривая механизм преобразования момента, приложенного к валу насоса, в осевую силу поршня, вытесняющего жидкость или

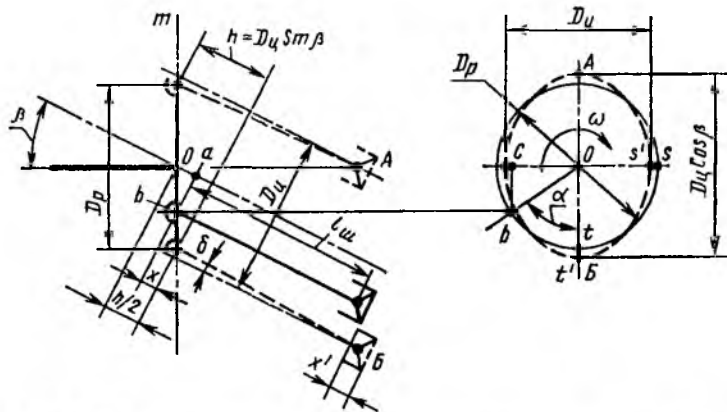


Рис. 3.34. Кинематическая схема гидромашины с наклонным блоком

преобразования осевой силы давления в момент на валу гидромотора, можно видеть, что этот процесс в аксально-поршневых гидромашинах двух рассмотренных типов неодинаков.

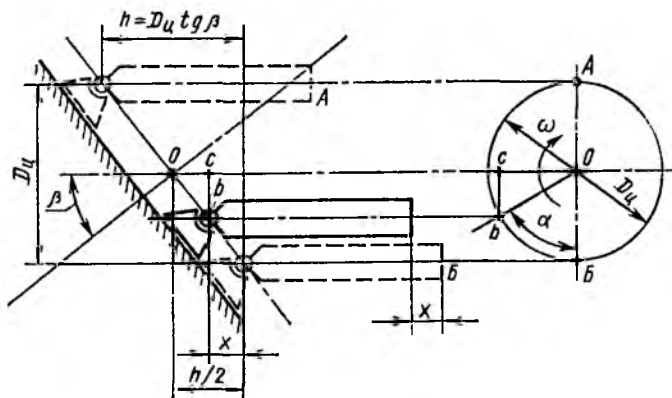


Рис. 3.35. Кинематическая схема гидромашины с наклонным диском

В гидромашине с наклонным блоком сила  $F'_p$  (см. рис. 3.32) направлена по оси шарнирно-опертого шатуна, который, как показано на рис. 3.32 и 3.34, отклоняется от оси цилиндра на малый угол  $\delta$ , и поэтому образует весьма малую боковую составляющую, которая определяет малые силы трения поршня о стенку цилиндра.

В гидромашине с наклонным диском (см. рис. 3.33) поршень шарнирно опирается на наклонную поверхность, реакция которой  $F$  дает осевую составляющую  $F_p$ , уравнивающую силу давления жидкости, и боковую составляющую  $F_T$ , образующую, как показано выше, момент  $M_{T,ц}$ . Консольное приложение  $F_T$  приводит к возникновению пятен контакта между поршнем и цилиндром. Контактные силы  $p_k$  образуют момент в подвижной заделке поршня в цилиндре, уравнивающий внешний момент силы  $F_T$ . Значительные контактные силы  $p_k$  обуславливают и более существенные силы трения, поэтому механический КПД у гидромашин с наклонным блоком выше, чем у гидромашин с наклонным диском. Особенно сильно это сказывается на работе гидромоторов, у которых частота вращения должна изменяться в широких пределах. При малом значении  $n$ , когда скорость поршня мала, между ними и цилиндрами возникает граничное трение. Момент трения увеличивается, что вызывает неравномерность вращения гидромоторов с наклонным диском уже при достаточно высоких  $n \approx 25 \div 50$  1/мин.

Рост контактных нагрузок ограничивает угол отклонения  $\beta$  наклонного диска величиной  $15 \div 18^\circ$ . У гидромашин с наклонным блоком значение  $\beta$  ограничено только условиями конструкции и составляет обычно  $\beta = 25 \div 30^\circ$  (в пределе до  $40^\circ$ ). Следовательно, согласно выражениям (3.50) и (3.51) в машинах с наклонным блоком для получения заданного  $V^0$  можно применить поршни меньшего диаметра и меньший диаметр  $D_{ц}$ , что ведет к относительному сокращению размеров рабочих органов в целом.

Однако качающий узел гидромашин с наклонным блоком (см. рис. 3.29 и 3.32) имеет и существенный недостаток. Сферические головки 12 шатунов 10 опираются на ведущий диск 2, представляющий консольный конец вала 1. Приложенные к диску 2 осевые силы  $F_N$  и консольные боковые силы  $F_T$  сильно нагружают подшипники 13. Это приводит к громоздкому подшипниковому узлу (поз. 13 на рис. 3.29 и поз. 14 на рис. 3.30), равному по размерам качающему узлу гидромашин.

В гидромашине с наклонным диском (см. рис. 3.31) подшипники нагружены суммой сил  $F_T$ , равнодействующая которых приложена в точке  $O$  между подшипниками 14 и 3, поэтому их нагрузка относительно мала. Осевые силы давления передаются непосредственно корпусным деталям — корпусу 21 через люльку 12 и крышке корпуса 2 — через башмаки 10 поршней и распределитель 18, представляющие гидростатические опоры, успешно работающие при высоких давлениях и скоростях скольжения. Гидростатический башмак  $B$  (см. рис. 3.33) устроен так же, как ранее рассмотренный в радиально-поршневом насосе (см. рис. 3.26). Его подъемная гидростатическая сила подчиняется зависимости (3.42). Из-за отсутствия центробежных сил работа башмаков в аксиально-поршневых машинах более благоприятна, чем в радиально-поршневых, и они не нуждаются в большом опорном поясе. Благодаря облегчению подшипников и соосности вала с поршнями, машины с наклонным диском меньше по габаритным размерам и более удобны при встраивании в агрегаты, чем



машины с наклонным блоком. В малых гидрелиниях с наклонным диском, рассчитываемых на использование при небольших частотах вращения и давлении ( $p_n < 20$  МПа) применяют поршни, имеющие точечный контакт с наклонным диском, аналогичные поршню 6 (см. рис. 3.23).

Устранение гидростатических опор обеспечивает некоторое уменьшение объемных потерь, особенно при работе на маловязких жидкостях, поэтому гидромоторы такого типа имеют лучшую равномерность вращения при малых частотах по сравнению с гидромоторами с гидростатическими башмаками.

Как указывалось выше для радиально-поршневых машин опора поршней, представляющая наклонный диск, должна, во избежание быстрого изнашивания головок поршней из-за проскальзывания, свободно вращаться на радиально-упорном подшипнике, подобно вращающемуся статору 3 (см. рис. 3.23).

Система распределения аксиально-поршневых гидромашин. Важнейшим узлом роторно-поршневых гидромашин является система распределения. В аксиально-поршневых машинах как правило применяют системы распределения торцового типа (см. рис. 3.29, 3.30 и 3.31) образованные торцом (поз. 6, рис. 3.29; поз. 10, рис. 3.30; поз. 8, рис. 3.31) блока цилиндров, на поверхность которого открываются окна (поз. 25, рис. 3.29; поз. 11, рис. 3.30; поз. 6, рис. 3.31) цилиндров, и торцом (поз. 5, рис. 3.29; поз. 9, рис. 3.30; поз. 7, рис. 3.31) распределителя (поз. 7, рис. 3.29; поз. 8, рис. 3.30; поз. 18, рис. 3.31).

Функции системы распределения многообразны. Она является упорным подшипником, воспринимающим сумму осевых сил давления от всех цилиндров; переключателем соединения цилиндров с линиями  $p_1$  и  $p_2$ ; вращающимся уплотнением, разобщающим линии  $p_1$  и  $p_2$  одну от другой и от окружающих полостей.

Поверхности, образующие систему распределения, должны быть взаимно центрированы, а одна из них (обычно поверхность блока) должна обладать небольшой свободой самоориентации для образования слоя смазки.

В схеме на рис. 3.29 это обеспечивается люфтом между втулкой 11 и осью 4 блока, а также сферической формой поверхностей 5 и 6 системы распределения. В машине, изображенной на рис. 3.30, эти функции выполняет подшипник качения 6, а в машине на рис. 3.31 — подвижное эвольвентное шлицевое соединение 13 между блоком и валом. Для предотвращения раскрытия стыка системы распределения под действием момента центробежных сил поршней во всех машинах предусмотрен центральный прижим блока пружинами (поз. 3 на рис. 3.29; поз. 7 на рис. 3.30; поз. 20 на рис. 3.31).

На рис. 3.36, а показан торец 1 блока цилиндров с окнами 2 цилиндров, а на рис. 3.36, б, в — торец 5 распределителя с двумя полукольцевыми полостями 3, одна из которых соединена с линией  $p_1$ , а другая — с линией  $p_2$  (поз. 19 на рис. 3.31). Полости 3 разделены перемычками 4 (рис. 3.36, б предоставляет насосный вариант с асимметричной перемычкой 4, а рис. 3.36, в — вариант гидромотора

с симметричной перемычкой). При вращении блока окна 2 (на рис. 3.36, б и в окна показаны тонкой линией) перемещаются над полостями 3 и соединяются попеременно с обеими линиями. Проходу над перемычками соответствуют мертвые точки А и В (см. рис. 3.29, 3.31 и 3.36), в которых скорость поршня равна нулю. Начало соединения окон 2 (рис. 3.36) с полостями 3 осуществляется через дросселирующие канавки 6. Ширину полостей 3 и их уплотняющих поясков 7 выбирают так, чтобы силы гидростатического давления

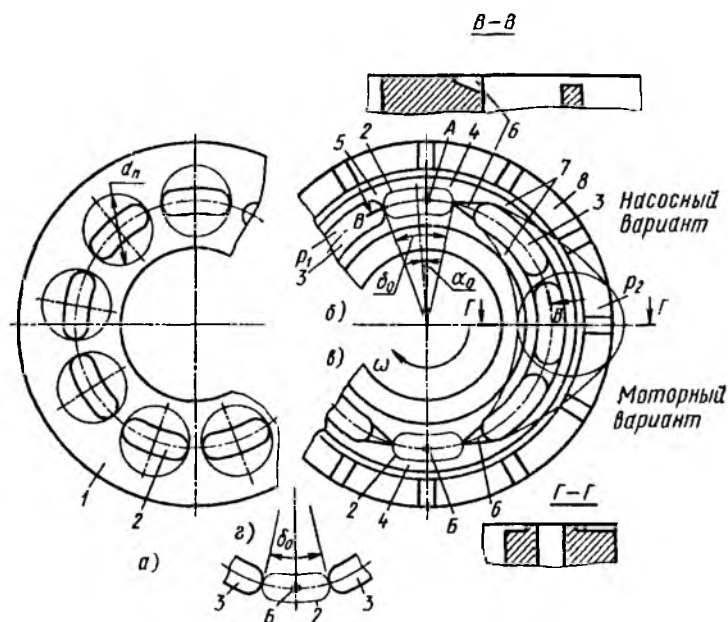


Рис. 3.36. Торцовая система распределения аксиально-поршневых гидромашин

жидкости со стороны полостей и уплотняющих зазоров почти полностью уравнивали сумму сил давления жидкости на дно 5 цилиндров блока (рис. 3.31). Как и на папке радиально-поршневой машины (см. рис. 3.24 и 3.26, а) для надежной работы нужно, чтобы доля гидростатического уравнивания сил составляла в среднем 96—98%. Неуравновешенная часть сил воспринимается гидродинамическим подшипником — опорным поясом 8 (см. рис. 3.36).

### 3.18. Индикаторная диаграмма и баланс энергии роторно-поршневых гидромашин

Индикаторная диаграмма роторно-поршневого насоса показана на рис. 3.37. Принципиально она отличается от диаграмм клапанных поршневых насосов (см. рис. 3.10) отсутствием процессов запаздыва-

ния клапанов. Форма диаграммы на рис. 3.37 определяется главным образом процессами смены давления в цилиндрах при проходе их окон 2 (см. рис. 3.36) над перемычками 4 распределителя. Этим процессам соответствует проход поршней через область мертвых точек  $A$  и  $B$ , где скорость их близка нулю.

В простейшей системе распределения с перемычкой, симметричной относительно мертвой точки (см. рис. 3.36,  $z$ ) и точно соответствующей углу  $\delta_0$  раскрытия окна переключение соединения окна 2 с полостями  $p_1$  и  $p_2$  происходит практически мгновенно. Скорость изменения давления в цилиндре определяется при этом в основном

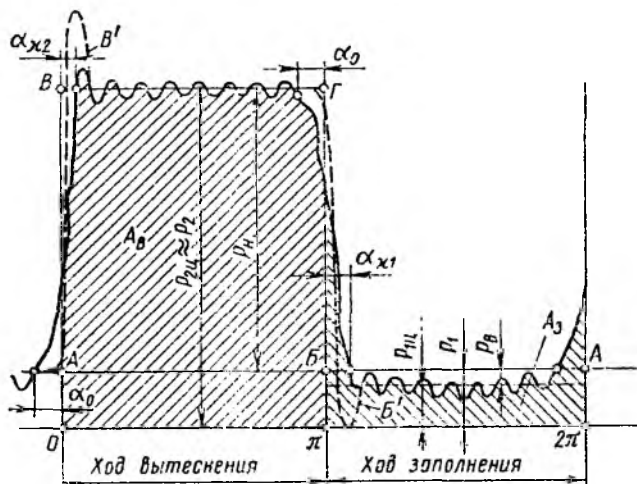


Рис. 3.37. Индикаторная диаграмма  $p = f(\alpha)$  роторно-поршневого насоса

упругостью жидкости. При соединении цилиндра с полостью высокого давления  $p_2$  жидкость в нем сжимается при практически неподвижном поршне в результате втекания через открывающуюся щель окна порции высоконапорной жидкости. При соединении с областью  $p_1$  жидкость в цилиндре расширяется, в результате чего из него в полость низкого давления вытекает некоторый объем расширения.

Если площадь соединения окон цилиндров с полостями распределителя нарастает быстро, то процессы смены давления также протекают быстро и индикаторная диаграмма получается близкой (см. штриховую линию на рис. 3.37) к прямоугольнику  $ABGB$ , но с пиками давления ( $B'$  и  $B''$ ). Быстрые процессы изменения давления сопровождаются скачкообразным изменением сил, действующих на механизм машины, и вызывают вибрацию и шум. Поэтому простейшие системы распределения применимы только в гидромашинах низкого давления при малых  $n$  ( $p_n \leq 10$  МПа;  $n \leq 1500$  мин<sup>-1</sup>).

В современных высокооборотных гидромашинах, используемых при высоком давлении, стремятся замедлить изменение давления в цилиндрах. Например, перемычки 4 (см. рис. 3.36, б) распределителя насоса смещают против направления вращения машины на угол  $\alpha_0$  опережения и на них выполняют дросселирующие канавки 6, позволяющие регламентировать по углу поворота изменение площади соединения окон с полостями 3. В результате у насосов давление в цилиндрах начинает изменяться, не доходя до мертвых точек, а сам процесс изменения замедляется. У гидромоторов (см. рис. 3.36, в), направление вращения которых переменное, распределители всегда симметричны, но благодаря дросселированию  $\pi$  в них удается замедлить изменение давления в цилиндрах.

Эти мероприятия снижают пики давления, шум и вибрацию, однако ведут с ростом давления и частот вращения к увеличению неравномерности подачи  $\sigma$  и вызывают пульсации давления в трубах, накладывающиеся на средние значения  $p_{2ц}$  и  $p_{1ц}$  (см. рис. 3.37), что, в свою очередь, усиливает вибрацию и шум. Из сказанного следует, что нарастание вибрационных процессов с ростом  $p$  и  $n$  ограничивает увеличение рабочих давлений и частот вращения гидромашин, а следовательно, и возможность повышения их энергоемкости. Сказанное в равной степени относится и к радиально-поршневым гидромашинам, поэтому на рис. 3.24 можно видеть, что для улучшения процесса смены давления, перемычки цапфенного распределителя смещены по углу на  $\alpha_0$  и снабжены дросселирующими канавками 6.

Как и в поршневых гидромашинах (см. п. 3.7) индикаторная диаграмма роторно-поршневых гидромашин (см. рис. 3.38) позволяет определить работу одного цикла  $A = A_v - A_z$ , совершенную поршнем в цилиндре, найти индикаторную мощность  $N_{и} = Azn$  и определить КПД рабочего процесса гидромашин  $\eta_{п} = Qp_{и}/N_{и}$  и механический КПД  $\eta_{м} = N_{и}/N_{н}$ .

Значения полного КПД  $\eta = \eta_{м}\eta_{п}$  роторно-поршневых гидромашин велики и достигают при средних эксплуатационных давлениях  $p_{и} = 16 \div 30$  МПа — 0,92 — 0,93 для гидромашин с наклонным блоком и 0,89 — 0,91 для гидромашин с наклонным диском и радиально-поршневых.

Коэффициент подачи  $\epsilon$  рассматриваемых гидромашин зависит главным образом от компрессионных явлений ( $q_x$ ) и наружных утечек ( $q_y$ ) через неплотности рабочих органов. Некоторое обычно незначительное снижение подачи  $q_0$  дает и применение углов опережения  $\alpha_0$ , так как при этом уменьшается используемая доля хода поршня.

Места наружных утечек показаны на рис. 3.31. Это утечки  $q_p$  через систему распределения,  $q_{п1}$  — через зазор между поршнем и цилиндром,  $q_{п2}$  — через сферический шарнир поршня и  $q_6$  через гидростатический башмак.

При средних эксплуатационных давлениях для гидромашин с наклонным блоком

$$\epsilon = (Q_n - q_y - q_x - q_0)/Q_n = 0,95 \div 0,97$$

и для гидромашин с наклонным диском  $\varepsilon = 0,93 \div 0,95$ . Меньшее значение  $\varepsilon$  и соответственно меньшая жесткость характеристики подачи для гидромашин с наклонным диском обусловлены утечками  $q_8$  через башмаки и часто ббльшим мертвым объемом.

Трудности заполнения длинных поршней (поз. 17 на рис. 3.31) этих гидромашин легким и жестким материалом заставляет часто оставлять их незаполненными. Это резко увеличивает мертвый объем, и соответственно снижает коэффициент подачи.

Из индикаторной диаграммы (см. рис. 3.37) можно видеть, что при ходе заполнения, когда жидкость из подводящего канала должна «на ходу» втекать в движущееся окно цилиндра, имеют место ощутимые потери давления  $p_v$ . Их величина интенсивно нарастает с частотой вращения. Это ведет к ухудшению  $\eta_n$  и при малом  $p_1$  служит причиной кавитационного нарушения работы машины.

Рассмотрев свойства основных типов роторно-поршневых гидромашин, можно сделать выводы о возможностях их применения.

Радиально-поршневые насосы можно изготавливать без подшипников качения для рабочих органов, уравнивая их целиком гидростатически (см. рис. 3.24), поэтому на чистой жидкости они способны длительно работать при весьма высоких давлениях. У них легко регулируется величина  $V_0$ . Однако частоты вращения этих насосов ограничены центробежными силами, а момент инерции ротора и радиальные габаритные размеры машин относительно велики. Поэтому радиально-поршневые гидромашинны редко используются в качестве быстроходных гидромоторов и хорошо зарекомендовали себя как высокоэкономичные регулируемые насосы высокого давления стационарных гидросистем.

Акснально-поршневые гидромашинны с наклонным диском наиболее просты в изготовлении, благоприятны по нагруженности подшипников, имеют малые габаритные размеры и удобную для встраивания форму, легко регулируются, однако уступают другим типам роторно-поршневых гидромашин по КПД. Их область применения — насосы и гидромоторы подвижных комплексов.

Гидромашинны с наклонным блоком имеют высокий КПД и хорошую жесткость характеристики. Однако регулируемые насосы этого типа (см. рис. 3.29, б) велики по габаритным размерам. Нерегулируемые и регулируемые гидромоторы этого типа (см. рис. 3.29, а и рис. 3.38) из-за малых механических потерь и утечек имеют наиболее широкий диапазон устойчивых частот вращения и высокого КПД, хотя и уступают по удобству встраивания гидромашинам с наклонным диском. Поэтому гидромашинны с наклонным блоком благодаря хорошей жесткости характеристик и значению КПД применяют в следящих гидроприводах высокой точности. В последние годы ширится распространение гидропередат подвижных комплексов, состоящих из насосов с наклонным диском и гидромоторов с наклонным блоком, представляющих оптимальное сочетание по встраиваемости, КПД и диапазону частот вращения на выходном валу.

### 3.19. Регулирование роторно-поршневых гидромашин

Регулируемый реверсивный насос с наклонным диском показан на рис. 3.31. Люлька 12 с наклонным диском 11, вращаясь на подшипниках 16 способна изменять угол наклона  $\beta$  и тем самым ход  $h = D_{ц} \text{tg} \beta$  поршней. Поворот люльки производится за внешний валик регулирования 15.

Регулируемый насос с наклонным блоком показан на рис. 3.29, б. Его ходовая часть такая же, как и в нерегулируемой однотипной машине (см. рис. 3.29, а). На рис. 3.29, б блок цилиндров 24 с поршнями 8 размещен в поворотной люльке, состоящей из лап 4' и крышки 4'', несущей распределитель 7. Через каналы 23 и 22 в крышке 4'' и 21 в лапах 4' жидкость подводится к блоку цилиндров и отводится от него через каналы 15 цапфы 16 несущей подшипники 17 люльки. Места поворота уплотнены торцовыми уплотнителями 14. Насос, показанный на рис. 3.29, б, предназначен для работы без подпора на входе (в условиях самовсасывания) и, следовательно, нереверсивен. Поэтому канал 23 в люльке открыт непосредственно в корпус, служащий подводящей камерой.

При подпоре на входе в реверсивной гидромашине для замкнутых гидросистем каналы 21 и 22, а также обе цапфы 16 одинаковы и используются как для подвода, так и для отвода жидкости. Для регулирования угла наклона люльки предназначен палец 20 на лапе 4'. Поршень 18 вспомогательного гидроцилиндра, установленного в крышке корпуса насоса поворачивает люльку вилкой 19 за палец 20 около оси  $O - O$ , изменяя величину и направление подачи.

Регулируемый гидромотор, изображенный на рис. 3.38 имеет распределитель 2, скользящий по цилиндрическому пазу 7 в крышке 6 корпуса. Перестановка распределителя и тем самым изменение угла отклонения блока 1 цилиндров производится поршнем 4 управляющего гидроцилиндра 3. Угол отклонения уменьшается от 25 до 7° по мере снижения давления в полости 5, присоединенной к линии высокого давления  $p_2$  гидропередачи. Минимальный угол отклонения блока в гидромоторе ограничен из-за возможности самоторможения (заклинивания рабочих органов) при малых  $\beta$ . Так как давление  $p_2$  снижается при уменьшении момента сопротивления на валу гидромотора, при таком регулировании и неизменности подводимого к гидромотору расхода  $Q$  это ведет согласно выражению (3.15) к возрастающей частоте вращения выходного вала. Таким образом, регулируемый гидромотор позволяет наилучшим образом использовать мощность двигателя при изменяющемся моменте нагрузки.

Простейшая автоматическая система для изменения отклонения люльки насоса показана на рис. 3.30. Регулируемый нереверсивный насос служит для наполнения гидропневматического аккумулятора самолетной гидросистемы. Его люлька 1 при работе отклонена до предела пружинной 2, размещенной на подвижном гидроцилиндре 3. Неподвижный поршень 4 гидроцилиндра соединен каналом 5 с полостью  $p_y$  управляющего клапана 16. К клапану подведена жидкость

под давлением  $p_2$ . Когда  $p_2$  достигает заданного значения, клапан 16 открывается и начинает пропускать небольшой расход  $q_y$  через дроссель 15 в полость слива. При этом в полости клапана устанавливается давление  $p_y$ , пропорциональное  $p_2$ . Под действием  $p_y$  цилиндр 3 смещается, сжимая пружину 2, и уменьшает отклонение люльки, а следовательно, и подачу насоса. Подбором характеристик клапана 16 и дросселя 15 можно изменять диапазон  $p_2$ , в котором происходит изменение  $0 \leq \beta < \beta_{\max}$ . Таким образом, благодаря автоматическому регулятору — ограничителю давления — можно экономить мощность, расходующую на привод насоса, переводя его на режим холостого хода. Такие регуляторы прямого действия применяют в малых насосах ( $V_0 < 20 \text{ см}^3$ ), у которых усилие для перестановки люльки мало.

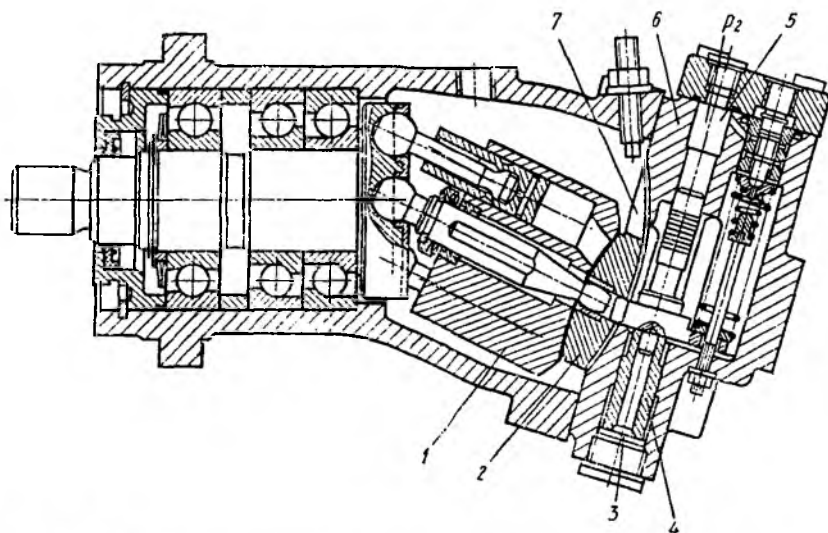


Рис. 3.38. Регулируемый аксиально-поршневой гидромотор с наклонным блоком

Отклонение люльки в крупных ( $V_0 > 30 \text{ см}^3$ ) регулируемых роторно-поршневых насосах производится при помощи вспомогательных следящих гидроприводов. Пример такой системы описан в п. 3.38.

Радиально-поршневые гидромашинны управляются так же, как и аксиально-поршневые. Например, статорное кольцо 11 насоса (см. рис. 3.24) смещается гидроцилиндрами посредством толкателей 16. В системах, не нуждающихся в непрерывном и быстром регулировании распространены простейшие винтовые и червячные механизмы для эпизодического изменения рабочего объема гидромашин вручную. Такой винтовой механизм для регулирования рабочего объема радиально-поршневого насоса обозначен на рис. 3.23 позицией 20.

### 3.20. Кавитация в роторно-поршневых насосах

Процесс развития кавитации в цилиндрах роторно-поршневого насоса и условия возникновения кавитационного снижения его подачи аналогичны описанным в п. 3.10. Как и для поршневого насоса, связь между давлением  $p_1$  перед входом в насос и его максимальной частотой вращения  $n$  устанавливается уравнением типа (3.34).

Отличие заключается в том, что, во-первых, вместо потери  $p_k$  во всасывающем клапане, в роторном насосе существует потеря  $p_b$  (см. рис. 3.37) втекания жидкости во вращающееся с блоком цилиндров окно цилиндра. Эти потери велики и зависят как от расхода  $Q_{ц}$ , пропускаемого окном, так и от окружной скорости  $u_0$  окна. Вторым возможным отличием является действие центробежных сил в направлении втекания, содействующих заполнению цилиндров, если они расположены наклонно или радиально (см. рис. 3.32 и 3.24).

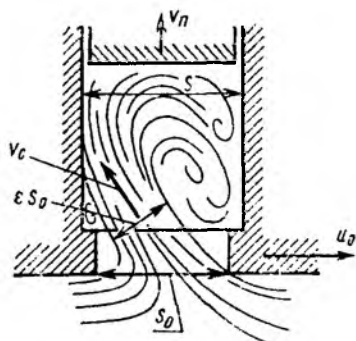


Рис. 3.39. Схема втекания жидкости в окно цилиндра роторно-поршневого насоса

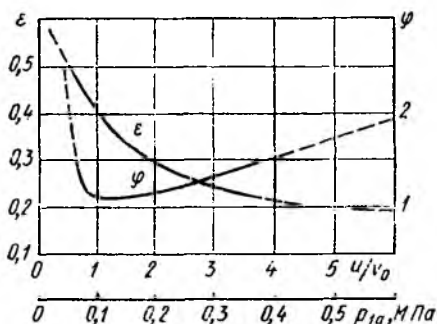


Рис. 3.40. Изменение коэффициента сжатия струн при втекании во вращающееся отверстие

Схема втекания жидкости в окно цилиндра, имеющее площадь  $S_0$  и вращающееся с окружной скоростью  $u_0$  представлена на рис. 3.39. При этом площадь струи меньше площади  $S_0$  и это отличие, характеризуемое коэффициентом сужения  $\epsilon$ , зависит, по исследованиям С. С. Руднева, от отношения  $u_0/v_0$ . Расход, протекающий в окно  $S_0$  цилиндра в критических условиях согласно выражениям (3.35) и (3.38)  $Q_{ц} = \varphi(h\omega/\pi) S$ . Следовательно

$$\frac{u_0}{v_0} = \frac{D_0 \omega}{2} \frac{S_0}{Q_{ц}} = \frac{D_0 \pi S_0}{2 \pi \varphi S}, \quad (3.53)$$

где  $D_0$  — диаметр размещения окон.

График С. С. Руднева зависимости  $\epsilon = f(u_0/v_0)$  приведен на рис. 3.40. Потеря  $p_b$  втекания равна полной потере кинетической энергии струи, втекающей в цилиндр со скоростью  $v_c$ . Так как  $v_c S_0 \epsilon = v_n S$ ,

$$p_b = \rho \frac{v_c^2}{2} = \left( \frac{S}{S_0 \epsilon} \right)^2 \rho \frac{v_n^2}{2}.$$



Для критических условий, принимая во внимание выражения (3.35), (3.37) и (3.38), получим

$$p_{\text{вmax}} = \varphi^2 \left( \frac{S}{S_0 e} \right)^2 \frac{\rho}{2} v_{\text{п. ср}}^2 \quad (3.54)$$

Зависимость  $\varphi = f(p_{1a})$  коэффициента критической скорости (см. п. 3.10) от абсолютного давления  $p_{1a}$  перед входом в насос приведена на рис. 3.40. Повышение давления, препятствующее кавитации и порождаемое полем центробежных сил при переходе жидкости с диаметра  $D_0$  входа в окна на диаметр  $D_{\text{п}}$  расположения поршня (см. рис. 3.24), учитывая выражение (3.35),

$$p_{\omega} = \left( \frac{\pi}{h} \right)^2 \frac{(D_{\text{п}}^2 - D_0^2)}{4} (\rho/2) v_{\text{п. ср}}^2.$$

Уравнение Бернулли, аналогичное уравнению (3.34), составленное для сечения 1—1, где абсолютное давление  $p_{1a}$ , и полости цилиндра, в которой при критических условиях давление  $p_{1ц} \approx p_{\text{н.п}}$  (см. рис. 3.14), имеет вид

$$p_{1a} - p_{\text{н. п}} = \varphi^2 \frac{\rho}{2} v_{\text{п. ср}}^2 + p_{\text{вmax}} + p_{\text{п1}} - p_{\omega}, \quad (3.55)$$

где  $p_{\text{п1}}$  — потери давления в подводящем канале насоса от сечения 1—1 до входа в окно цилиндра:

$$p_{\text{п1}} = \left( \frac{S}{S_1} \frac{z}{2} \right)^2 \zeta_1 \frac{\rho}{2} v_{\text{п. ср}}^2,$$

$S_1$  — площадь подводящего канала перед входом в окна цилиндров;  $\zeta_1 \approx \approx 1,2 \div 1,5$ .

Используя выражение членов уравнения Бернулли (3.55) и подставляя их, получим

$$p_{1a} - p_{\text{н. п}} = \frac{\rho}{2} v_{\text{п. ср}}^2 \left\{ \varphi^2 \left[ 1 + \left( \frac{S}{S_0 e} \right)^2 \right] + \left( \frac{S}{S_1} \frac{z}{2} \right)^2 \zeta_1 - \right. \\ \left. - \left( \frac{\pi}{h} \right)^2 \frac{(D_{\text{п}}^2 - D_0^2)}{4} \right\} = \frac{\rho}{2} v_{\text{п. ср}}^2 C. \quad (3.56)$$

Величину  $C$ , характеризующую сопротивление линии от входа в насос до полости цилиндра, назовем коэффициентом кавитации роторно-поршневого насоса.

Используя выражения (3.56) и (3.35), можно определить максимально допустимую угловую скорость при заданном давлении перед входом в насос:

$$\omega_{\text{max}} = \frac{1}{\sqrt{C}} \frac{\pi}{h} \sqrt{\frac{\rho}{2} (p_{1a} - p_{\text{н. п}})}. \quad (3.57)$$

Эта формула описывает сводный график критических режимов (рис. 3.13, в), являющийся наиболее полной кавитационной характеристикой насоса.



верхней мертвой точки  $A$  — максимален. За один оборот ротора из области с давлением  $p_1$  в область с давлением  $p_2$  переносятся  $z$  объемов, характеризуемых разностью максимальной  $abb'a'$  и минимальной  $cdd'c'$  площадей между пластинами. Приблизительно разность этих площадей можно представить как участок кольца  $fgg'f'$  со средним радиусом  $R = R_{\text{ср}} = r_a + e$  и шириной  $2e$ , за вычетом толщины пластины  $\Delta$ . Тогда максимальный объем между пластинами

$$V_{\text{к}} = (fgg'f') b = [(2\pi R/z - \Delta) 2eb],$$

где  $b$  — ширина статора.

При этом рабочий объем машины

$$V_0 = V_{\text{к}} z = 2eb (2\pi R - \Delta z).$$

Для точного определения объема  $V_0$  следует рассматривать истинные максимальную  $abb'a'$  и минимальную  $cdd'c'$  площади, характеризующие объем, переносимый из области с давлением  $p_2$  в область с давлением  $p_1$  через перемычку в области точки  $B$ . Уточненное выражение рабочего объема имеет вид

$$V_0 = 2eb (k2\pi R_{\text{ср}} - \Delta z), \quad (3.58)$$

где  $k$  — коэффициент уточнения, получаемый из рассмотрения точного закона перемещения пластин при вращении ротора:

$z$ . . . . .	3	5	7	9	11
$k$ . . . . .	0,827	0,936	0,968	0,980	0,986

Если полости  $\delta$  под пластинами соединены при вдвижении пластин с окном  $5$  высокого давления  $p_2$  и при выдвигании с окном  $4$  низкого давления  $p_1$ , то они при движении пластин образуют цилиндры радиально-поршневого насоса и производят подачу жидкости. Рабочий объем такого насоса будет больше, чем у рассмотренного на объем  $q_{\text{н}} = 2eb\Delta z$ , описываемый пластинами, и составит

$$V_0 = 4\pi k e b R_{\text{ср}}. \quad (3.59)$$

Рассматривая треугольник  $OO'T$ , который определяет закон выдвигания пластин  $x = f(\alpha)$ , можно видеть, что он аналогичен такому же треугольнику скелетного механизма радиально-поршневой машины (см. рис. 3.25). Значит, зависимость  $x = f(\alpha)$  в рассматриваемом случае такая же, как и для поршневых гидромашин, и вытеснение жидкости пластинами при их перемещении по перемычкам происходит согласно закономерностям (3.16) и (3.17). Поэтому для пластинчатых гидромашин неравномерность подачи  $\sigma = f(z)$  согласно выражению (3.24) такая же, как и для поршневых, и число пластин в машинах однократного действия всегда выбирают нечетным.

При работе пластины должны быть прижаты к статорному кольцу. Начальный прижим пластин в насосе обычно осуществляется под действием центробежных сил и иногда пружин, а рабочий прижим производится под действием гидростатических сил давления жидкости на внутренние торцы пластин из полостей  $\delta$ . В насосах, предназначенных для работы при более высоких давлениях ( $p_{\text{н}} \approx 14 \div 16$

МПа), как правило, эти полости сообщают соответственно с окнами высокого и низкого давления, как было описано выше. Не трудно видеть, что этим, кроме увеличения рабочего объема, достигается и частичное гидростатическое уравнивание пластин, благодаря которому уменьшаются контактные нагрузки между пластинами и статором и увеличивается механический КПД. Эти мероприятия усложняют конструкцию насоса. В насосах среднего и низкого давления ( $p_n \leq 7$  МПа) во все полости *b* подводят жидкость под высоким давлением  $p_2$ , что упрощает конструкцию, но повышает объемные и механические потери в области низкого давления.

Необходимость использования центробежных сил для выдвигания пластин ограничивает максимальную частоту вращения пластинчатых насосов значением  $n_{\min} > (0,4 \div 0,6) n_{\max}$ . Особенно важно это в начальный период после пуска насоса, когда рабочая жидкость еще холодна и ее вязкость велика.

Под действием полной разности давлений  $p = p_2 - p_1$  на рабочую поверхность вытесняющей пластины и силы трения на ее скользящей кромке пластина изгибается. При этом создается момент, заземляющий ее в пазу ротора. Во избежание быстрого изнашивания пластин и заклинивания их в пазах максимальный вылет пластин  $2e$  должен быть меньше, чем часть пластины, погруженная в ротор. Это ограничивает возможность увеличения объема  $V_0$  при заданном  $R_c$  путем увеличения  $e$ .

Трение пластин о статор ограничивает вместе с возможностью кавитационного снижения подачи максимальную частоту вращения и, следовательно, максимальную подачу насоса.

Регулируемый пластинчатый насос показан схематически на рис. 3.42. Окна 10 и 5 подвода и отвода жидкости выполнены в боковых неподвижных крышках корпуса, между которыми может перемещаться, скользя в направляющих 11 и 4, кольцо статора 12. При этом изменяются эксцентриситет  $e$  и, согласно выражению (3.59) рабочий объем  $V_0$ . Переход центра  $O'$  статора через центр  $O$  вращения ротора изменяет знак  $e$  и ведет к изменению направления подачи. Статор перемещается толкателями 7 и 14.

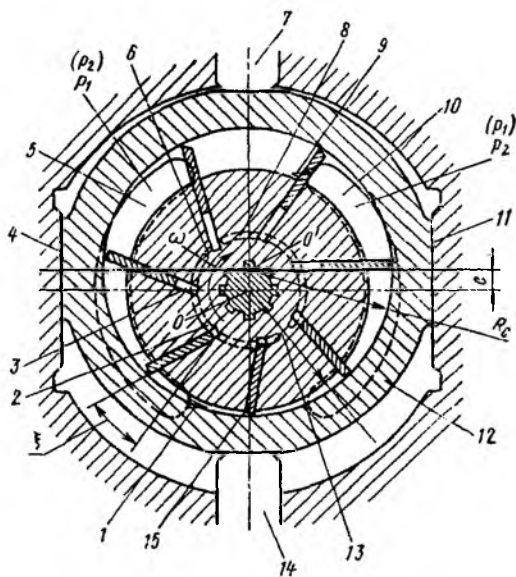


Рис. 3.42. Регулируемый пластинчатый насос однократного действия

Для уменьшения контактных сил между пластинами и статором в насосе применена гидростатическая разгрузка. Для этого в боковых крышках корпуса выполнены полукольцевые пазы 8 и 2, разделенные перемычками 6 и 13. Каждый из пазов соединен с ближайшим к нему окном и с полостями 3 под пластинами, поэтому полости 3 используются для подачи жидкости. При скошенных кромках 15 пластин они частично разгружаются от радиальных сил прижима к статору, так как давление под пластиной частично уравновешивается таким же давлением со стороны ее наружного торца. Для ослабления изгиба пластин они наклонены вперед по направлению вращения на угол  $\xi$ . Для снижения шума соединения рабочих камер между пластинами с полостями, находящимися под давлениями  $p_2$  и  $p_1$ , производится постепенно через дросселирующие канавки 1 и 9.

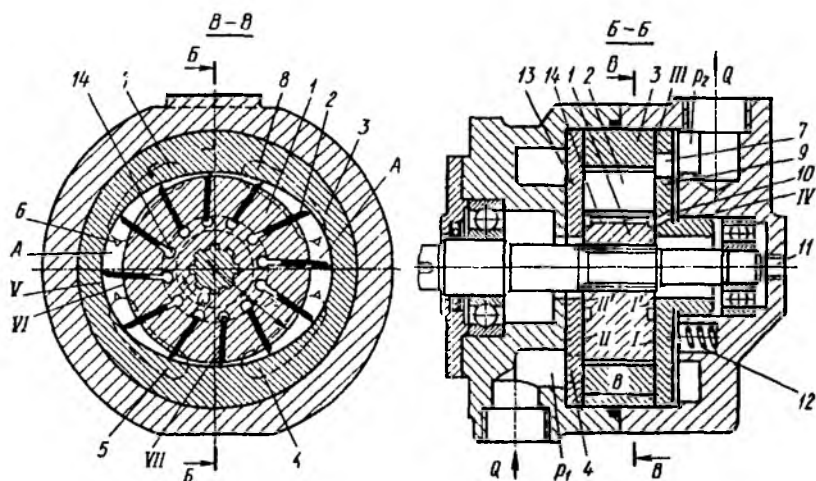


Рис. 3.43. Пластинчатый насос двукратного действия

Насосы такого типа используются при давлениях 10—12 МПа. Ограниченность давления обусловлена контактными нагрузками между пластинами и статором, а также односторонней нагрузкой ротора силами давления со стороны полости, находящейся под давлением  $p_2$ . Эти силы нагружают подшипники и при больших значениях  $p_n$  ограничивают срок их службы.

Полной уравновешенности ротора удается достигнуть в пластинчатых машинах двукратного действия (рис. 3.43). В них ротор 1 с пластинами 2 охвачен статором 3 специального профиля. Число пластин  $z$  четное (не меньше 8). За один оборот две любые соседние пластины совершают два рабочих цикла, перемещая жидкость из окна 5 в окно 7 через перемычку А и потом из окна 8 в окно 4 через перемычку А'. Окна 4 и 7, а также 5 и 8 соединены попарно между собой и далее с подводящей ( $p_1$ ) и отводящей ( $p_2$ ) полостями.

Схемы рабочих органов насосов двукратного действия показаны на рис. 3.44 (схема а соответствует насосу, изображенному на рис.

3.43). Профиль участков статора между перемычками  $\delta_{n1}$  и  $\delta_{n2}$  описан лекальными кривыми, обеспечивающими плавное изменение скорости пластин в относительном движении во избежание ударов их о статор. Участки статора  $\delta_{n1}$  и  $\delta_{n2}$ , соответствующие перемычкам,

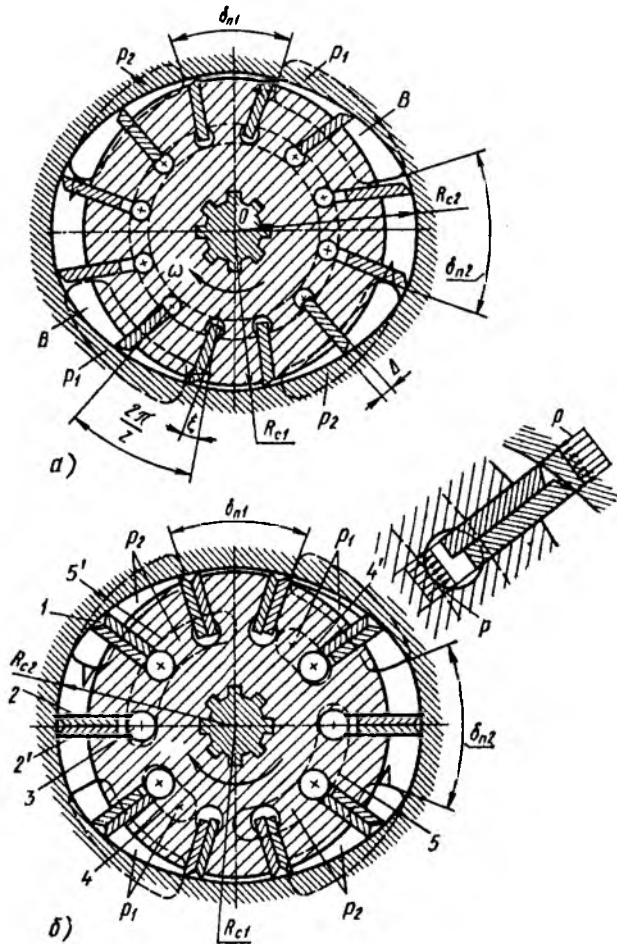


Рис. 3.44. Схемы рабочих органов пластинчатых насосов двукратного действия: а — с незгруженными пластинами; б — с разгруженными сдвоенными пластинами

описаны дугами окружностей радиусами  $R_{c1}$  и  $R_{c2}$  из центра ротора  $O$ . Рабочий объем машины точно определяется выражением

$$\begin{aligned}
 V_0 &= 2zb(R_{c2} - R_{c1}) \left( \frac{R_{c2} + R_{c1}}{2} \frac{2\pi}{z} - \Delta \right) = \\
 &= 2b(R_{c2} - R_{c1}) \left[ (R_{c2} + R_{c1})\pi - \frac{\Delta z}{\cos \xi} \right], \quad (3.60)
 \end{aligned}$$

где  $\xi$  — угол наклона пластины.

Благодаря описанной выше форме статора объем жидкости, запертый между двумя пластинами, во время перемещения по перемычкам не изменяется по величине. Этим устраняются пульсации давления и шум, вызываемые изменением запертого объема, поскольку в целях улучшения герметичности угол раскрытия перемычек  $\delta_{\text{п}}$  выполняется больше, чем угол между пластинами  $2\pi/z$ .

Это положительное качество недостижимо в машинах однократного действия, где запертый объем из-за эксцентricности ротора и статора всегда изменяется.

В результате перекрестного размещения областей 5 и 8 низкого давления и областей 4 и 7 высокого давления (см. рис. 3.43) ротор и, следовательно, подшипники разгружены от действий радиальных сил. Для обеспечения герметичности под внутренние торцы пластин в камеры 14 через отверстие 10 подается жидкость под давлением  $p_2$ . С такой же целью предусмотрен гидравлический поджим боковых дисков 9 и 13. Для этого диск 9 со стороны полости, находящейся под давлением  $p_2$ , выполнен подвижным в осевом направлении.

Начальный поджим дисков осуществляется пружинами 12. Начальный поджим пластин в насосах, работающих при  $n = \text{const}$ , производится центробежными силами. Благодаря неизменному направлению вращения в насосах возможна установка пластин под некоторым углом  $\xi$  к радиусам вперед по ходу вращения. Этим снижается заземляющий момент от сил трения о статор.

Рассмотренный насос двукратного действия предназначен для работы при невысоком давлении ( $p_{\text{н}} \leq 7$  МПа). Его пластины не разгружены от радиальных сил и поэтому, особенно в зоне всасывания, трение пластин о статор велико. Это снижает механический КПД и, во избежание износа пластин и статора, не допускает применения такого насоса для больших давлений.

Пластины могут быть разгружены при усложнении конструкции. Насосы с разгруженными пластинами можно использовать при давлении до 14 МПа и, кратковременно, при пиковых нагрузках до 17 МПа.

Схема рабочих органов такого насоса показана на рис. 3.44, б. В каждый паз ротора помещены две пластины 2 и 2', образующие со статором две уплотняющие кромки с камерой 1 между ними. Полости 3 под пластинами соединены с дугowymi пазами 4, 4' и 5, 5' на боковых дисках (13 и 9 на рис. 3.43), через которые в них подводится высокое  $p_2$  или низкое  $p_1$  давление в зависимости от зоны, в которой находится пластина. При этом пластины разгружаются от радиальных сил, а их внутренние торцы получают возможность подавать жидкость, что увеличивает при тех же размерах рабочий объем, определяемый в данном случае зависимостью

$$V_0 = 2\pi b (R_{\text{с}2}^2 - R_{\text{с}1}^2). \quad (3.61)$$

Утечки в пластинчатых машинах происходят по зазорам I, I', II, II' (рис. 3.43) между торцами ротора и боковых дисков, по зазорам VII между пластинами и пазами ротора, по зазорам III и IV

между боковыми дисками и корпусом и на перемычках, между паружными торцами пластин и статором (V), а также между боковыми торцами пластин и боковыми дисками (VI). Поэтому детали качающего узла (ротор с пластинами, статор, боковые диски) должны выполняться по высоким классам точности и чистоты обработки.

Современные пластинчатые насосы имеют высокий КПД. На рис. 3.45 показаны характеристики неразгруженного (штриховые линии) и разгруженного (сплошные линии) насосов с рабочими органами, показанными на рис. 3.44, а и б. Характеристики подтверждают описанный выше эффект разгрузки пластин, позволяющий сохранить высокие значения полного КПД  $\eta$  и объемного КПД  $\eta_0$  в области более высоких давлений.

Преимуществом пластинчатых гидромашин двукратного действия (см. рис. 3.43) является возможность быстрой замены без демонтажа насоса всего комплекта качающего узла (статор, ротор, боковые диски) в случае его износа, а также возможность получения насосов с разными рабочими объемами  $V_0$  путем изменения только радиуса  $R_{c2}$  и сопрягающего профиля статора.

Недостатком конструкции насосов двукратного действия является невозможность выполнения их регулируемы.

Пластинчатые насосы имеют удовлетворительную всасывающую способность и могут работать без подпора перед входом в насос. Минимально допустимое давление  $p_{1a}$  и максимальная частота  $n_{max}$  вращения определяются для них, как и для поршневых насосов, суммой потерь давления от входа в насос до полости рабочей камеры. Подводящие каналы в корпусе и подводящие окна (B на рис. 3.44, а) выполняют всегда большими и они представляют малое сопротивление (скорость жидкости в окнах не более 2 м/с). Главными являются потери  $p_{вх}$  на входе во вращающуюся камеру между пластинами.

Второй основной потерей давления  $p_{\omega}$  является потеря на преодоление центробежных сил вращающейся в камерах жидкости. Центробежное повышение давления, в противоположность радиально-поршневым насосам, действует навстречу втекающему потоку и должно преодолеваться за счет  $p_{1a}$ . При этом в камере давление не должно понижаться менее допустимого  $p_{amin}$ .

Таким образом

$$p_{1a} - p_{amin} = p_{вх} + p_{\omega} = \xi_{вх} \frac{\rho}{2} u_1^2 + \frac{\rho}{2} (u_2^2 - u_1^2),$$

где  $u_1 = \omega R_{c1}$ ;  $u_2 = \omega R_{c2}$ ;  $\xi_{вх} = 1 \div 1,5$ .

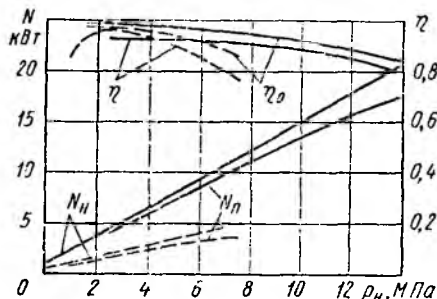


Рис. 3.45. Характеристики пластинчатых насосов двукратного действия:

— —  $V_0 = 60 \text{ см}^3$ ;  $n = 1450 \text{ мин}^{-1}$ ;  $v = 20 \text{ сСт}$ ; — — — —  $V_0 = 40 \text{ см}^3$ ;  $n = 950 \text{ мин}^{-1}$ ;  $v = 20 \text{ сСт}$



Минимальное давление  $p_{min}$ , при котором из-за интенсивного выделения из жидкости растворенного воздуха подача начинает снижаться, можно принимать равным  $p_{amin} \approx 0,04 \div 0,05$  МПа.

Исходя из сказанного для пластинчатых насосов по условиям возникновения кавитационного снижения подачи принимают допустимое минимальное давление перед входом в насос  $p_{1amin} = 0,07 \div 0,08$  МПа; ориентировочное максимальное значение  $u_2 \approx 6 \div 7$  м/с. Приведенные рекомендации позволяют оценить условия работы насоса для обеспечения его бескавитационной работы.

Пластинчатые гидромашины обратимы, однако большинство насосов этого типа не могут быть использованы как гидромоторы без

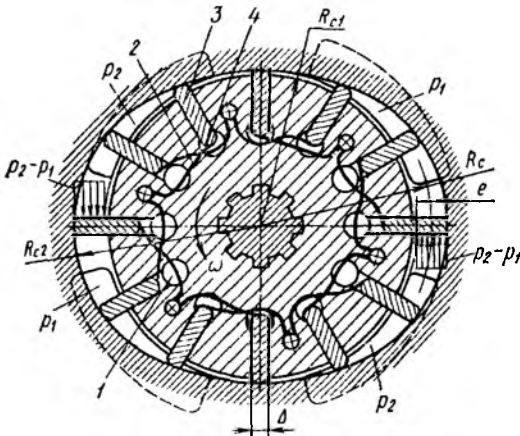


Рис. 3.46. Схема рабочих органов пластинчатого гидромотора двукратного действия

их принудительного выдвигания. Для этого используются показанные на рисунке пластинчатые пружины 2 под торцами пластин 3. Так как из-за возможных усталостных разрушений пружины могут являться элементами ненадежности, для ведения пластин используют также внутренние кулачки, эквидистантно повторяющие профиль статора. При малых  $n$  пластины опираются на них внутренними торцами 4. Идеальный момент пластинчатого гидромотора определяется при разгруженных пластинках выражениями (3.41) и (3.61), а при неразгруженных — (3.41) и (3.60). КПД пластинчатых гидромоторов достигает величин порядка 0,8. В них основные потери — механические, составляющие три четверти всех потерь энергии.

видоизменения конструкции. Причиной этого является широта диапазона изменения частот и переменность направления вращения у гидромоторов. Схема рабочих органов гидромотора двукратного действия показана на рис. 3.46. В нем из-за переменности направления вращения пластины 3 могут устанавливаться только радиально. Переменность частоты вращения и, следовательно, отсутствие стабильных центробежных сил, выдвигающих пластины, требует применения

Для этого используются пластины 3. Так как из-за возможных усталостных разрушений пружины могут являться элементами ненадежности, для ведения пластин используют также внутренние кулачки, эквидистантно повторяющие профиль статора. При малых  $n$  пластины опираются на них внутренними торцами 4. Идеальный момент пластинчатого гидромотора определяется при разгруженных пластинках выражениями (3.41) и (3.61), а при неразгруженных — (3.41) и (3.60). КПД пластинчатых гидромоторов достигает величин порядка 0,8. В них основные потери — механические, составляющие три четверти всех потерь энергии.

### 3.22. Шестеренные гидромашины

Благодаря простоте конструкции шестеренные гидромашины получили очень широкое распространение в качестве нерегулируемых насосов, применяемых для питания гидропередач небольшой

мощности с дроссельным управлением, для подачи смазки, для питания систем управления.

Шестеренная гидромашина распространённого типа с наружным зацеплением (рис. 3.47) представляет собой пару чаще всего одинаковых шестерен 1 и 9, находящихся в зацеплении и помещенных в камеру, стенки которой охватывают их со всех сторон с малыми зазорами. Камеру образуют корпус 15 и боковые диски 2 и 14. По обе стороны области зацепления в корпусе имеются полости А и Б, соединенные с линиями высокого  $p_2$  и низкого  $p_1$  давления. Перекачиваемая из полости А жидкость заполняет впадины между зубьями и перемещается в полость Б, где вытесняется в линию с давлением  $p_2$ .

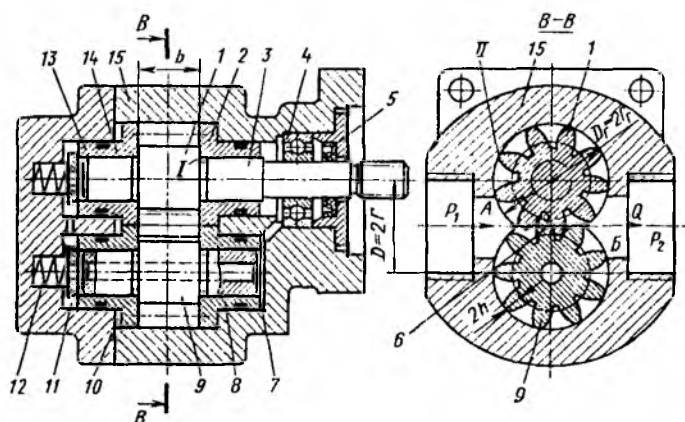


Рис. 3.47. Шестеренный насос

Процесс подачи шестеренной машины рассмотрен на рис. 3.48, а. Текущее значение  $Q_{и,т}$  количества жидкости, вытесняемой из полости с давлением  $p_2$ , представляет собой алгебраическую сумму объемов, вытесняемых и поглощаемых в результате перемещения ее условных подвижных стенок 1-2, 3-4 и 7-8-9:

$$Q_{и,т} = Q_{1-2} + Q_{3-4} - Q_{7-8} - Q_{8-9}.$$

Соответственно расход, поступающий в полость А, определяется перемещением стенок 5-6, 10-11, 7-8-9.

Одному рабочему циклу машины соответствует поворот шестерен на угловой шаг  $2\pi/i$  ( $i$  — число зубьев). При этом сечения 1-2 и 3-4 переходят в положение 1'-2' и 3'-4', а точка 8 контакта зубьев перемещается по линии зацепления (рис. 3.48, б), благодаря чему длина отрезков 7-8 и 8-9 изменяется. Это вызывает переменность подачи  $Q_{и,т}$  на протяжении рабочего цикла.

Из теории зубчатых зацеплений известно, что при повороте в пределах углового шага длина отрезков 7-8 и 8-9 изменяется по параболическому закону. Соответственно изменяется и переменная часть  $Q_{и,т}$  (рис. 3.48, в). Геометрические величины, характеризующие

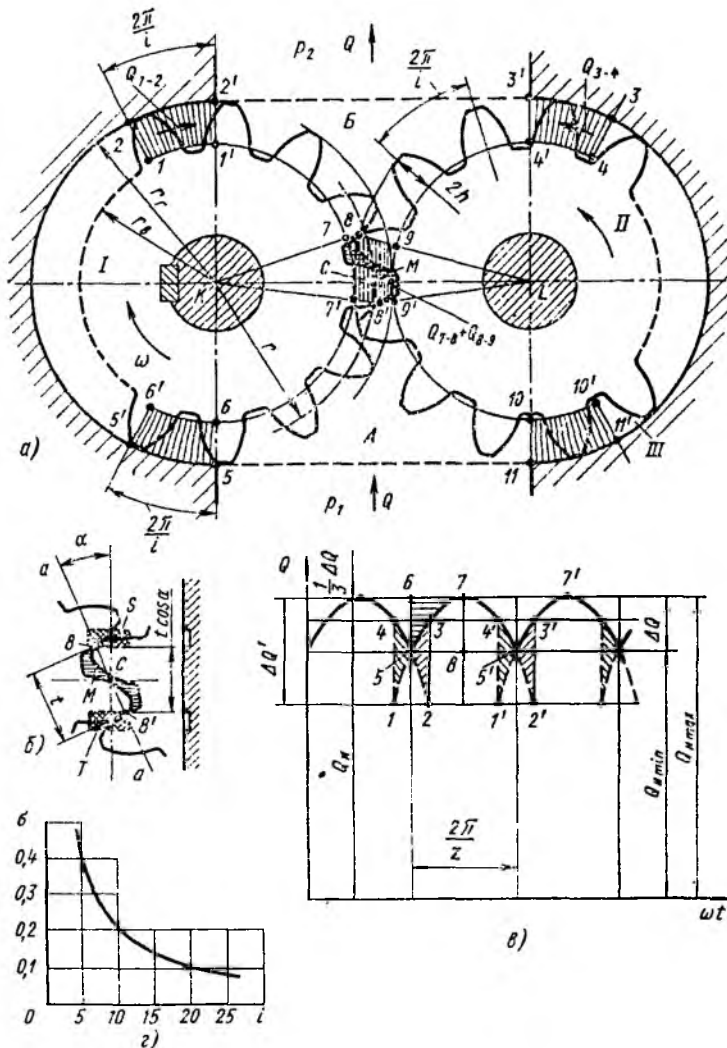


Рис. 3.48. Схемы рабочего процесса шестеренной гидромашины:  
 а — перемещение жидкости шестернями; б — зацепление шестерен и разгрузочные канавки; в — зависимость идеальной подачи от угла поворота; г — зависимость неравномерности подачи от числа зубьев

зацепление (рис. 3.48, а, б), позволяют выразить зависимость подачи от угла поворота шестерен  $\omega t$ :

$$Q_{и, \tau} = f(\omega t).$$

Максимальное значение  $Q_{и \max}$  получается при минимальной длине отрезков 7-8 и 8-9 в момент их совпадения с осью  $K = L$ :

$$Q_{и \max} = (r_1^2 - r^2)\omega b,$$

где  $r$  — радиус начальной окружности;  $b$  — ширина шестерен,

Величина  $Q_{и\ min}$  зависит от конструктивных особенностей машины. Обычно для улучшения герметичности и плавности хода шестерни выполняют с перекрытием зацепления, т. е. так, что угол поворота, соответствующий контакту двух зубьев (1-2' на рис. 3.48, в) превышает угловой шаг  $2\pi/i$ . Тогда на протяжении части цикла зацепления (1-2 и 1'-2') в контакте находятся одновременно две пары зубьев. Объем жидкости  $M$  (рис. 3.48, а) между ними оказывается запертым. Вступление в контакт каждой последующей пары зубьев вызывает скачкообразное изменение  $Q_{и\ т}$  (4-1 на рис. 3.48, в) из-за внезапного изменения длины замыкающих отрезков от 7-8-9 до 7'-8'-9' (рис. 3.48, а). При этом пульсация подачи  $\Delta Q'$  будет максимальной. Велики и пульсации давления в запертом объеме  $M$ , который при вращении сначала уменьшается, а затем увеличивается.

На рис. 3.48, в процессу уменьшения запертого объема соответствует площадь 4-1-5, а процессу увеличения — площадь 2-3-5. Запирание жидкости вызывает шум в машине, кавитационную эрозию зубьев и ударную нагрузку подшипников. В насосе это ведет к усилению пульсации момента на приводном валу, а в гидромоторе, нагруженном постоянным моментом сопротивления, — к усилению пульсаций давления в подводящей линии. При этом в любом случае сокращается долговечность подшипников.

Для ослабления этих явлений в зоне зацепления, на одном из торцов боковых дисков выполняют разгрузочные канавки  $S$  и  $T$  (см. рис. 3.48, б). Канавка  $S$  соединяет запертый объем  $M$  во время его уменьшения с областью  $p_2$ , благодаря чему объем жидкости 4-1-5 (рис. 3.48, в) вытесняется в полость с давлением  $p_2$  и пульсация подачи снижается до  $\Delta Q$ . При этом график  $Q_{и\ т}$  следует по линии 5-7-5' вместо линии 4-1-5-7-4' при запирании.

Во время возрастания запертого объема канавка  $T$  соединяет его с полостью, находящейся под давлением  $p_1$ , из которой в него поступает объем жидкости 2-3-5. Для этого расстояние между канавками, равное  $t\cos\alpha$ , определяется основным шагом зацепления  $t = 2\pi r\cos\alpha/i$  и углом зацепления  $\alpha$  (см. рис. 3.48, б). Переключение соединения запертого объема с канавками будет происходить при его наименьшей величине, когда точки контакта  $\delta$  и  $\delta'$  равноудалены от полюса зацепления  $C$ . На графике подачи (см. рис. 3.48, в) этому моменту соответствует точка 5.

В описанном случае использования запертого объема минимальная подача при контакте в точках  $\delta$  и  $\delta'$  (см. рис. 3.48, б), т. е. при максимальной длине отрезков 7-8-9,

$$Q_{и\ min} = (r_r^2 - r^2 - t^2/4) \omega b.$$

При квадратичном законе изменения  $Q_{и\ т}$  значения  $Q_{и\ max}$  и  $Q_{и\ min}$  позволяют определить среднюю подачу  $Q_{и}$ . Для квадратичной параболы (см. рис. 3.48, в) площадь 5-6-7 составляет 1/3 площади 5-6-7-8. Поэтому

$$Q_{и} = Q_{и\ max} - \Delta Q/3 = (r_r^2 - r^2 - t^2/12) \omega b. \quad (3.62)$$

Неравномерность подачи шестеренного насоса согласно выражению (3.24)

$$\sigma = \frac{i^2/4}{r_\Gamma^2 - r^2 - i^2/12}. \quad (3.63)$$

Для приближенной оценки подачи  $Q_n$ , применяя величины, обозначенные на рис. 3.48, а, чаще всего используют выражение

$$Q_n = V_0 n = 2\pi r 2hb n = \pi D (D_\Gamma - D_B) bn/2. \quad (3.64)$$

Принимая объем зуба, равным объему впадины, величину  $V_0$  рассматривают как объем кольца со средним радиусом  $r$ , толщиной  $b$  и шириной  $2h$ . При некоррегированном зацеплении с модулем  $m$  размеры шестерен выражают через модуль и зависимости (3.62) и (3.63) для  $Q_n$  и  $\sigma$  приводят к более удобному виду

$$Q_n = 2\pi m^2 b [i + 1 - (\pi \cos \alpha)^2/12] n; \quad (3.65)$$

$$\sigma = \frac{\pi^2}{4} \frac{\cos^2 \alpha}{i + 1 - (\pi \cos \alpha)^2/12} \approx 2,46 \frac{\cos^2 \alpha}{z}. \quad (3.66)$$

Даже при условии использования запертого объема неравномерность подачи шестеренных машин велика. Она значительно превышает неравномерность подачи других объемных машин. Это видно из рис. 3.48, г, где показана зависимость  $\sigma = f(i)$  для стандартного угла зацепления  $\alpha = 20^\circ$ , подсчитанная по зависимости (3.66). Снижение неравномерности требует увеличения  $i$ . Однако это приводит при заданном объеме  $V_0$  к необходимости увеличения  $r$  или  $b$ , т. е. к увеличению габаритных размеров и массы машины.

Момент, приложенный к шестерням шестеренной гидромашин, определен действием сил давления жидкости на те же площадки, которые определяют процесс образования подачи, рассмотренный выше. Поэтому все сказанное о неравномерности подачи, как и зависимость, изображенную на рис. 3.48, г, можно отнести и к неравномерности момента шестеренных гидромашин.

Среднее значение момента на ведущей шестерне вычисляют для них, как и для прочих объемных гидромашин по формуле (3.41).

На рис. 3.49 показана схема распределения давления жидкости по периметру шестерен. Благодаря утечкам между корпусом и головками зубьев давление постепенно снижается от  $p_2$  до  $p_1$ . Действие давления сводится к равнодействующим  $F$ , которые порождают значительные нагрузки на подшипники 8 и 13 (см. рис. 3.47). Неравномерность подачи вызывает пульсацию этих нагрузок. Увеличение числа зубьев  $i$ , вызывая увеличение размеров шестерен, приводит к возрастанию нагрузок на подшипник. В любом случае из-за неблагоприятных условий работы подшипников необходимо увеличивать их размеры, а следовательно, и размеры машины.

В шестеренных гидромоторах большие значения  $\sigma$  вызывают неравномерность вращения и пульсации давления в гидropередаче, поэтому шестеренные гидромоторы применяют сравнительно мало.

Потери энергии на трение в шестеренных машинах велики. Они обусловлены трением торцов шестерен о боковые диски 2 и 14, торцов

II зубьев о корпус 15 и трением в подшипниках 8 и 13 и уплотнении 5 (см. рис. 3.47).

Утечки из области, находящейся под давлением  $p_2$ , в область с давлением  $p_1$  происходят через торцовые зазоры I, радиальные зазоры II и неплотности зацепления в области 6. В шестеренных гидромашинах, в отличие от пластинчатых, радиальные зазоры II трудно сделать самоуплотняющимися. Их величина определяется только точностью изготовления корпуса, шестерен и подшипников. Износ подшипников нарушает герметичность машины. Для уменьшения утечек по торцовым зазорам часто применяют гидравлический поджим боковых дисков. Для этого в камеры 10 под диски 14 подводят жидкость под давлением  $p_2$ . Начальный поджим производится пружинами 12. Для самоориентации шестерен 1 и 9 между боковыми дисками, а также для отвода утечек области 11 и 7 за торцами осей шестерен соединяют с областью, находящейся под давлением  $p_1$ . Незначительная остаточная осевая сила, действующая на ведущий вал, воспринимается подшипником 4.

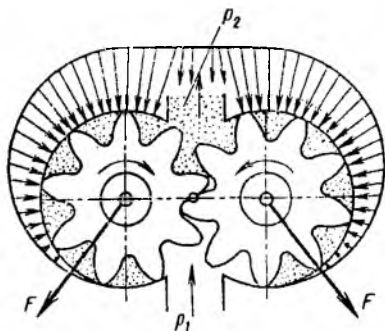


Рис. 3.49. Распределение давления жидкости по окружности шестерен

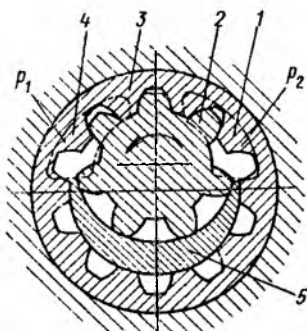


Рис. 3.50. Шестеренный насос с внутренним зацеплением

Из-за отсутствия самоуплотнения радиальных зазоров утечки в шестеренных машинах при прочих равных условиях больше, чем в пластинчатых. Развитые поверхности трения вызывают значительные механические потери, поэтому КПД гидромашин наружного зацепления невысок и не превышает 0,6—0,7. При использовании простейшего наружного зубчатого зацепления относительно большими являются габаритные размеры и масса шестеренных гидромашин. Шестеренный насос чрезвычайно трудно сделать с регулируемым объемом  $V_0$ . Устранение приведенных недостатков связано с усложнением конструкции шестеренных машин.

Так, равномерность подачи можно увеличить путем применения косозубых и шевронных шестерен.

Более высокие энергетические и массовые показатели имеют шестеренные насосы с внутренним зацеплением (рис. 3.50 и 3.51). Ведущей большей частью является внутренняя шестерня 2 с наружными зубьями. Подводящее 4 и отводящее 1 окна и размещаются в

боковых крышках корпуса. Охватывающая шестерня 3 с внутренними зубьями вращается в расточке корпуса, образуя с ним развитый подшипник скольжения, способный работать под большими нагрузками. В развитых подшипниках скольжения 6 и 7 (см. рис. 3.51) обычно располагается и вал 8 ведущей шестерни. Между шестернями размещается серпообразный уплотняющий элемент 5 (см. рис. 3.50 и 3.51).

Рабочий объем насоса с внутренним зацеплением можно определить по формуле (3.64), подставляя в нее данные для ведущей шестерни.

По размерам и массе насосы с внутренним зацеплением при одинаковых рабочих объемах практически не уступают пластинчатым и значительно превосходят насосы с наружным зацеплением.

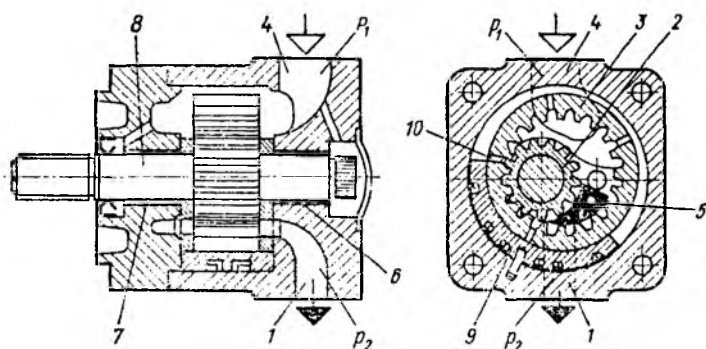


Рис. 3.51. Шестеренный насос с внутренним зацеплением и гидростатическим уравновешиванием радиальных сил

Преимуществом их перед пластинчатыми является отсутствие контактного трения, возникающего между пластинами и статором (см. п. 3.21) и ограничивающего максимальное давление пластинчатого насоса. В насосе с внутренним зацеплением шестерни ориентированы подшипниками и всюду, кроме места зацепления, могут быть гарантированы зазоры, определяемые точностью изготовления. Если эта точность позволяет получать малые зазоры, то такие насосы способны работать с малыми утечками при давлениях, превосходящих пределы, доступные для пластинчатых гидромашин. При высоких давлениях фактором, ограничивающим давление насоса с внутренним зацеплением, становится работоспособность подшипников. На рис. 3.51 показана схема насоса с внутренним зацеплением, способного длительно работать при давлениях свыше 20 МПа. В нем охватывающая шестерня 3 опирается на секторный гидростатический подшипник 9, питаемый через отверстия 10 в шестерне 3. Подшипник расположен в зоне равнодействующей сил давления, нагружающих шестерню 3. Серпообразный уплотняющий элемент 5 выполнен самоустанавливающимся. Шестерня 2 имеет меньший периметр и поэтому нагружена меньшей силой, которая воспринимается под-

шипниками 6 и 7 скольжения. При обеспечении долговечности подшипников и высокой точности изготовления шестерен насосы такого типа превосходят по энергоемкости и КПД пластинчатые гидромашины и успешно конкурируют с перегулируемыми поршневыми.

Наименьшие размеры имеют шестеренные насосы с циклоидальным внутренним зацеплением (рис. 3.52) без серпообразного уплотнителя. В них внутренняя 1 ведущая и наружная 2 ведомая шестерни постоянно касаются друг друга, образуя в зоне А вертикальной оси симметрии изолированные камеры, в которых жидкость переносится из области  $p_1$  в область  $p_2$ .

В зоне В обе области разделяют зубья, находящиеся в зацеплении. Обязательным условием выполнения этих условий является разница чисел зубьев у шестерен на один зуб. Так как разделение областей  $p_1$  и  $p_2$  осуществляется благодаря линейным контактам в местах касания определяемых, например, точками 3, 4, 5 и 6, точность изготовления шестерен должна быть высокой. Однако малая протяженность зон уплотнений не позволяет успешно использовать такие насосы для работы при давлениях больше 10—15 МПа. Как относительно дешевые при массовом изготовлении и предельно компактные их широко применяют в малых гидropередачах в качестве насосов и гидромоторов при давлениях 5—7 МПа.

Описанные шестеренные гидромашины с внутренним зацеплением являются машинами высокого класса. Реализация их преимуществ требует большой точности изготовления, поэтому наиболее широко распространены простейшие шестеренные насосы с наружным зацеплением, имеющие наименьшую стоимость из всех объемных гидромашин. Их применяют в менее ответственных случаях при средних и малых давлениях ( $p_n < 10$  МПа) для реализации небольших мощностей.

Процессы заполнения при всасывании жидкости камер пластинчатого насоса и впадин между зубьями шестеренного насоса в основном одинаковы. Поэтому соображения, изложенные в п. 3.21 о всасывающей способности пластинчатых насосов могут быть отнесены и к шестеренным.

### 3.23. Винтовые гидромашины

Винтовые машины чаще всего применяют в качестве насосов. Наиболее распространены трехвинтовые насосы с двухзаходными винтами (рис. 3.53). Насос имеет ведущий 1 и два ведомых 3 винта, вращающихся, как в подшипнике, в обойме 4. Винты образованы

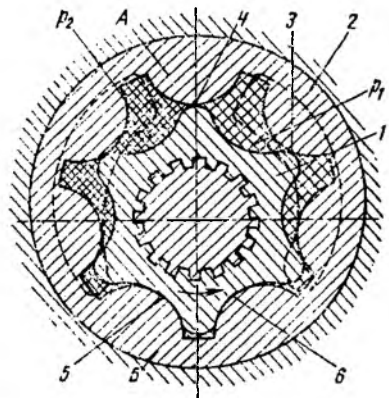


Рис. 3.52. Насос с внутренним циклоидальным зацеплением



три двузубыми пестернями с циклоидальным зацеплением, имеющими начальные окружности диаметром  $d_n$ . Боковые поверхности зубьев образованы циклоидами, а периферийные — цилиндрами, скользящими по поверхности обоймы 4.

Находясь в зацеплении, винты образуют изолированные камеры (видимая часть границы одной из камер заштрихована и обозначена *абгджзика*). Теоретически камеры полностью отделены одна от

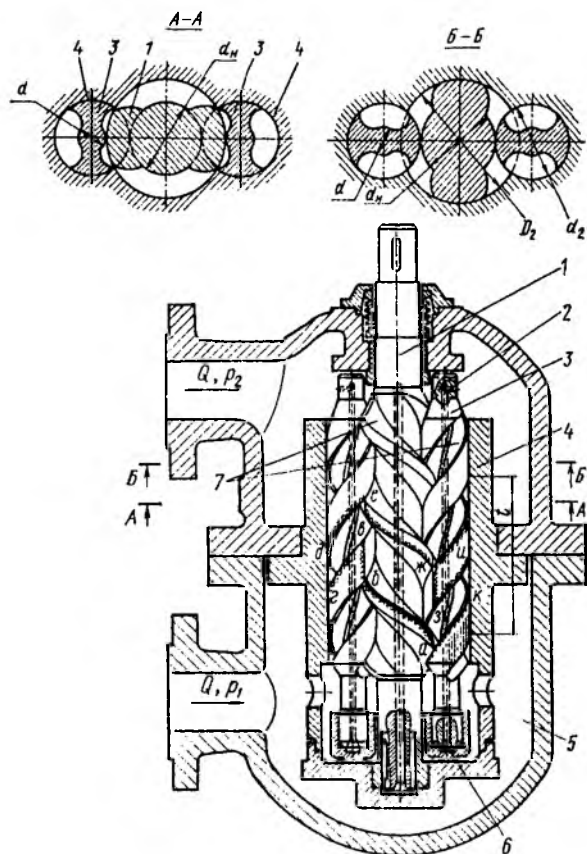


Рис. 3.53. Трехвинтовой насос с циклоидальным герметичным зацеплением

другой. Однако на некоторых участках границы камер, в местах сопряжения боковых поверхностей зубьев, разделение осуществляется не протяженными щелями, а линиями касания. Поэтому для создания машин с малыми утечками точность изготовления винтов должна быть высокой.

При вращении винтов камеры перемещаются поступательно. В начале рабочего цикла каждая из них соединяется с областью

подвода жидкости ( $p_1$ ), а в конце — с областью отвода ( $p_2$ ), куда перенесенная жидкость вытесняется боковыми поверхностями 7 винтов.

Подача винтовой машины определяется свободной площадью  $S$  между обоймой и телом винтов и шагом винтов  $t$ :

$$Q_n = V_0 n = S t n. \quad (3.67)$$

Соотношения размеров профилей винтов установлены теорией циклоидального зацепления:  $D_2 = 5d_n/3$ ;  $d_2 = d_n$ ;  $d = d_n/3$ ;  $t = 10d_n/3$  (иногда  $t = 5d_n/3$ ). При этом  $S = 1,24\ 307d_n^2$ .

Утечки в винтовых гидромашинах бывают только внутренние. Они происходят вдоль винтов зацепления и через упорные подшипники 6 винтов.

При создании машин для высоких давлений, малых утечек достигают путем удлинения винтов. В обойме таких машин располагают последовательно 10—15 камер. Благодаря незначительным перепадам давления между двумя соседними камерами утечки будут малы, несмотря на указанное несовершенство уплотнений кромками. Такие машины нормально работают при  $p_n \approx 25$  МПа. Для работы при  $p_n = 1,5 \div 2$  МПа достаточной является длина обоймы  $(1,2 \div 1,5) t$ . При этом объемный КПД достигает у насосов высокого давления 0,7—0,8, а у насосов низкого давления 0,95—0,9.

К преимуществам винтовых гидромашин относится то, что зацепление ведущего и ведомого винтов в них не является силовым. Силы давления жидкости со стороны области  $p_2$  на боковые поверхности зубьев ведомых винтов стремятся вращать их в том же направлении, что и ведущий винт. Это сохраняет контактные кромки, и следовательно, увеличивает срок службы машины. Осевые силы, стремящиеся сместить винты в область  $p_1$ , уравниваются гидростатически, подводя через внутренние сверления 2 под торцы винтов 6 жидкость под высоким давлением. Радиальные силы, отталкивающие ведомые винты от ведущего, воспринимаются обоймой. Следовательно, механические потери сводятся к трению винтов об обойму, трению в зацеплении и в подшипниках. Сказанное позволяет заключить, что затраты мощности на трение в винтовых гидромашинах существенны. По механическому КПД ( $\eta_m \approx 0,9 \div 0,8$ ) эти машины уступают, например, поршневым. Другим их недостатком является невозможность создания конструкций с переменным объемом  $V_0$ , т. е. с регулируемой подачей.

Благодаря широкому удобному подводу, обеспечивающему доступ жидкости к входу в винты с минимальными потерями, насосы обладают хорошей всасывающей способностью. По экспериментальным данным, насосы обеспечивают полную подачу жидкости при абсолютном давлении 0,06—0,07 МПа в камере 5, если осевая скорость движения жидкости  $v_a$  с камерами винтов не превышает 5—5,5 м/с. Поскольку  $v_a$  связана с подачей и частотой вращения уравнением (3.67), получим

$$v_a = t n = Q_n / S = Q_n / (1,24307 d_n^2). \quad (3.68)$$

Используя приведенное нормативное значение  $v_a$  и размеров винтов, по уравнению (3.68) можно определить предельную допустимую частоту вращения при работе в режиме самовсасывания.

Преимуществами винтовых машин являются малая неравномерность подачи, отсутствие пульсаций давления в запертых объемах и, следовательно, бесшумность работы. Это объясняется тем, что несмотря на дискретный характер переноса жидкости, благодаря разделению камер линиями контакта, а не протяженными щелями, вытеснение жидкости в область давления  $p_2$  производится непрерывно. Перечисленные преимущества, малые утечки и компактность, делают винтовые насосы с циклоидальным зацеплением, предпочтительным для случаев применения, когда не регулируемость, а равномерность и бесшумность подачи является решающим условием выбора.

Наряду с описанными имеют распространение винтовые машины с другими менее совершенными, но более простыми в изготовлении профилями винтов. В них теоретически невозможно получить последовательную цепочку разделенных камер, поэтому при их работе существуют обязательные утечки, которые стремятся снизить, применяя большие числа витков, образующих зацепление. Как правило, такие машины применяют для малых давлений ( $p_n < 2$  МПа) в системах подачи смазывающих материалов.

## Глава 22. ОБЪЕМНЫЕ ГИДРОДВИГАТЕЛИ

### 3.24. Гидроцилиндры

К объемным гидродвигателям относятся:

*гидромоторы*, использующие энергию потока жидкости и сообщающие выходному валу неограниченное вращательное движение; *гидроцилиндры*, сообщающие выходному звену поступательное движение;

*поворотные гидродвигатели*, сообщающие выходному валу ограниченное вращательное движение.

Гидромоторы описаны в пп. 3.15—3.23, посвященных обратимым роторным гидромашинам, которые могут использоваться как насосы и как гидромоторы.

Гидроцилиндры широко применяют во всех отраслях техники и особенно часто в строительных, землеройных, подъемно-транспортных, дорожных машинах, а также в технологическом оборудовании — металлорежущих станках, кузнечно-прессовых машинах.

Гидроцилиндр одностороннего действия (рис. 3.54, а) имеет плунжер 1, перемещаемый силой давления жидкости в одну сторону. Обратный ход плунжера совершается под действием внешней силы  $F$ , если она действует непрерывно, или пружины 2. Единственное наружное уплотнение плунжера состоит из основного 3 и грязезащитного 3' уплотняющих элементов. Гидроцилиндр двустороннего действия (рис. 3.54, б) имеет поршень 4 со штоком 5, уплотненные внут-

репным 6 и наружным 7 уплотнителями. Разница полной  $S$  и кольцевой  $S'$  площадей поршня ведет к различию в используемом давлении  $p$  при перемещении влево и вправо, если преодолеваемая внешняя сила  $F$  одинакова. Если к цилиндру подводится постоянный расход  $Q$ , то разница площадей приводит в зависимости от направления перемещения к различию скоростей движения поршня.

Для устранения этих явлений, когда они нежелательны, такие гидроцилиндры включают при помощи золотника по дифференциальной схеме (см. позиции I и II), при которой штоковая полость 8 непрерывно соединена с питающей линией 9. Если при этом  $S' = S/2$ , то при движении вправо (позиция золотника I) и влево (позиция золотника II) скорость  $v = Q/S'$  и сила  $F = pS'$  будут одинаковы.

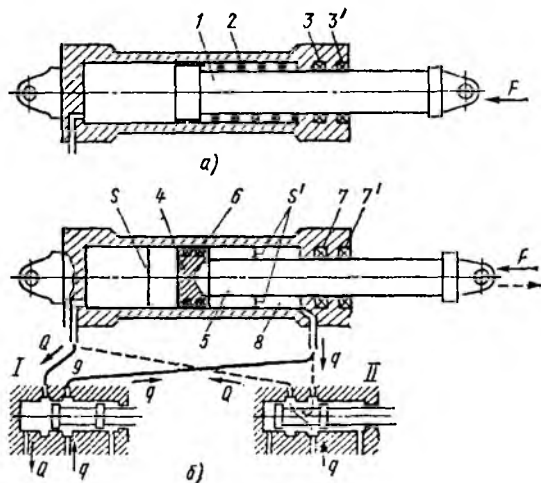


Рис. 3.54. Схема гидроцилиндра:

а — одностороннего действия с возвратной пружиной; б — двустороннего действия с управлением по дифференциальной схеме

Для получения полной симметрии сил и скоростей применяют гидроцилиндры с двусторонним штоком (рис. 3.55) с одним внутренним 1 и двумя 2 и 3 наружными уплотнениями. В этом случае конструкция с закрепленным штоком (рис. 3.55, а) в полтора раза короче, чем конструкция с закрепленным цилиндром (рис. 3.55, б).

Количество уплотнений, являющихся источниками трения и местами наружных и внутренних утечек определяет объемный и механический КПД гидроцилиндра, а также его надежность. С этой точки зрения из рассмотренных меньший КПД при прочих равных условиях имеет гидроцилиндр с двусторонним штоком.

Схема трехскоростного гидроцилиндра с двумя уровнями развиваемой силы показана на рис. 3.56. Такие гидроцилиндры распространены в прессовом оборудовании. Быстрый ход сближения со скоростью  $v_1 = Q/S_1$  ( $S_1$  — площадь внутреннего цилиндра 4) осуществляется заполнением полости через шток I при линиях 2 и 3, соединенных с областью слива. Рабочий ход с малой скоростью  $v_2 = Q/(S_1 + S_2)$  на коротком пути осуществляется при питании полостей 4 и 6 через подводы 1 и 2. При этом цилиндр, используемый при максимальной рабочей площади, развивает максимальную силу  $F = p(S_1 + S_2)$  при наименьшем давлении  $p$ . Быстрый возвратный ход со скоростью  $v_3 = Q/S_3$  производится при заполнении

полости 5 через линию 3, линии 1 и 2 при этом соединены с областью слива.

Телескопические гидроцилиндры (рис. 3.57) применяют в случаях, когда желаемый ход превышает допустимую установочную длину гидроцилиндра. Выдвижение секций цилиндра, если он питается через линию 1 от источника постоянного расхода  $Q$  (например, объемный насос) будет происходить с разными скоростями и, если преодолеваемая сила  $F$  постоянна, при разных давлениях.

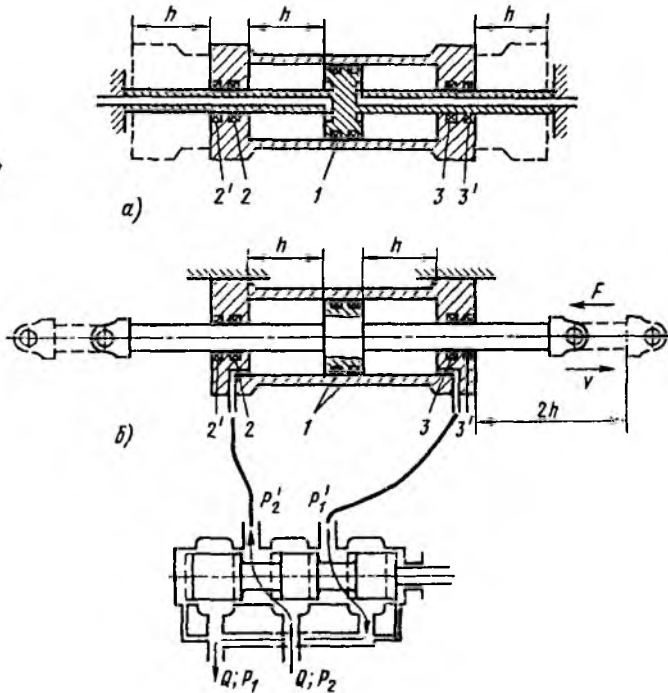


Рис. 3.55. Гидроцилиндр с двусторонним штоком:

а — с закрепленным поршнем; б — с закрепленным цилиндром и золотником управления

При выдвижении первым смещается до упора поршень 2 с малой скоростью  $v_1 = Q/S_1$  при меньшем давлении  $p_1 = F/S_1$ . После полного выдвижения поршня 2 начинает перемещаться до полного выдвижения поршень 3, площадь которого  $S_2$ . При этом скорость увеличивается до  $v_2 = Q/S_2$ , а давление возрастает до  $p_2 = F/S_2$ . Вдвигание секций производится либо под действием силы  $F$ , либо путем подачи расхода  $Q$  через линию 4 в полости 6 и 7 через рукав 5.

Известно применение телескопических цилиндров, имеющих до шести секций.

Во многих случаях гидроцилиндры работают в тяжелых условиях при внезапно изменяющихся нагрузках и при неблагоприятных климатических условиях. Для защиты от попадания влаги и грязи

предусматривают двойные наружные уплотнения (например, 2 и 3) с грязесъемными кольцами 2' и 3' (см. рис. 3.55), а иногда и резиновые сильфоны (8, см. рис. 3.58), целиком закрывающие шток при выдвижении. Для защиты от ударов поршня о крышку цилиндра в конце хода устанавливают концевые тормозные устройства (рис. 3.58). В крышках гидроцилиндра выполнены гнезда 1 и 2, а на поршне соответствующие им цилиндрические выступы 6 и 7, образующие с гнездами малые зазоры. В конце хода кольцевой объем 5 будет выдавливаться через дроссель 3 и кольцевую щель, сопротивление которых велико, и скорость поршня уменьшится. Для быстрого заполнения цилиндра в начале хода в обход дросселя 3 и щели предусмотрены обратные клапаны 4.

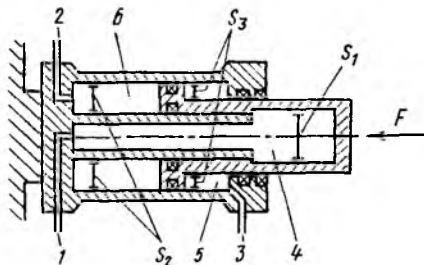


Рис. 3.56. Трехскоростной гидроцилиндр

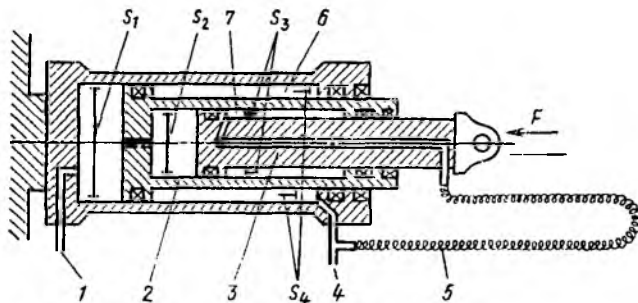


Рис. 3.57. Телескопический гидроцилиндр

Частым требованием к гидроцилиндрам является способность удерживать нагрузку при неподвижном поршне без подачи жидкости от насоса. Схема фиксирующего устройства на поршне 5 представ-

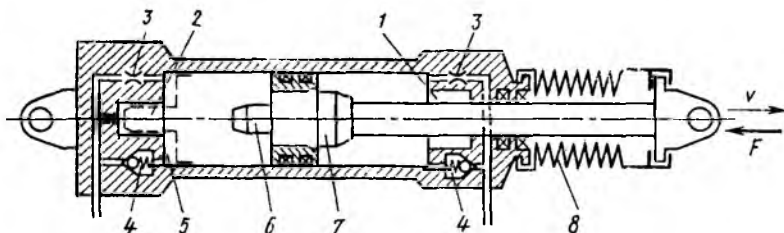


Рис. 3.58. Гидроцилиндр с концевыми дроссельными тормозами и защитным штоком

лена на рис. 3.59. При равенстве давления в обеих полостях 6 и 7 цилиндра пружины 1 смещают шарики 2 на коническую поверхность 3, и шарики заклинивают поршень. При подаче жидкости от

насоса в одну из полостей в ней повышается давление и скользящий уплотняющий элемент 4 смещается. Таким образом, перед началом движения поршня шарики выталкиваются из кольцевой конусной щели и не препятствуют движению поршня. Такая система из-за износа стенок цилиндров применима только при малых нагрузках.

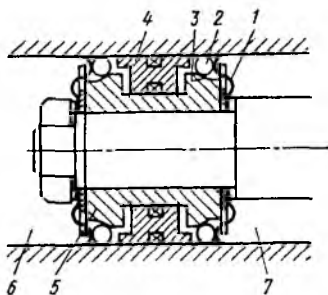


Рис. 3.59. Поршень гидроцилиндра с фиксирующими устройствами

При больших нагрузках положение поршня фиксируется гидравлическими замками, представляющими управляемые обратные клапаны (см. п. 3.27).

Эффективность работы гидроцилиндров, их КПД зависят в основном от работы уплотнений поршней и штоков (рис. 3.60). Уплотнение, показанное на рис. 3.60, а состоит из резинового кольца 3 с пластиковым упорным кольцом 2 и защитного кольца 1, предохраняющего основное уплотнение от попадания грязи. Конструкция, изображенная на рис. 3.60, б представляет пакет V-образных манжет 6 из резины и разделительных 5 из пластика. Гайкой 4 пакет может сжиматься для компенсации износа. На рис. 3.60, в и г представлены уплотнения поршней двустороннего

действия, изображенная на рис. 3.60, б представляет пакет V-образных манжет, уплотняющих 6 из резины и разделительных 5 из пластика. Гайкой 4 пакет может сжиматься для компенсации износа. На рис. 3.60, в и г представлены уплотнения поршней двустороннего

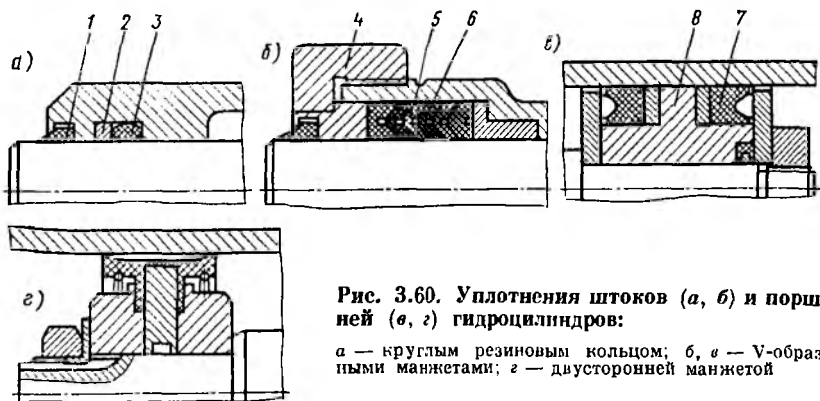


Рис. 3.60. Уплотнения штоков (а, б) и поршней (в, г) гидроцилиндров:

а — круглым резиновым кольцом; б, в — V-образными манжетами; г — двусторонней манжетой

действия: уплотнение высокого давления манжетами 7 поршня с направляющим поясом 8 и уплотнение двусторонней манжетой, служащей одновременно направляющим элементом. Последнее предназначено для умеренных давлений. Для надежной и продолжительной работы уплотнений и, следовательно, гидроцилиндров необходима обработка рабочих поверхностей цилиндров и штоков до  $Ra \approx 0,2$ .

Объемный КПД гидроцилиндра представляет отношение

$$\eta_o = vS/Q = vS/(vS + q),$$

где  $v$  — скорость поршня;  $Q$  — расход;  $q$  — утечки по поршню и штоку.

В исправно и длительно работающем уплотнении обязательно должна существовать утечка в виде смазывающей пленки, выносимой из полости на металлической поверхности, скользящей по уплотнению. Работа в режиме граничного или сухого трения без такой пленки сокращает срок службы уплотнений.

Механический КПД гидроцилиндра

$$\eta_m = F/pS = F/(F + F_T),$$

где  $p$  — разность давления;  $F_T$  — сумма сил трения в уплотнениях.

При малых давлениях и перемещениях  $h$  в качестве гидро- и пневмодвигателей поступательного движения применяют мембранные (рис. 3.61, а) и сильфонные (рис. 3.61, б) системы.

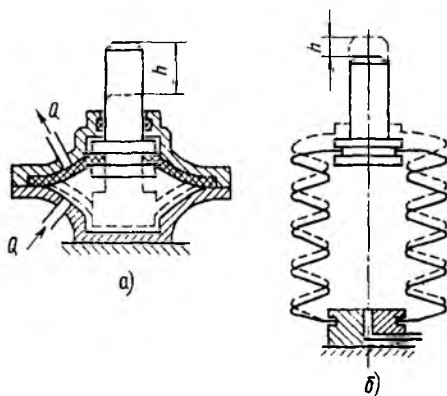


Рис. 3.61. Гидродвигатели поступательного движения:

а — мембранный; б — сильфонный

### 3.25. Поворотные гидродвигатели

На рис. 3.62, а изображен однопластинчатый двухкамерный, а на рис. 3.62, б — двухпластинчатый четырехкамерный двигатели. В конструкции таких гидродвигателей много общего с пластинчатыми гидромашинами (см. п. 3.21). Ротор 4 уплотнен радиально относительно наружного корпуса 3 подвижной 5 и неподвижной 1 пластинами, которые образуют две или больше дуговые камеры 2 и 2' — рабочие полости, в которые по каналам 6 подается и отводится жидкость. Для сокращения и устранения внутренних утечек по торцам ротора и пластин применяют подгонку боковых крышек с малыми зазорами, поджим одной из крышек с гидростатической разгрузкой или радиальные упругие уплотнения из резины или полимерных материалов. Надежное уплотнение торцов ротора является главной трудностью при создании таких гидродвигателей. Трение и утечки по торцам являются главными потерями энергии. Уплотняющие пластины выполняют для сокращения трения, как правило, гидростатически уравновешенными (рис. 3.62, в).

Момент, развиваемый каждой из подвижных пластин,

$$m = (p_2 - p_1)(R - r) \frac{R+r}{2} b = (p_2 - p_1) \frac{R^2 - r^2}{2} b,$$

где  $b$  — ширина ротора.



Угловая скорость ротора двухкамерного двигателя

$$\omega = 2Q / [(R^2 - r^2) b].$$

При четырехкамерном гидродвигателе развиваемый момент увеличивается, а угловая скорость уменьшается в 2 раза. Так как

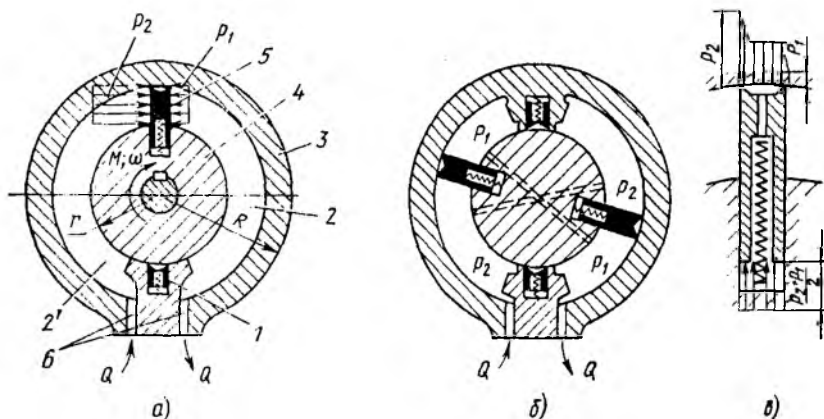


Рис. 3.62. Поворотные гидродвигатели:

а — двухполостный; б — четырехполостный; в — гидростатически разгруженная пластина

применение многокамерных систем сокращает возможный угол поворота ротора, число камер более четырех применяют редко.

## Глава 23. ГИДРОАППАРАТУРА

### 3.26. Гидрораспределители

Гидроаппаратами называют устройства, служащие для управления потоками жидкости: изменения или поддержания заданного давления или расхода, а также изменения направления движения потока.

Среди всей массы гидроаппаратов можно выделить три наиболее характерных типа.

1. *Гидрораспределители*, основным назначением которых является изменение согласно внешнему управляющему воздействию направления движения потоков жидкости в нескольких гидролиниях. Наиболее широко применяются золотниковые гидрораспределители.

2. *Клапаны* — устройства, способные изменять проходную площадь, пропускающую поток, под его воздействием. Основное назначение клапанов поддерживать в полостях гидросистем давление жидкости в заданных пределах независимо от пропускаемого расхода (напорные и редукционные клапаны), ограничивать в безопасных пределах повышение давления (предохранительные клапаны), до-

пускать движение потока в одном определенном направлении (обратные клапаны).

3. *Дроссели* — регулирующие устройства, способные устанавливать определенную связь между перепадом давления до и после дросселя и пропускаемым расходом.

Часто гидроаппараты совмещают функции основных перечисленных типов. Например, гидрораспределители кроме распределительных функций часто выполняют функции дросселей, а клапаны используются как элементы, распределяющие потоки.

Гидроаппараты совместно с гидромашинами (насосами и гидродвигателями) образуют гидросистемы и, в частности, гидропередачи.

Гидрораспределители разделяют по типу запорно-регулирующих элементов на золотниковые, крановые и клапанные.

Простейший двухпозиционный золотниковый распределитель представлен на рис. 3.54. Он служит для изменения направления движения поршня гидроцилиндра и способен работать в двух крайних позициях I и II. Такой распределитель выполняет только функции позиционного переключателя и не может выполнять регулирующие функции, т. е. плавно и непрерывно изменять скорость и направление движения поршня в гидроцилиндре.

Четырехщелевой золотниковый распределитель, выполняющий функции как переключателя, так и регулирующего органа, показан на рис. 3.55.

Отдельно золотниковый распределитель такого типа показан на рис. 3.63. Он предназначен для управления движением жидкости по четырем гидролиниям. Распределитель имеет подвижный элемент — плунжер 7, расчлененный на запорно-регулирующие звенья 9, 11 и 16, и втулку 8 с окнами 10, 12 и 14.

Обычно к среднему окну 12 по линии 13 от питающей установки подводится жидкость ( $Q_n$ ) под давлением  $p_2$ . Отверстия 5 и 6 соединены с гидроцилиндром, а окна 10 и 14 — с отводящей линией 15, присоединенной к области слива жидкости, давление в которой  $p_1$  мало. Для уменьшения утечек  $q$  зазор  $\delta$  между плунжером 7 и втулкой 8 должен составлять 3—5 мкм, а размеры звеньев плунжера и окон должны быть такими, чтобы при среднем положении 1', 2', 3', 4' рабочие кромки образовывали перекрытие окон  $x_0$ , т. е. распределитель имел положительное перекрытие. В среднем положении он способен с точностью до утечек запирать поршень в гидроцилиндре. При смещении плунжера кромки переходят в положение 1, 2, 3, 4. Кромки 2 и 4 образуют рабочие щели  $x_b = x - x_0$  (см. рис. 3.63, б), проходная площадь которых

$$S_b = \pi db\psi,$$

где  $d$  — диаметр плунжера;  $b = \sqrt{x_b^2 + \delta^2}$  — полная ширина щели при среднем радиальном зазоре  $\delta$ ;  $\psi = \varphi/\pi$  — часть периметра втулки, образующая щель (см. рис. 3.63, в).

Кромки 1 и 3 образуют уплотняющие щели (рис. 3.63, а) протяженностью  $x_\delta = x + x_0$  с проходной площадью

$$S_\delta = \pi d\delta\psi.$$

Согласно рис. 3.55 и 3.63, уравнение расходов для отдающей полости 5, из которой в гидродвигатель направляется расход  $Q_r$ , имеет вид

$$Q_r = Q_2 - q_2 = \mu_b S_b \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{b2}} - \mu_\delta S_\delta \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{c2}},$$

а для приемной полости 6

$$Q_r = Q_1 - q_1 = \mu_b S_b \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{b1}} - \mu_\delta S_\delta \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{c1}},$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — утечки через уплотняющие щели;  $\mu_b$  — коэффициент расхода для рабочей щели золотника.

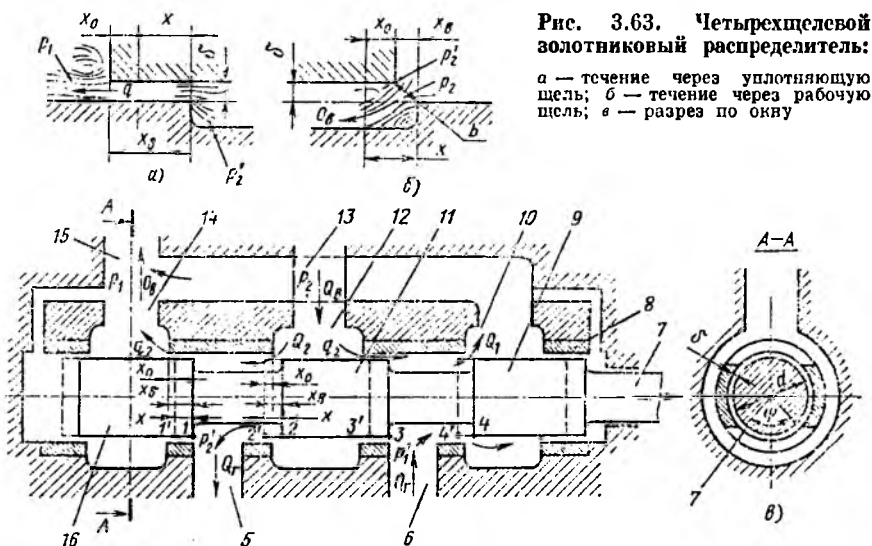


Рис. 3.63. Четырехщелевой золотниковый распределитель:

а — течение через уплотняющую щель; б — течение через рабочую щель; в — разрез по окну

Зависимость  $\mu_b$  для щели с прямоугольными острыми кромками от числа Рейнольдса  $Re = (2b/v)\sqrt{2p_b/\rho}$  приведена на рис. 3.64.

Так как в золотниковых щелях большей частью существует развитый турбулентный поток ( $Re > 1000$ ), принимают  $\mu_b \approx 0,7 \div 0,72 \approx const.$

Ввиду малой ширины  $\delta$  уплотняющих щелей поток в них обычно ламинарный, поэтому коэффициент расхода  $\mu_\delta$ , зависящий от давления, может быть получен из выражения для течения через эксцентрическую кольцевую щель (см. п. 1.26). При неизношенном золотнике высокого качества изготовления утечки  $q_1$  и  $q_2$  малы и ими часто пренебрегают.

Рассмотрим характеристику симметричного золотникового распределителя, образующего равные перекрытия со всеми кромками. Для него открытия рабочих и протяженность уплотняющих щелей одинаковы и поэтому потери давления  $p_{b1} = p_{b2} = p_b$ , утечки  $q_1 = q_2 = q$  и, следовательно,  $Q_1 = Q_2 = Q$ .

Если согласно рис. 3.55 и 3.63 обозначить полное давление, затрачиваемое в изображенной гидросистеме,  $p = p_2 - p_1$ , а давление, затрачиваемое в гидроцилиндре, определенное приложенной к нему внешней нагрузкой,  $p_r = p_2' - p_1'$ , можно составить баланс давлений для рабочей и уплотняющей щелей:

$$p_b = (p - p_r)/2, \quad (3.69)$$

$$p_\delta = (p + p_r)/2. \quad (3.70)$$

Уравнение расхода в этом случае имеет вид

$$Q_r = Q_b - q = \mu_b S_b \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{p - p_r}{2}} - \mu_\delta S_\delta \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{p + p_r}{2}}. \quad (3.71)$$

На рис. 3.65 изображена характеристика золотникового распределителя, соответствующая этому уравнению. При малых зазорах  $\delta$  (3—5 мкм) утечки  $q$  незначительны, поэтому на рисунке их значение, соизмеримое с точностью построения, не откладывалось. На характеристике показаны линейные зависимости  $Q_r \approx Q_b = f(x)$  для нескольких постоянных значений перепада давления  $p_b$  на щели.

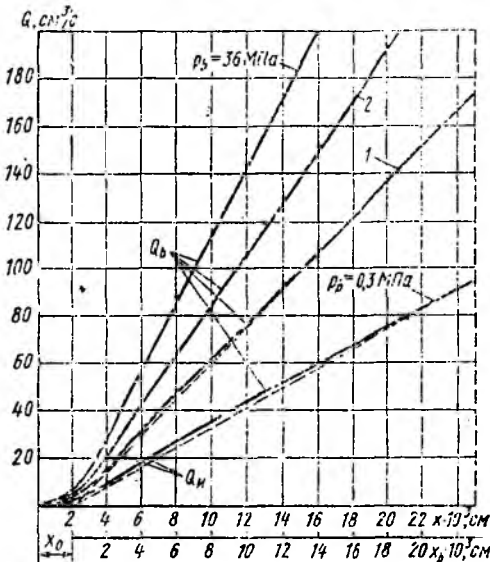


Рис. 3.65. Характеристика золотникового распределителя

$= 0, q = 0$ ) при  $\mu_b = 0,7$ . Такие характеристики обычно применяют при упрощенных расчетах дроссельных гидроприводов.

Линейность связи между расходом  $Q$  и смещением  $x_b$  является важнейшим свойством золотникового распределителя, как регули-

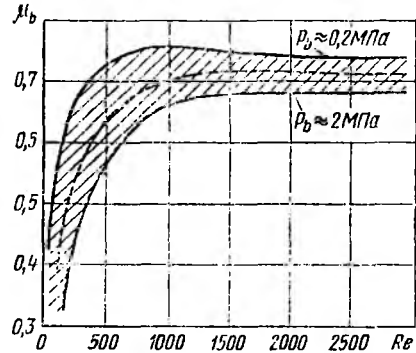


Рис. 3.64. Зависимость коэффициента расхода  $\mu_b$  щели золотника от  $Re$

При малых смещениях  $x$  их линейность нарушается. Причиной этого явления соизмеримость в этой области величин  $x_b$  и  $\delta$ , т. е. нелинейность  $b = f(x)$  и переменность коэффициентов расхода  $\mu_b$  и  $\mu_\delta$ . Штриховыми линиями показаны лучи  $Q_n = f(x)$ , представляющие собой характеристики идеального золотникового распределителя без перекрытия ( $x_0 = 0$ ) и без уплотняющего зазора ( $\delta =$

рующего устройства. Питание гидроприводов (см. рис. 3.55) осуществляется большей частью насосными установками с переливным клапаном (рис. 3.20). Они подают жидкость при  $p_{II} \approx p \approx \text{const}$ . Если к штоку гидроцилиндра приложена постоянная сила  $F = Sp_r$ , то, согласно выражению (3.71) скорость поршня будет линейной функцией смещения  $x_b$  золотника.

Если сила  $F$  или, что то же,  $p_r$  переменны в не слишком больших пределах, то связь между силой  $F$  и смещением  $x_b$  при постоянной скорости поршня  $v = Q_r/S$  также близка к линейной.

Таким образом, золотниковый распределитель как регулирующийся гидроаппарат позволяет осуществить простейшую наиболее удобную связь между  $x_b$ ,  $v$  и  $F$  при управлении гидродвигателями.

На рис. 3.66 показаны запорно-регулирующие элементы трех возможных типов: с «положительным» ( $t > m$ ), нулевым ( $t = m$ ) и отрицательным ( $t < m$ ) перекрытиями.

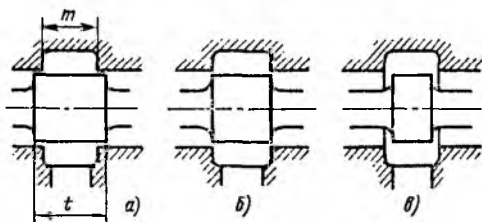


Рис. 3.66. Запорно-регулирующие элементы с перекрытием:

а — положительным; б — нулевым; в — отрицательным

При положительном перекрытии (см. рис. 3.63) образуются наиболее протяженные уплотняющие щели  $x_0$  с гильзой. Это уменьшает утечки или при выбранных допустимых утечках позволяет использовать распределители с большими зазорами  $\delta$ , что снижает трудоемкость из-

готовления и уменьшает износ золотника. Распределители со значительными положительными перекрытиями и зазорами  $\delta \approx 0,01$  мм широко используют для позиционного перекрытия гидрочиний (см. рис. 3.54). Для регулирования работы гидродвигателей они мало пригодны, так как при переходе через нейтральное положение благодаря значительному  $x_0$  (см. рис. 3.66, а) создают ощутимую зону нечувствительности, в которой гидродвигатель практически не реагирует на изменение смещения.

Наиболее благоприятно для систем регулирования нулевое перекрытие, которое допускает отсутствие зоны нечувствительности. По причине технологических ограничений при изготовлении оно неосуществимо. Поэтому, как правило, для регулирующих золотниковых распределителей используют малое положительное перекрытие.

Золотниковые распределители с отрицательным перекрытием применяют сравнительно редко. Управление работой гидродвигателя при помощи такого распределителя возможно, но связано со значительными утечками, а регулировочные характеристики системы при этом нелинейны. Преимуществом негерметичного золотникового распределителя является большая плавность регулирования, исключая возможность появления автоколебаний в гидропередаче, а также свободный перепуск жидкости через щели при нейтральном

положении золотника и неработающем гидродвигателе, благодаря чему снижается потребление энергии насосом во время холостого хода гидропередачи.

В следящих гидросистемах, например, в гидроприводах станков золотниковые распределители выполняют функции чрезвычайно точного и чувствительного элемента управления работой гидродвигателей. При этом управление работой самих золотников производится маломощными электромагнитами, включенными в электронную систему, задающую процесс управления.

Для таких золотниковых распределителей, кроме точности изготовления, необходимыми требованиями является, во-первых, стабильность пропускной способности щелей и, во-вторых, легкость перемещения.

Причиной нарушения стабильности пропускной способности щелей может являться облитерация — нарастание слоев поляризованных молекул жидкости на поверхностях, образующих щель. Из-за этого пропускная способность щели при одинаковом смещении золотника постепенно уменьшается. Если ширина щели мала (0,01—0,02 мм) и ее стенки неподвижны может произойти полное зарастание щели. Общепринятым методом борьбы с облитерацией является сообщение одной из поверхностей осцилляции в виде возвратно-поступательного или возвратно-поворотного движения с высокой частотой и малой амплитудой.

При перемещении золотника преодолеваются силы трения золотника о гильзу и силы гидродинамического происхождения, возникающие из-за перераспределения давления жидкости по поверхностям, образующим щели во время течения жидкости, по сравнению с распределением давлений в закрытом распределителе.

Силы трения могут быть велики при граничном трении в случае отжима золотника силами давления (рис. 3.67) к одной из стенок. Отжим является следствием неизбежных при изготовлении и сборке конусности (рис. 3.67, б) и перекосов (рис. 3.67, а), из-за которых закономерности падения давления в разных местах периметра уплотняющих щелей различны. Наиболее распространенный способ ослабления влияния этого явления — устройство канавок *K* (рис. 3.67 и 3.68), выравнивающих распределение давления по периметру щели.

Явление отжима, усиливающего трение, не характерно для плоских золотников, в которых сравнительно просто достигается гидростатическое уравнивание подвижного элемента. Золотник, показанный на рис. 3.69, состоит из торцовых гидростатических опор *2* и *6*, разжатых между плоскостями *1* и *5* пружиной *3*. Гидростатические элементы центрируются кольцом *4* и уплотняются *O*-образными резиновыми кольцами *9*. Жидкость от питающей установки подводится по каналу *7* и при смещении золотника ухватом *11* направляется в одно из окон *12*, ведущих к управляемому объекту. При этом область слива жидкости из другого окна является полость, в которой расположен золотник. Размеры полостей и уплотняющих поверхностей на торцах *8* и *10* золотника выбирают так, чтобы силы давления на него сверху и снизу были одинаковы и тре-

ние было обусловлено в основном лишь незначительным начальным поджатием пружины. Согласно сказанному, плоские золотники относятся к числу наиболее чувствительных и применяются в точных следящих гидроприводах.

Схема, поясняющая происхождение и действие гидродинамических сил, дана на рис. 3.68. При перекрытых щелях давление в полостях золотникового распределителя равномерно действует по всем поверхностям и золотник гидростатически уравновешен. Когда щели открыты (рис. 3.68, а), в зонах течения через щели давление

снижается, а в зонах натекания струй на стенки повышается. В результате возникают силы  $F_1$  и  $F_2$ , стремящиеся закрыть щели.

Сила  $F_1$  образуется в питающей камере из-за снижения давления по стенке перед выходом жидкости в щель 1. Согласно теоретическим оценкам Ю. Е. Захарова, угол направления струи, вытекающей через кольцевую сходящуюся щель с острыми кромками,  $\theta_1 \approx 69^\circ$ . Применяя для полости питающей камеры теорему изменения количества движения, можно получить

$$F_1 \approx -\rho Q v_1 \cos \theta_1$$

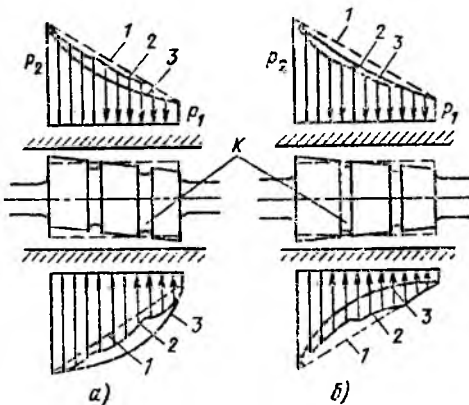


Рис. 3.67. Распределение давления на золотник:

а — при перекосе; б — при конусности; 1 — при постоянном зазоре; 2 — при переменном зазоре с канавками; 3 — при переменном зазоре без канавок

(знак минус указывает направление действия, противоположное смещению).

Сила  $F_2$  возникает в камере слива из-за реактивного давления втекающей струи, тормозящейся на стенке 3, и из-за понижения давления у стенки 2 вследствие отсоса жидкости из прилегающей области 4. Сила  $F_2$  оценивается при помощи экспериментального коэффициента  $k = 0,7 \div 0,9$ :

$$F_2 = -k\rho Q v_2.$$

Полная сила, стремящаяся закрыть золотниковый распределитель,

$$F = F_1 + F_2.$$

Наиболее распространенным способом уменьшения силы  $F$  является применение золотников с профилированными шейками в области слива. Профиль шейки подбирают опытным путем. При этом область 4 под струей (см. рис. 3.68, б) заполнена металлом, а на поверхность 5 натекает струя под углом  $\theta_2$ , большим, чем угол  $\theta_3$ , касательной к шейке. При отклонении струи профилем шейки обра-

зуется составляющая  $F_3$  реактивной силы, направленная противоположно силе  $F_1$ .

Поверхность  $b$  схода струи с профиля шейки выбирают так, чтобы торможение струи происходило на стенке  $7$  окна, а не на стенке золотника как в ранее рассмотренном случае, и соответствующая торможению сила на золотнике не возникала. В результате

$$F = F_1 - F_3$$

может быть достаточно малой.

Цилиндрические и плоские золотниковые распределители удобны как для позиционного переключения, так и для регулирования работы гидродвигателей. Их главным недостатком являются утечки,

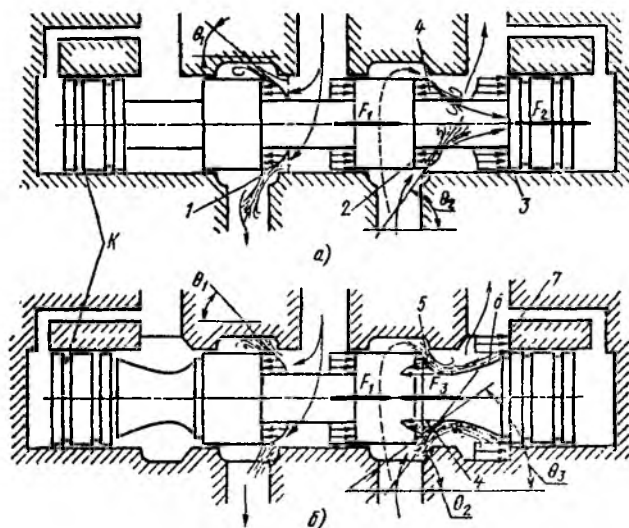


Рис. 3.68. Осевые силы, действующие на золотник:

*a* — без уравновешивания; *b* — при уравновешивании методом профилирования шеек

которые не позволяют удерживать гидродвигатель под нагрузкой в неподвижном состоянии. В таких случаях для позиционного переключения предпочтительны клапанные распределители (рис. 3.70), имеющие увеличенные по сравнению с золотниками размеры и массу, но позволяющие герметически перекрывать гидролинии.

В закрытом положении клапан удерживает пружина  $1$  (рис. 3.70, *a*), а открытие производится надавливанием на головку  $5$ . Чтобы силы, требуемые для открытия и удержания клапана в закрытом положении были малы, запирающий элемент  $3$  помещен между разгрузочными поршнями  $2$  и  $4$  с уплотняющими кольцами. Способ определения гидродинамической силы, преодолеваемой при открытии такого клапана, изложен в п. 3.27.



Схема клапанной коробки, обслуживающей гидроцилиндр с управлением работой клапанов при помощи кулачкового вала показана на рис. 3.70, б.

В менее ответственных случаях и при ограничении размеров для позиционного переключения используют малогабаритный крановый гидрораспределитель (рис. 3.71). Он имеет пробку 3, тщательно подогнанную по цилиндрической или конической поверхности к отверстию в корпусе 6, имеющем каналы 5 подвода, 7 отвода и 1 и 4

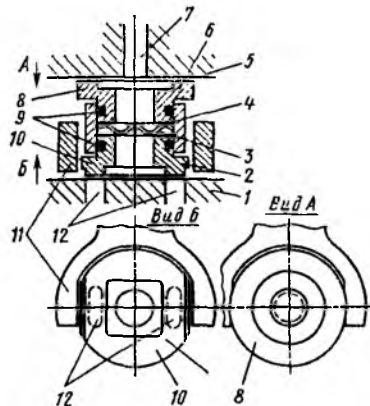


Рис. 3.69. Плоский гидростатически уравновешенный золотник

при повороте на  $45^\circ$  соединение гидролиний (как показано на схеме) изменяется и может, в частности, осуществляться реверс гидродвигателя. При размещении мест присоединения гидролиний учтена необходимость гидростатического уравнивания

пробки: давления жидкости на две противоположные грани пробки всегда одинаковы. Этим уменьшается момент трения, преодолевает-

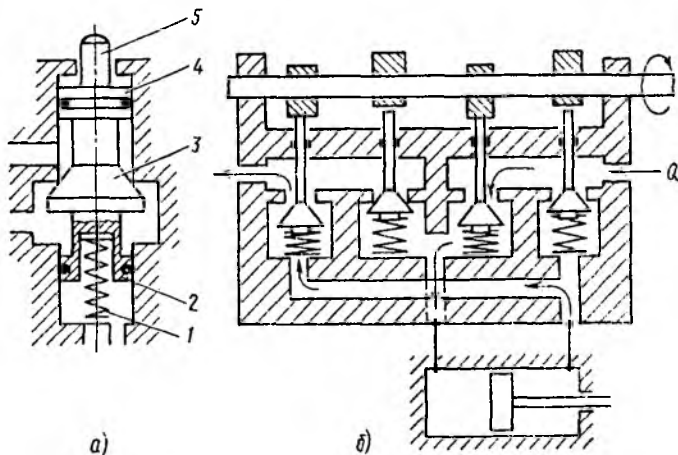


Рис. 3.70. Клапанный распределитель:

а — гидростатически уравновешенный запирающий элемент; б — блок клапанных запирающих элементов с механическим приводом для управления работой гидроцилиндра

мый при повороте крана. Пробковые краны из-за значительных утечек и моментов трения для работы при высоких давлениях ( $p > 10$  МПа) не применяют.

В более ответственных случаях при требовании малых размеров распределителя, но при высоких давлениях и необходимости высококачественной герметичности используют плоские поворотные краны (рис. 3.72). Герметичность обеспечивается возможностью обработки плоскостей 5, 6, 8 и 9 по высшим классам точности, а легкая управляемость — хорошей гидростатической уравновешенностью крана. Устройство крана такого типа близко по конструкции описанному выше плоскому золотниковому распределителю. На поверхностях

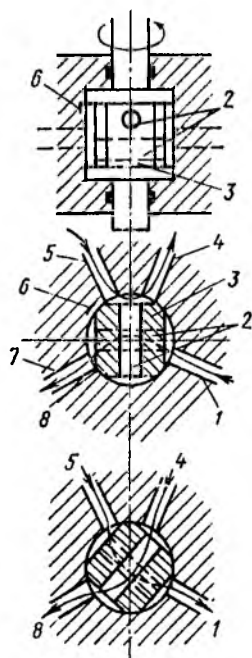


Рис. 3.71. Крановый пробковый распределитель

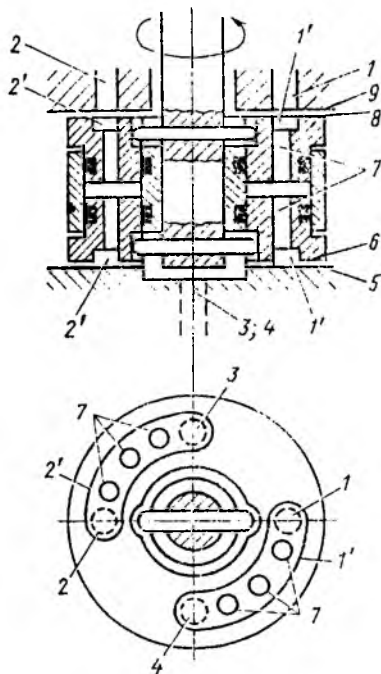


Рис. 3.72. Крановый торцовый, гидростатически уравновешенный распределитель

6 и 8 крана выполнены дуговые пазы 1' и 2', соединенные отверстиями 7. Отверстия 1 и 2 соединены соответственно с питающей установкой и областью слива, а отверстия 3 и 4 с управляемым объектом (гидродвигателем). Благодаря идентичности торцов 8 и 6 кран полностью гидростатически уравновешен и легко вращается при высоких давлениях.

Поворот крана на  $90^\circ$  позволяет осуществлять реверс гидродвигателя, а поворот на  $45^\circ$  — его блокировку.

### 3.27. Гидроклапаны

Клапаны используются в гидросистемах и гидропередачах в качестве автоматических регулирующих устройств. Применение клапанов в системах распределения поршневых насосов описано в п. 3.5.

Клапан (рис. 3.73) имеет запорно-регулирующий элемент 6, опирающийся в закрытом положении на седло 7, направляющую часть 3, обеспечивающую центровку клапана относительно седла, и пружину 2 (чаще с опорным шарниром 1), размещенные в корпусе 4. К камере 5 корпуса присоединены подводящий 8 и отводящий 10 каналы.

В приведенном клапане открытие  $z$  изменяется в результате непосредственного воздействия потока жидкости пропорционально пропускаемому расходу  $Q$ . Такой клапан называют клапаном прямого действия.

Клапаны гидросистем в отличие от насосных (см. рис. 3.5) соприкасаются с седлом по достаточно острой кромке. При таком контакте и в случае ограниченного числа рабочих циклов (у насосных

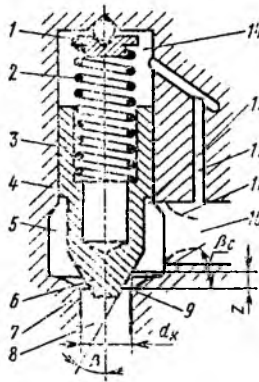


Рис. 3.73. Конический клапан прямого действия

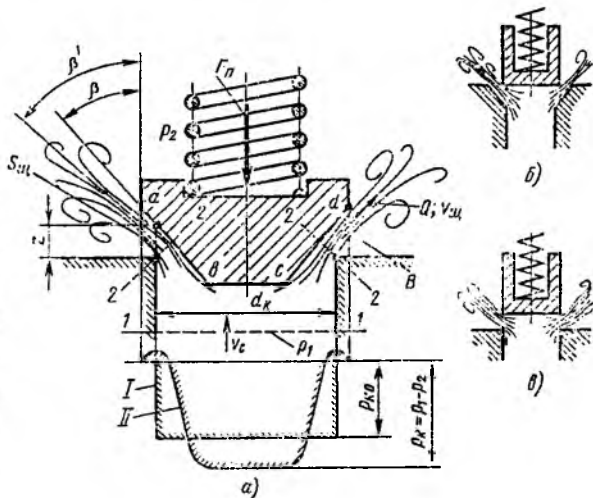


Рис. 3.74. Запорно-регулирующие элементы кромочных клапанов:

а — «конус на кромке»; б — «кромка на конусе»; в — золотникового типа

клапанов многие миллионы циклов) легче обеспечивается хорошая герметичность закрытого клапана. Основные типы кромочных запорно-регулирующих элементов «конус на кромке», «кромка на конусе» и золотникового показаны на рис. 3.74.

В отличие от насосных клапанов, работающих при малых перепадах  $p_k$  давлений, клапаны гидросистем используются во всем диапазоне давлений  $p_k$ , в том числе и при самых высоких давлениях (30—45 МПа). С ростом давлений увеличивается вероятность работы клапанов в режимах автоколебаний, что нежелательно.

При использовании в гидросистеме клапаны должны обеспечивать заданную герметичность, работать без автоколебаний и, что самое главное, иметь характеристику, т. е. зависимость перепада давления  $p_k$  от пропускаемого расхода  $Q$  (рис. 3.75), желаемой формы. Последняя зависит от свойств проточной части клапана и его

пружины. Рассмотрим работу запорно-регулирующего элемента конического клапана (см. рис. 3.74, а).

Пропускная способность щели клапана, поднятого на высоту открытия  $z$ ,

$$Q = \mu_{щ} S_{щ} \sqrt{(2/\rho) p_k}, \quad (3.72)$$

где  $\mu_{щ}$  — экспериментальный коэффициент расхода для кромочных клапанов (рис. 3.76), зависящий от числа

$$Re = \frac{z z}{\nu} \sqrt{\frac{2}{\rho} p_k}.$$

Площадь щели для кромочных клапанов

$$S_{щ} \approx \pi d_k z \sin \beta. \quad (3.73)$$

Равновесие клапана перед началом открытия определяется уравнением

$$F_{по} = p_{к0} S_k, \quad (3.74)$$

где  $F_{по} = C z_0$  — усилие пружины, имеющей жесткость  $C$  (Н/см) и поджатую на  $z_0$  (см);  $p_{к0}$  — давление открытия, равномерно действующее по площади  $S_k$  (эпюра давлений I на рис. 3.74);  $S_k = (\pi/4) d_k^2$ .

Равновесие открытого клапана при подъеме  $z$  определяется новым распределением давления (см. эпюру II на рис. 3.74) со стороны натекающего потока: перед щелью и в области щели, где жидкость движется с возрастающими скоростями, давление понижается, а в окрестностях центра клапана, где на него действует реакция потока, натекающего из прохода седла, давление увеличивается:

$$F_n = C(z_0 + z) = p_k S_k - F_v + F_c, \quad (3.75)$$

где  $F_v$  — уменьшение силы из-за течения в зоне щели;  $F_c$  — увеличение силы из-за натекания со стороны седла.

При больших  $p_k$  и, следовательно, скоростях, снижение силы давления за счет  $F_v$  велико. Как правило  $F_v \gg F_c$ . Следовательно, при открытом клапане, возрастая за счет поджатия  $z$ , сила пружины может быть уравновешена ослабляемой за счет  $F_v$  силой давления только при условии увеличения  $p_k > p_{к0}$ . Этим объясняется возрастание  $p_k$  с увеличением  $Q$  на характеристике клапана (см. рис. 3.75). Чем больше  $p_k$ , тем круче возрастает характеристика. При использовании клапанов в качестве переливных (рис. 3.20) или предохранительных, которые должны поддерживать по возможности постоянное давление насоса во всем диапазоне изменения его подачи, это

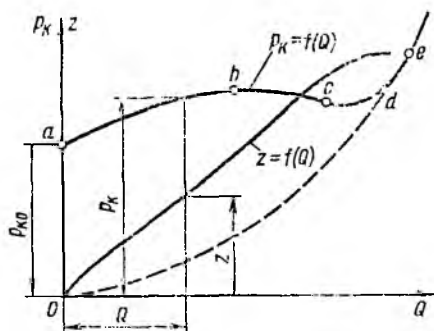


Рис. 3.75. Характеристика клапана

свойство характеристики крайне нежелательно. Способы его ограничения описаны ниже.

Приближенно силу  $F_{\text{п}}$  давления жидкости на открытый клапан, представленную выражением (3.75), можно оценить при помощи уравнения количества движения для потока в области, ограниченной контрольными сечениями 1 — 1 и 2 — 2 (см. рис. 3.74, а). Принимая равномерное распределение скоростей  $v_0$  и  $v_{\text{ш}}$  и давлений

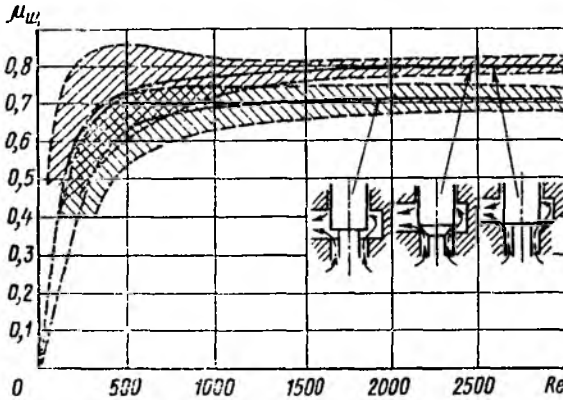


Рис. 3.76. Зависимость коэффициента расхода для конических клапанов от  $Re$

$p_1$  и  $p_2$  по сечениям, соответствие угла  $\beta'$  истечения струи углу конуса  $\beta$  и считая потери на трение пренебрежимо малыми, получаем

$$C(z_0 + z) = p_{\text{к}} S_{\text{к}} - \rho Q v_{\text{ш}} \cos \beta + \rho Q v_{\text{с}}. \quad (3.76)$$

В этой формуле средняя скорость в щели  $v_{\text{ш}} = \frac{Q}{S_{\text{ш}} \epsilon} = \frac{\mu_{\text{ш}}}{\epsilon_{\text{ш}}} \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{\text{к}}}$  (коэффициент сжатия, для конусной щели  $\epsilon = 0,93 \div 0,95$ ); скорость в проходе седла  $v_{\text{с}} = \frac{Q}{S_{\text{к}}} = \mu_{\text{ш}} \frac{S_{\text{ш}}}{S_{\text{к}}} \sqrt{2 \frac{p_{\text{к}}}{\rho}}$ .

Используя приведенные выражения, можно записать уравнение равновесия клапана для переменных режимов работы, соответствующих его характеристике:

$$C(z_0 + z) = p_{\text{к}} S_{\text{к}} \left[ 1 - k_v 2 \mu_{\text{ш}}^2 \frac{S_{\text{ш}} \cos \beta}{S_{\text{к}} \epsilon} + 2 \mu_{\text{ш}}^2 \frac{S_{\text{ш}}^2}{S_{\text{к}}^2} \right] = p_{\text{к}} S_{\text{к}} \psi. \quad (3.77)$$

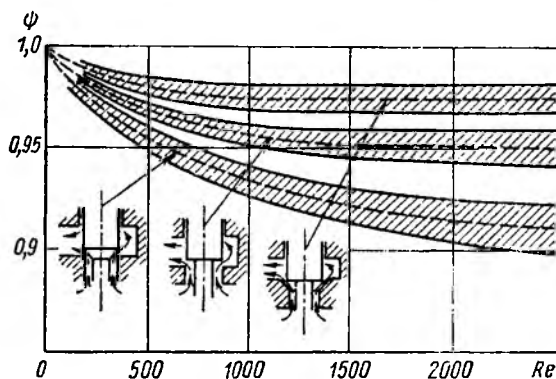
При преобразовании выражения (3.76) к виду (3.77) в него введен экспериментальный коэффициент  $k_v$  коррекции силы  $F_v$  [см. выражение (3.75)] при малых открытиях клапанов.

При малых открытиях ( $z \leq 0,01$  см) предпосылки, принятые для составления выражения (3.76) неточны из-за влияния пограничного слоя в окрестностях щели. Это ведет к возрастанию влияющей силы  $F_v$ , учитываемому коэффициентом  $k_v = 0,01/z$  при  $z <$

$< 0,01$  см. Выражение в квадратных скобках в формуле (3.77) представляет коэффициент  $\psi$  нагрузки клапана, позволяющий найти усилие пружины, необходимое для его уравнивания при подъеме  $z$ .

На рис. 3.77 приведена экспериментальная зависимость коэффициента нагрузки  $\psi = f(Re)$  для запорно-регулирующих элементов основных типов. Она позволяет легко оценить необходимое усилие пружины клапана. Решая совместно уравнения (3.72), (3.73), (3.74) и (3.77) можно, задаваясь  $z$ , построить характеристику клапана (см. рис. 3.75), если известны его размеры и жесткость  $C$  пружины. По приведенным уравнениям можно также найти размеры  $d_k$  и жесткость  $C$  пружины по заданным параметрам характеристики — давлению  $p_{k0}$  открытия клапана, давлению  $p_k$  и расходу  $Q$  расчетного

Рис. 3.77. Зависимость коэффициента силы для кромочных клапанов от  $Re$



режима. Для удовлетворительного соблюдения условий, принятых при составлении выражений (3.76) и (3.77), необходимо для расчетного режима придерживаться следующих рекомендаций:

подъем клапана  $z = (0,05 \div 0,1) d_k$ ;

скорость в проходе седла  $v_c \approx \sqrt{2/\rho} \sqrt{(0,05 \div 0,02) p_k}$ ;

площадь прохода седла  $S_k = Q/v_c$ .

Левые значения рекомендованных пределов соответствуют большим значениям углов  $\beta$  конусности запирающих элементов.

Рассмотрим правила, содействующие выполнению сформулированных выше требований к клапанам гидросистем.

Герметичность закрытого клапана обеспечивается тщательной обработкой поверхностей запирающего конуса  $b$  (см. рис. 3.73) и кромки  $9$  седла  $7$ , на которой формируется конусный уплотняющий пояс. Для этого твердость конуса должна быть выше твердости седла. Вторым условием для герметичности является хорошая взаимная центровка клапана и седла. Последнее условие содействует также работе клапана без колебаний, так как при плохой центровке клапаны отжимаются к одной стороне направляющей, где возникает сухое трение, ведущее к колебаниям при начале его подъема. С этой же целью желательно применение шарнирного поджатия пружины (поз. 1 на рис. 3.73 и поз. 4 на рис. 3.78). Без шар-

пиря пружина может давать силу асимметрично приложенную к клапану, что также ведет к его отжиму и увеличивает возможность колебаний.

Для предотвращения колебаний струя, вытекающая из щели, должна быть устойчивой. На рис. 3.7 показаны две возможные формы истечения через щели клапанов. Переход от одной формы к другой сопровождается изменением пропускной способности щели (коэффициента  $\mu_{щ}$ ) и ведет к пульсациям давления, обуславливающим колебания клапана. Прилипание струи к стенке седла является следствием понижения давления в зоне  $B$  (см. рис. 3.74), из которой эжектирующим действием струя интенсивно отсасывает жидкость. Этот эффект усиливается с ростом  $v_{щ}$ , т. е. с ростом  $p_k$ . Поэтому колебания обычно возникают при больших давлениях перед

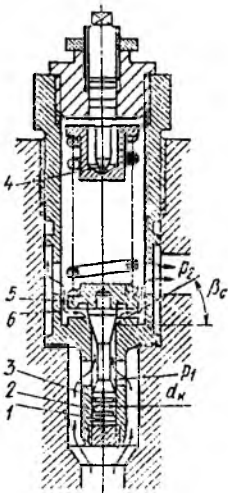


Рис. 3.78. Клапан прямого действия высокого давления с выравненной характеристикой

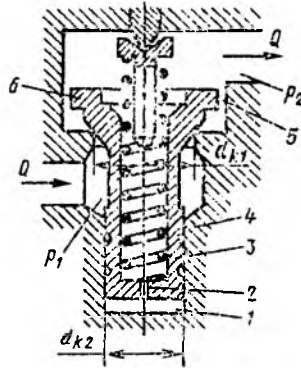


Рис. 3.79. Дифференциальный клапан

клапаном. Устранению колебания струи содействует заполнение области  $B$  металлом, для чего на седле выполняется конус с углом  $\beta_c$  (см. рис. 3.73 и 3.78). С этой же целью угол конусности  $\beta$  клапана уменьшают с ростом давления. У клапанов среднего давления (см. рис. 3.73), работающих при  $p_k \approx 2 \div 3$  МПа,  $\beta \approx 45 \div 30^\circ$ . У клапанов высокого давления (см. рис. 3.78), работающих при  $p_k > 10$  МПа,  $\beta = 30 \div 20^\circ$ . Для ослабления и гашения колебаний в клапанах высокого давления применяют различные демпфирующие устройства. Так, в клапане, изображенном на рис. 3.78, поверхность 1 поршня 2, на которую действует сила давления  $p_1$ , поднимающая клапан, сообщается с областью потока через малый зазор между поршнем и гильзой 3. Это затрудняет выдавливание жидкости из-под поршня при его колебаниях и гасит их. С этой же целью подклапанный объем 1 (рис. 3.79) сообщен с областью, находящейся под давлением  $p_2$  через малое дросселирующее отверстие 2.

Применение всех перечисленных мер не исключает колебаний клапанов, работающих в системах с пульсирующим давлением, особенно если вблизи клапана расположены полости, которые при проявлении упругих свойств жидкости могут являться резонаторами. Поэтому вопрос устранения колебаний клапанов в конечном итоге решается рассмотрением их совместной работы с обслуживаемой гидросистемой.

Часто назначением клапана является ограничение давления  $p_1$  перед ним (предохранительные и переливные клапаны) или за ним (редукционные клапаны). Во всех случаях желательно, чтобы регулируемое давление мало зависело от расхода  $Q$ , пропускаемого клапаном, т. е. чтобы его характеристика (рис. 3.75) была пологой.

При рассмотрении зависимости (3.75) показано, что условием равновесия запорно-регулирующего элемента, поджатого пружиной, является рост  $p_k$  с увеличением расхода  $Q$ . Для ограничения или устранения этого явления к клапану должна быть приложена дополнительная сила  $F_d$ , пропорциональная расходу, которая сообщала бы большее поджатие пружине и, следовательно, больший подъем  $z$  клапану. Через более широкую щель согласно выражениям (3.72) и (3.73) тот же расход сможет протекать при меньшем  $p_k$ .

Первым способом выравнивания характеристики является использование реакции струи, вытекающей из щели. При малом угле  $\beta$  конуса клапана (см. рис. 3.73, 3.78) и его безотрывном обтекании струя ударяет в область 13 камеры 5 (см. рис. 3.73) или в расширенную головку 5 клапана (см. рис. 3.78) и создает силу  $F_d = A \rho Q v_{ш}$ , компенсирующую действие силы  $F_v$ . В этом случае уравнение (3.75) примет вид

$$C(z_0 + z) = p_k S_k - F_v + F_c + F_d.$$

Характеристика на рис. 3.75 предполагает применение этого способа. На участке  $ab$  сила  $F_d$  при малом  $Q$  еще незначительна и нарастающий характер  $p_k$  сохраняется, но интенсивность нарастания ослаблена. При больших  $Q$  сила  $F_d$  больше  $F_v$  и на участке  $bc$  характеристика становится падающей. В среднем в рабочей зоне  $ac$  давление  $p_k$  будет изменяться незначительно. На рис. 3.75 показана также нерабочая зона  $cde$  характеристики, в которой начипается соприкосновение веток пружины (участок  $cd$ ) и далее пружина превращается в жесткий упор ( $de$ ). Далее характеристика следует по параболе  $Ode$ , соответствующей сопротивлению предельно поджатого жестко закрепленного клапана.

Второй способ воздействия на форму характеристики — включение последовательно с щелью клапана дросселирующего устройства (например, показанное штриховой линией сопло 11 на рис. 3.73). Из-за его сопротивления давление в камере 5 поднимается, а в заклапанной области 14, соединенной с местом высокой скорости каналом 12, снижается. Эффект от использования дросселирования аналогичен эффекту от использования реакции и характеристика деформируется так же, как было описано выше. В клапанах высокого давления (см. рис. 3.78 и 3.79) оба способа комбинируют, применяя



и удар струи о головку клапана и дросселирующую щель (поз. 5 и 6 на рис. 3.78, и 6 и 5 на рис. 3.79).

Большое влияние на форму характеристики оказывает жесткость  $C$  пружины, которая должна быть по возможности мала. При этом сила  $F_n$  будет слабо нарастать с увеличением  $z$ . Соответственно слабее будет и нарастание давления  $p_k$  по характеристике. В клапанах высокого давления малое  $C$  при потребности в большой силе  $F_n$  может быть получено только при большой пружине (см. рис. 3.78). Отметим, что комплекс гидродинамических мер по выравниванию характеристики, хорошо отработанных опытным путем, и малая жесткость пружины позволили получить у клапанов этого типа практически полную независимость  $p_k$  от  $Q$  при  $p_k$  до 63 МПа. Благодаря хорошему демпфированию клапаны вибростойки. Их недостаток — значительные размеры.

Компромиссным решением для сокращения размеров клапанов высокого давления является дифференциальный клапан (рис. 3.79). В нем давление  $p_2$  действует на кольцевую площадь  $S_k = (\pi/4) (d_{r1}^2 - d_{r2}^2)$ , которая может быть малой. Мала будет и сила, поднимающая клапан, а следовательно, и пружина, ее уравновешивающая.

Недостатком клапана является плохая герметичность из-за обязательных утечек под действием  $p_k$  через зазор между направляющим поршнем 3 и корпусом 4.

Наиболее совершенными по форме характеристики, небольшим габаритным размерам и герметичности являются клапаны прямого действия (рис. 3.80), в которых подъемом основного запорно-регулирующего элемента 3 управляет малый вспомогательный (управляющий) клапан 5. Основной клапан прижат к своему седлу 7 силой  $F_{r0}$  относительно слабой пружины 2 и, если  $d_{r2} > d_{r1}$ , также и силой давления  $p_1 (\pi/4) (d_{r2}^2 - d_{r1}^2)$ , так как заклапанная полость 4 соединена с подводящей 8 дросселем 1.

Управляющий клапан 5 — малый клапан прямого действия с жесткой пружинной 6, и поэтому с крутой характеристикой. Обычно его диаметр  $d_y = (0,1 \div 0,05) d_{r1}$ . Клапан 5 установлен последовательно с дросселем 1 и при открытии они пропускают один и тот же расход  $Q_y$ . Характеристика клапана прямого действия изображена на рис. 3.81. Слева показано поле характеристик управляющего клапана  $p_y = f(Q_y)$ , дросселя  $p_d = f(Q_y)$  и их совместная характеристика (характеристика управляющего тракта)  $p_k = p_y + p_d = f(Q_y)$ . При давлении  $p_{y0}$  клапан 5 открывается и через управляющий тракт начинает течь расход  $Q_y$ . Из-за потерь в дросселе 1 давление в полости 4 уменьшается и при значении  $Q_y = Q_{y0}$ , когда потери в дросселе  $p_{d0}$ , образуются условия для начала открытия основного клапана на режиме  $O$ :

$$F_{r0} + (p_0 - p_{d0}) (\pi/4) (d_{r2}^2 - d_{r1}^2) = p_0 (\pi/4) d_{r1}^2.$$

При дальнейшем возрастании  $p_k$  продолжается увеличение  $Q_y$  и  $p_d$ . Это вызывает, из-за мягкости пружины 2, интенсивное нарастание подъема основного клапана и соответственно пропускаемого им расхода  $Q_{гр}$ . Поэтому основной участок  $O - p$  характеристики

получается практически горизонтальным. Таким образом, характеристика состоит из начального участка  $Q_{y0}$ , на котором работает только управляющий клапан, пропуская  $Q_y$ . Здесь характеристика круто нарастает в пределах  $\Delta p_y \approx (0,1 \div 0,2) p_p$ . На втором, основном участке, работают оба клапана. Обычно на расчетном режиме  $Q_{y,p} \leq 0,05 Q_p$ , и поэтому принимают  $Q_p \approx Q_{gr}$ .

Расчет клапанов непрямого действия выполняют по ранее приведенным уравнениям. При этом составляют системы уравнений для управляющего и основного клапанов и решают совместно с уравнением пропускной способности дросселя.

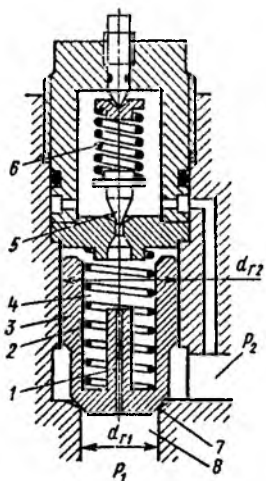


Рис. 3.80. Клапан непрямого действия

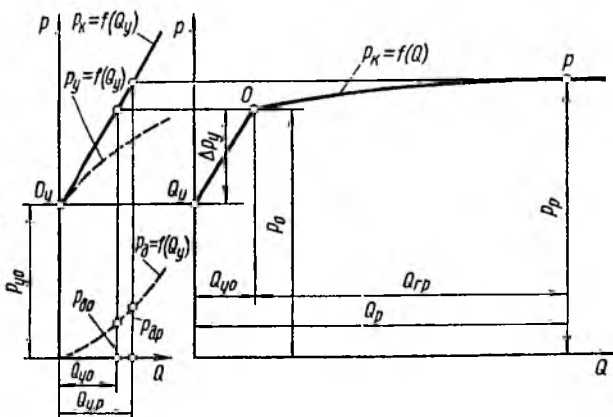


Рис. 3.81. Характеристика клапана непрямого действия

Редукционные клапаны (рис. 3.82) предназначены для поддержания в отводимом потоке стабильного давления  $p_2$ , более низкого, чем давление  $p_1$  в подводимом потоке. Их применяют при питании от одного насоса нескольких потребителей, требующих разных давлений.

Клапан состоит из запорно-регулирующего элемента 3, объединенного с уравновешивающим поршнем 1, и пружины 2, размещенных в гнезде корпуса 8, образующего седло 6 клапана. Для демпфирования возможных колебаний заклапанная полость 9 соединена с областью слива дросселем 10.

Пружина стремится удержать клапан в предельно открытом положении, ограниченном упором 4. Давление  $p_2$  в приемной камере 5, образуя силу  $p_2 S_k = p_2 (\pi/4) d_{k1}^2$ , стремится клапан закрыть. Со стороны питающей камеры 5 гидростатические силы от действия давления  $p_1$  по кольцевой площади  $S_{k1} - S_{k2} = (\pi/4) (d_{k1}^2 - d_{k2}^2)$  отсутствуют, поскольку сила давления  $p_1 (S_{k1} - S_{k2})$  действует на запирающий элемент со стороны входа в щель и на уравновешивающий поршень. Поэтому давление  $p_1$  на работу клапана непосредственно не влияет.

Предполагается, что из приемной камеры 5 потребитель отбирает некоторый расход  $0 < Q < Q_{\max}$ . Максимальный расход  $Q_{\max}$ , при котором еще может поддерживаться  $p_2$  и когда реакция со стороны упора 4 отсутствует,

$$Q_{\max} = \mu_{\text{ш}} S_{\text{шmax}} \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_1 \text{max} - p_2)} \quad \text{при} \quad S_{\text{шmax}} = \pi d_{\text{к1}} z_{\text{max}} \sin \beta.$$

Если потребности обслуживаемой системы уменьшились и расход  $Q$  снизился, давление  $p_2$  начинает расти. Это вызывает сжатие пружины, уменьшение  $z$  открытия щели и возрастание потерь в ней до тех пор, пока не будет найдено новое равновесное положение

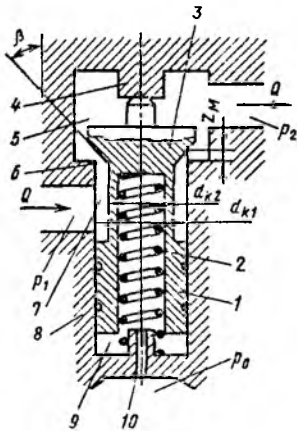


Рис. 3.82. Редукционный клапан

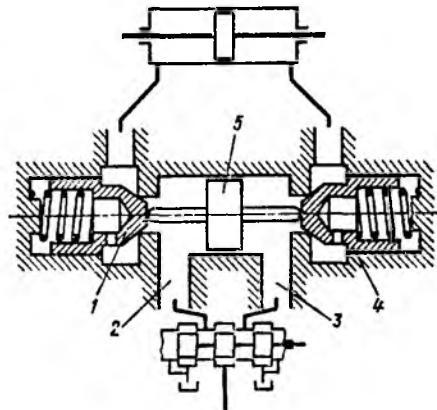


Рис. 3.83. Гидрозамок для фиксации положения поршня гидроцилиндра

клапана при новом значении  $p_2$ . Клапаны проектируют так, чтобы во всем диапазоне изменения  $Q$  и  $z$  значение  $p_2$  изменялось мало. Это можно видеть из уравнения равновесия такого клапана, составленного аналогично уравнениям (3.75) и (3.76):

$$F_{\text{п}} = C(z_0 - z) = p_2 S_{\text{н}} + F_{\text{в}} - F_{\text{с}} = p_2 S_{\text{н}} + \rho Q v_{\text{ш}} \cos \beta - \rho Q v_{\text{с}}.$$

Оно показывает, что давление  $p_2$  уменьшается с ростом открытия  $z$  клапана, так как при этом уменьшается сила  $F_{\text{п}}$  пружины. Некоторое уменьшение  $p_2$  вызывает и рост  $p_1$  из-за увеличения  $F_{\text{в}}$ . Если жесткость  $C$  пружины мала и влияние гидродинамической силы  $F_{\text{в}}$  невелико, то  $p_2$  в широком диапазоне  $p_1$  и  $Q$  будет практически постоянным.

В гидросистемах довольно часто применяют клапаны, действующие по команде управляющего сигнала. На рис. 3.70 были показаны распределительные клапаны с механическим управлением.

Клапаны с гидравлическим управлением называют гидрозамками. В гидрозамок может быть легко превращен основной клапан 3 в кла-

пане непрямого действия (см. рис. 3.80), если заменить управляющий клапан 5 золотником или вентилем, открываемым и закрываемым по команде извне. Широко распространены двухклапанные гидрозамки (рис. 3.83), служащие для запираания поршней гидроцилиндров в фиксированном положении при отсутствии подачи жидкости от питающей установки. Если во внешних гидролиниях 2 и 3 давление отсутствует, два герметичных обратных клапана 1 и 4 закрыты, гидроцилиндр заперт, а управляющий поршень 5 находится в среднем положении. При повышении давления в одной из внешних гидролиний управляющий поршень смещается в сторону меньшего давления и открывает клапан, обеспечивающий слив жидкости из полости гидроцилиндра, в сторону которой должен начать смещаться его поршень. Таким образом, блокировка гидроцилиндра сжимается.

### 3.28. Гидравлические дроссели

Назначение дросселей — устанавливать желаемую связь между пропускаемым расходом и перепадом давления до и после дросселя. По характеру рабочего процесса дроссели являются гидравлическими сопротивлениями с регламентированными характеристиками. Применение дросселей в качестве регулирующих элементов требует от них двух качеств:

возможности получения характеристики, т. е. зависимости  $p = f(Q)$ , желаемого вида;

сохранения стабильности характеристики при эксплуатации, а именно ее малой зависимости от изменения температуры (от вязкости) жидкости, неподверженности засорениям, облитерации.

Рассмотрим с этих позиций главные типы гидравлических сопротивлений и оценим возможность их использования в качестве регулирующих дросселей.

Использование в качестве дросселей капилляров, т. е. длинных трубок со значительными сопротивлениями трения в зоне ламинарного течения позволяет получать дросселирующие элементы с линейной взаимосвязью между расходом  $Q$  и потерей  $p$  давления, что весьма желательно. Учитывая, что при ограниченной длине дроссельных капилляров, длина начального участка ламинарного потока соизмерима с полной длиной капилляра, линейность указанной взаимосвязи будет приближенной (см. п. 1.25). Поскольку ламинарный режим течения устойчив при  $Re < Re_{кр}$  (см. п. 1.22) и потери при нем прямо пропорциональны вязкости, линейные ламинарные дроссели применимы только при малых скоростях жидкости, т. е. при малых значениях потери  $p$  (обычно  $p < 0,3$  МПа) и в условиях достаточно стабильной температуры при эксплуатации. Ввиду большой длины капилляров их выполняют обычно в виде винтов 1 (рис. 3.84) с прямоугольным сечением резьбы в хорошо подогнанной по наружному диаметру гильзе 2. Дроссель на рисунке регулируемый. Вращением винтовой головки 3 работающая длина  $l_k$  винта и, следовательно, характеристика дросселя могут изменяться.

Из-за указанных ограничений линейные дроссели с ламинарным течением, несмотря на удобный вид характеристики, применяют редко.

Капилляры с турбулентным течением жидкости имеют в широком диапазоне  $Q$  сложный характер зависимости  $p = f(Q)$ , отличный от квадратичного из-за переменности коэффициента трения  $\lambda$ . Поэтому квадратичные капиллярные дроссели (например, 1 на рис. 3.80) применимы в условиях незначительных изменений  $p$  и  $Q$ , что соответствует условиям в предохранительном клапане при не-

большом диапазоне изменения вязкости. Во избежание засорения и облитерации размер проходов капилляров должен быть не менее 0,6—0,8 мм при условии фильтрации жидкости.

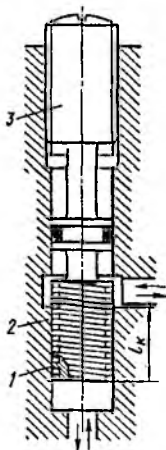


Рис. 3.84. Винтовой дроссель

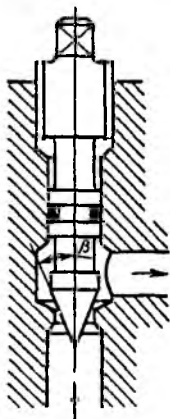


Рис. 3.85. Игольчатый дроссель

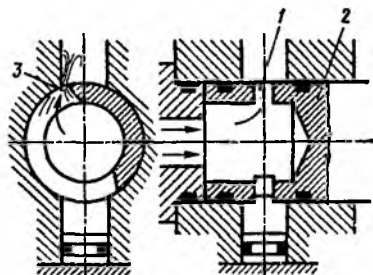


Рис. 3.86. Щелевой дроссель

Широко применяют в качестве дросселирующих устройств местные сопротивления, используемые в зоне квадратичных режимов течения. Как было показано выше (см. гл. 7 и 8), дросселирующие элементы на базе диафрагм и насадков, где обтекаются острые кромки, уже при малых значениях  $Re$ , имеют слабо изменяющуюся от  $Re$  зависимость коэффициента расхода  $\mu$ . Хорошей стабильностью зависимости  $\mu = f(Re)$  обладают и клапанные щели (см. рис. 3.76). Этим обеспечивается хорошая стабильность в широком диапазоне  $Re$  квадратичных характеристик  $p = cQ^2$  у дросселей, основанных на применении таких элементов.

На рис. 3.79 и 3.82 показаны соответственно демпфирующие дроссели 2 и 10 в виде цилиндрических насадков. Их назначение — гашение колебаний клапанов. Сопротивление этих дросселей должно быть достаточным, чтобы, препятствуя быстрому втеканию и вытеканию жидкости из объемов 1 и 9, не давать возможности возникнуть периодическим колебаниям клапана. Однако слишком большое сопротивление замедлит подъем и посадку клапана при смене его режимов работы, т. е. лишит его быстродействия, что недопустимо. Подбор сопротивлений дросселей выполняют опытным путем. На рис. 3.85 показан игольчатый регулируемый квадратичный

дроссель на базе конусного клапана. Для него действительно уравнение пропускной способности (3.72) для клапанов. Для плавности регулирования угол конусности  $\beta$  запирающего элемента делают по возможности малым ( $10\text{--}20^\circ$ ). На рис. 3.86 показан крановый регулируемый дроссель с плоской дросселирующей щелью  $I$  в поворачиваемой пробке  $2$ . Ориентировочно коэффициент расхода такой щели  $\mu \approx 0,8$ . Совместно со стенкой корпуса щель образует плоский сходящийся насадок  $3$  переменной угловой протяженности, устанавливаемой поворотом пробки при настройке. Для плавности регулирования щели делают узкими.

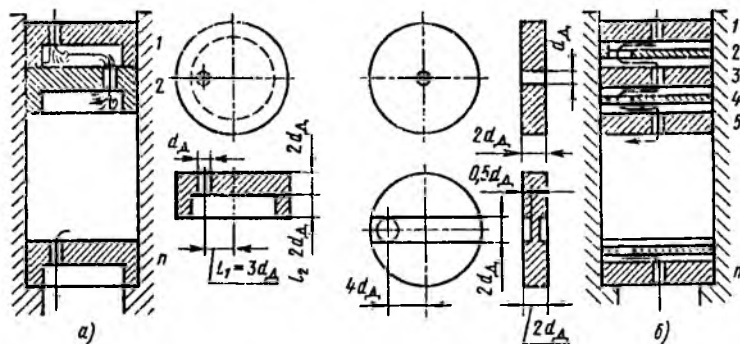
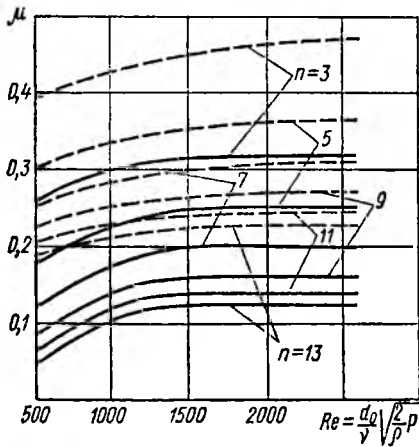


Рис. 3.87. Пакетные дроссели:

*a* — с цилиндрическими насадками; *b* — с цилиндрическими насадками и диаметрными щелями

В системах гидроавтоматики широко используются квадратичные дроссели для малых расходов, но с необходимостью обеспечения значительного понижения давлений. Из общего уравнения пропускной способности для местных сопротивлений  $Q = \mu S \sqrt{(2/\rho)p}$  видно, что такие дроссели должны иметь малую площадь  $S$ ; следовательно они будут легко засоряться, облитерироваться, изменяя при этом характеристики. Поэтому получили распространение пакеты дросселей (рис. 3.87, *a*), составленные, как правило, из шайб с отверстиями, представляющими цилиндрические насадки (см. п. 1.40). В пакете каждый насадок работает при малом перепаде давления и поэтому может иметь приемлемый размер прохода ( $d \approx 0,6 \div 0,8$  мм). Сопротивление пакета должно равняться сумме сопротивлений отдельных насадков, однако на практике это часто не соблюдается по причине взаимного влияния насадков в пакете. Это возможно при малых размерах  $l_1$  и  $l_2$  (рис. 3.87, *a*) и главным образом из-за сближения осей отверстий по углу расположения. В последнем случае струя из предыдущего отверстия влияет на условия втекания в последующее и сопротивление системы резко уменьшается. Сборка таких дросселей требует взаимной фиксации шайб. Этих недостатков не имеет пакет дросселей, изображенный на рис. 3.87, *b*, состоящий из шайб с центральными отверстиями и

шайб с диаметрными шлицами. В нем не нужны разделительные камеры и безразлично взаимное расположение шайб при сборке. Шлицы, как и насадки имеют значительное сопротивление и поэтому



в целом дроссели такого типа при реализации того же сопротивления имеют меньшее число шайб и более устойчивые характеристики. Это можно видеть на рис. 3.88, где штриховыми линиями показаны зависимости коэффициента расхода  $\mu$  для традиционных пакетных дросселей, рис. 3.88, а, и сплошными линиями — для пакетов дросселей, показанных на рис. 3.88, б ( $n$  — число шайб).

Рис. 3.88. Зависимость коэффициента расхода пакетных дросселей от  $Re$

Важным свойством квадратичных дросселей, нарушающим стабильность их характеристик, является возможность их работы в режимах безотрывного и отрывного течений. При этом скачкообразно

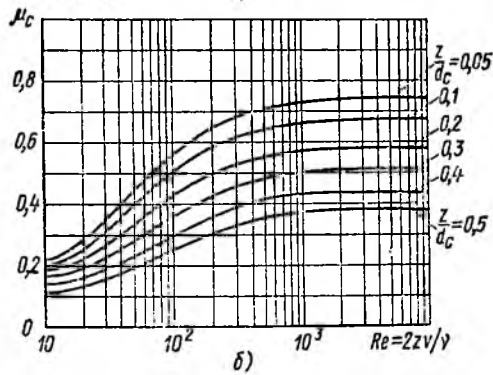
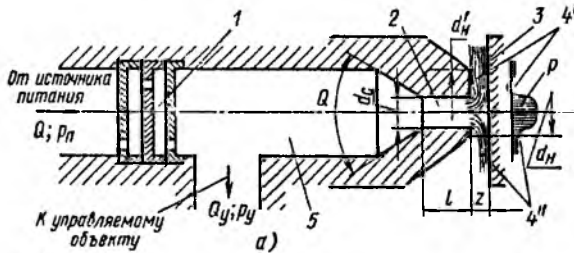


Рис. 3.89. Дроссельный управляющий элемент типа сопло — заслонка:

а — схема проточной части; б — коэффициент расхода регулируемого дросселя

изменяется коэффициент расхода ( $\mu \approx 0,8$  до  $\mu \approx 0,6$ ) и, следовательно, характеристика. Для систем гидроавтоматики это совершенно неприемлемо.

Для дросселей, образованных цилиндрическими насадками, этого явления можно избежать, если на выходе из каждого насадка поддерживается достаточно высокое давление, исключающее кавитацию в нем. В этом отношении удобны пакетные дроссели.

Дроссели широко распространены в системах гидроавтоматики. На рис. 3.89, а показана схема дроссельного управляющего элемента сопло-заслонка. Он состоит из нерегулируемого обычно пакетного дросселя 1 и регулируемого дросселя — сопла 2 с заслонкой 3. Соппротивление этой системы регулируется путем изменения ширины щели  $z$ . Если давление питания  $p_n = \text{const}$ , то давление  $p_y$  в камере 5 будет меняться пропорционально  $z$  и может быть использовано для воздействия на управляемый объект.

Устойчивая работа такой системы требует отсутствия смены режимов течения в дросселях.

Смена безотрывного 4' режима течения отрывным 4'' ведет к изменению расхода  $Q$ , давления  $p_y$ , силового воздействия струи на заслонку (см. эпюры  $p$  4' и 4'') и, следовательно, к колебаниям заслонки и управляемого объекта. Безотрывное течение вероятно, когда наружный диаметр торца сопла  $d'_n \gg d_c$ . Поэтому наружный диаметр делают возможно меньшим [ $d_n \approx (1,2 \div 1,3)d_c$ ] и используют сопла только при отрывных режимах работы. Неустойчивости характеристики могут содействовать и внутренние отрывы потока при входе в цилиндрическую часть сопла. Для избежания этого длина сопла  $l \approx (2 \div 3) d_c$ , а угол при входе  $\theta \approx 50 \div 60^\circ$ . Зависимость коэффициента расхода  $\mu_c$  сопел описанного типа для разных относительных смещений  $z/d_c$  щели показана на рис. 3.89, б.

Использование системы сопло-заслонка в гидроавтоматике описано в п. 3.38.

## Глава 24. ОБЪЕМНЫЙ ГИДРОПРИВОД (общие сведения)

### 3.29. Основные понятия и определения

Объемным гидроприводом называется совокупность объемных гидромашин, гидроаппаратуры, гидролиний (трубопроводов) и вспомогательных устройств, предназначенная для передачи энергии и преобразования движения посредством жидкости.

К числу гидромашин относятся насосы и гидродвигатели, которых может быть несколько. Гидроаппаратура — это устройства управления гидроприводом, при помощи которых он регулируется, а также средства защиты его от чрезмерно высоких и низких давлений жидкости. К гидроаппаратуре относятся дроссели, клапаны разного назначения и гидрораспределители — устройства для изменения направления потока жидкости. Вспомогательными устройствами служат так называемые кондиционеры рабочей жидкости, обеспечивающие ее качество и состояние. Это различные отделители твердых частиц, в том числе фильтры, теплообменники (нагреватели и охладители жидкости), гидробакв, а также гидроаккумуляторы.



Перечисленные элементы связаны между собой гидролиниями, по которым движется рабочая жидкость.

Принцип действия объемного гидропривода основан на малой сжимаемости капельных жидкостей и передаче давления в них по закону Паскаля. Рассмотрим простейший гидропривод (рис. 3.90). Два цилиндра 1 и 2 заполнены жидкостью и соединены между собой трубопроводом. Поршень цилиндра 1 под действием силы  $F_1$  перемещается вниз, вытесняя жидкость в цилиндр 2. Поршень цилиндра 2 при этом перемещается вверх и преодолевает нагрузку (силу)  $F_2$ .

Если пренебрегать потерями давления в системе, то по закону Паскаля давление в цилиндрах 1 и 2 будет одинаковым и равным  $p = F_1/S_1 = F_2/S_2$ ,

где  $S_1$  и  $S_2$  — площади поршней цилиндров 1 и 2.

Считая жидкость практически несжимаемой, можно записать:  $h_1 S_1 = h_2 S_2$  или  $v_1 S_1 = v_2 S_2$ .

Мощность, затрачиваемая на перемещение поршня в цилиндре 1, выражается соотношением  $N = F_1 v_1 = p S_1 v_1$ . Так как величина  $S_1 v_1$  является расходом жидкости  $Q$ , то условие передачи энергии можно (при отсутствии сил трения) представить в виде  $F_1 v_1 = p Q = F_2 v_2$ , где  $p Q$  — мощность потока жидкости;  $F_2 v_2$  — мощность, развиваемая поршнем цилиндра 2, т. е. работа выходного звена системы, отнесенная к единице времени.

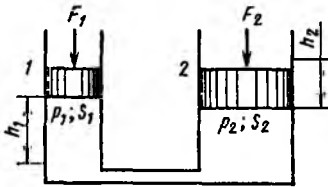


Рис. 3.90. Схема простейшего гидропривода

Каждый объемный гидропривод содержит источник энергии, т. е. жидкости под давлением. По виду источника энергии гидроприводы разделяют на три типа.

1. *Насосный гидропривод* — гидропривод, в котором рабочая жидкость подается в гидродвигатель объемным насосом, входящим в состав этого гидропривода. Он применяется наиболее широко. По характеру циркуляции рабочей жидкости насосные гидроприводы разделяют на гидроприводы с замкнутой циркуляцией жидкости (жидкость от гидродвигателя поступает во всасывающую гидролинию насоса) и гидроприводы с разомкнутой циркуляцией жидкости (жидкость от гидродвигателя поступает в гидробак).

Термин насосный гидропривод включает понятие объемная гидропередача. Это часть насосного гидропривода, состоящая из насоса, гидродвигателя (одного или нескольких) и связывающих их гидролиний. Гидропередачи, таким образом, это силовая часть гидропривода, через которую протекает основной поток энергии.

Для привода насоса в насосном гидроприводе могут быть использованы различные двигатели. В связи с этим, если в понятие насосного гидропривода включают также приводящий двигатель, то в зависимости от типа этого двигателя различают электрогидропривод, турбогидропривод, дизельгидропривод, мотогидропривод и т. п.

2. *Аккумуляторный гидропривод*, в котором рабочая жидкость подается в гидродвигатель от предварительно заряженного гидроаккумулятора. Такие гидроприводы используют в системах с кратковременным рабочим циклом или с ограниченным числом циклов.

3. *Магистральный гидропривод*, в котором рабочая жидкость поступает в гидродвигатель из гидромагистрали. Напор рабочей жидкости в гидромагистрали создается насосной станцией, состоящей из одного или нескольких насосов и питающей несколько гидроприводов (централизованная система питания).

По характеру движения выходного звена различают объемные гидроприводы: *поступательного движения* — с возвратно-поступательным движением выходного звена и с гидродвигателями в виде гидроцилиндров; *поворотного движения* — с возвратно-поворотным движением выходного звена на угол менее  $360^\circ$  и с поворотными гидродвигателями; *вращательного движения* — с вращательным движением выходного звена и с гидродвигателями в виде гидромоторов.

Если в объемном гидроприводе отсутствует устройство для изменения скорости выходного звена, то такой гидропривод является *нерегулируемым*. Гидропривод, в котором скорость выходного звена можно изменять по заданному закону является регулируемым.

Применяются следующие два способа регулирования скорости выходного звена объемных гидроприводов:

1) дроссельное регулирование, т. е. регулирование скорости дросселированием потока рабочей жидкости и отводом части потока через дроссель или клапан, минуя гидродвигатель;

2) объемное регулирование, т. е. регулирование скорости изменением рабочего объема насоса или гидродвигателя или того и другого.

Если в объемном гидроприводе скорость регулируется одновременно двумя рассмотренными способами, то такое регулирование называется *объемно-дроссельным*.

В некоторых случаях в насосном гидроприводе скорость выходного звена регулируется изменением скорости приводного двигателя (электродвигателя, дизеля и т. п.). Такое регулирование называется регулированием приводящим двигателем.

Регулирование гидропривода может быть ручным, автоматическим и программным.

Если в гидроприводе скорость выходного звена поддерживается постоянной при изменении внешних воздействий, то такой гидропривод называют *стабилизированным*.

*Следящим* гидроприводом называют такой регулируемый гидропривод, в котором выходное звено повторяет движения звена управления.

Регулируемые гидроприводы широко используются в качестве приводов станков, прокатных станков, прессового и литейного оборудования, дорожных и строительных машин, транспортных и сельскохозяйственных машин и т. п. Такое широкое их применение объясняется рядом преимуществ (по сравнению с механическими и электрическими передачами), к которым относятся:

бесступенчатое регулирование передаточного числа в широком диапазоне и возможность создания больших передаточных отношений;

малая удельная масса, т. е. масса гидропривода, отнесенная к передаваемой мощности (0,2—0,3 кг на 1 кВт);

возможность простого и надежного предохранения приводящего двигателя от перегрузок;

малая инерционность вращающихся частей, обеспечивающая быструю смену режимов работы (пуск, разгон, реверс, остановка);

простота преобразования вращательного движения в возвратно-поступательное;

возможность расположения гидродвигателя на удалении от источника энергии и свобода компоновки.

Необходимо также считаться с недостатками гидропривода, а именно:

КПД объемного гидропривода несколько ниже, чем КПД механических и электрических передач, и, кроме того, он снижается в процессе регулирования;

условия эксплуатации гидропривода (температуры) влияют на его характеристики;

КПД гидропривода несколько снижается по мере выработки его ресурса из-за увеличения зазоров и возрастания утечек жидкости (падение объемного КПД);

чувствительность к загрязнению рабочей жидкости и необходимость достаточно высокой культуры обслуживания.

### 3.30. Принципиальные схемы гидроприводов

На рис. 3.91 приведены три принципиальные схемы, соответствующие трем классам гидроприводов, которые различаются характером движения выходного звена. На схемах применены следующие обозначения: 1 — регулируемый насос, 2 — гидродвигатель (на схеме *a* им является гидроцилиндр, на схеме *б* — поворотный гидродвигатель и на схеме *в* — гидромотор), 3 — гидрораспределитель (на схеме *a* — двухпозиционный с управлением от кулачка и с пружинным возвратом, на схеме *б* — трехпозиционный с управлением от электромагнитов и на схеме *в* — трехпозиционный с ручным управлением), 4 — предохранительный клапан, 5 — бак.

Насос засасывает жидкость из бака и нагнетает ее в гидродвигатель через распределитель. Из гидродвигателя жидкость движется через другой канал распределителя и сливается в бак. Предохранительный клапан отрегулирован на предельно допустимое давление и предохраняет систему гидропривода с приводящим двигателем от перегрузок.

Для улучшения условий всасывания жидкости из бака и предотвращения кавитации в насосе в гидроприводе вращательного движения (рис. 3.91, *в*) применен бак с наддувом, т. е. с давлением газа над поверхностью жидкости выше атмосферного.

Изменение направления движения выходного звена гидродвигателя (реверсирование) осуществляется изменением позиции распределителя, а регулирование скорости этого движения — увеличением или уменьшением рабочего объема насоса.

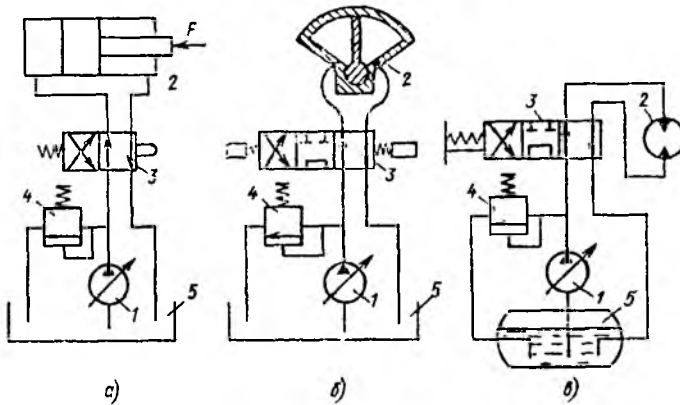


Рис. 3.91. Схема гидропривода:

*a* — поступательного движения; *б* — поворотного движения; *в* — вращательного движения

На рис. 3.91 показаны принципиальные схемы гидроприводов с разомкнутой циркулирующей жидкостью. Разрыв циркуляции происходит в баке, при этом исключается возможность реверсирования гидродвигателей путем изменения направления подачи насоса (реверса подачи). Для этой цели обязательно применение распределителей.

На рис. 3.92 показана схема гидропривода вращательного движения с замкнутой циркулирующей жидкостью. На схеме изображены регулируемый насос *1* с реверсом подачи; регулируемый гидромотор *2* с реверсом вращения; предохранительные клапаны *3*, защищающие гидролинии *a* и *b* от чрезмерно высоких давлений (каждая из них может оказаться напорной); система подпитки, состоящая из вспомогательного насоса *4*, переливного клапана *5* и двух обратных клапанов *6* и предохраняющая гидролинии *a* и *b* от чрезмерно низких давлений (в целях избежания кавитации в насосе).

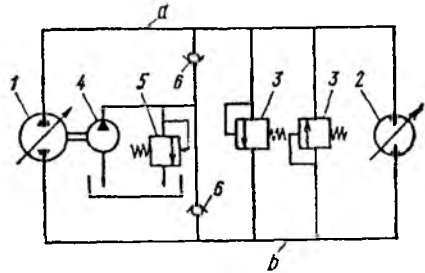


Рис. 3.92. Схема гидропривода с замкнутой циркулирующей жидкостью

На рис. 3.91 и 3.92 изображены схемы гидроприводов раздельного исполнения, т. е. такие, в которых гидродвигатели расположены на расстоянии от насоса и соединены с ним трубопроводом. Это рас-

стояние может измеряться метрами и даже десятками метров. Часто, особенно в самоходных машинах (тракторы, строительные, дорожные, сельскохозяйственные машины и др.), применяют гидроприводы в нераздельном исполнении. В них насос, гидромоторы и гидроаппаратура расположены в общем корпусе и образуют компактную гидротрансмиссию, способную бесступенчато изменять частоту вращения ведомого вала и удобную для автоматизации управления приводимой машины. В таких трансмиссиях, заменяющих ступенчатые коробки передач, как правило используются регулируемые аксиально-поршневые гидромашины.

### 3.31. КПД перегулируемого гидропривода

КПД перегулируемого гидропривода определяется потерями энергии в насосе, гидромоторе, а также в соединяющих их трубопроводах и гидроаппаратах, через которые движется жидкость от насоса к гидродвигателю и обратно.

Рассмотрим объемный КПД гидропривода и основные кинематические соотношения. Величины, относящиеся к насосу, обозначим индексом «н», к гидродвигателю — индексом «г».

При закрытых предохранительных и обратных клапанах, а также при отсутствии циркуляции жидкости в целях охлаждения подача насоса равна расходу жидкости через гидромотор, т. е.

$$Q_n = Q_g = Q,$$

где  $Q_n = V_{он} n_n \eta_{о, н}$ .

В гидроприводе поступательного движения скорость поршня гидроцилиндра

$$v_n = \frac{Q \eta_{ог}}{S_n} = \frac{V_{он} n_n}{S_n} \eta_{он} \eta_{ог} = \frac{V_{он}}{S_n} n_n \eta_{о.} \quad (3.78)$$

В гидроприводе вращательного движения частота вращения вала гидромотора

$$n_g = \frac{Q}{V_{ог}} \eta_{о, г} = \frac{V_{он}}{V_{ог}} n_n \eta_{он} \eta_{ог} = \frac{V_{он}}{V_{ог}} \eta_{о.} n_n \quad (3.79)$$

где  $\eta_{о}$  — объемный КПД гидропривода, равный произведению объемных КПД насоса и гидродвигателя:  $\eta_{о} = \eta_{о, н} \eta_{о, г}$ .

В обоих случаях утечки в насосе и гидродвигателе снижают скорость движения выходного звена, т. е. вызывают потери мощности.

Полезная мощность гидропривода поступательного движения

$$N_{п, г} = F_g v_n,$$

гидропривода вращательного движения

$$N_{п, г} = M_g \omega_g,$$

где  $F_g$  — нагрузка (сила вдоль штока);  $M_g$  — момент на валу гидромотора.

Эту же мощность можно выразить через перепад давления в гидродвигателе  $p_r$ , расход  $Q$  и КПД гидродвигателя  $\eta_r$ :

$$N_{п.г} = Q_r p_r \eta_r,$$

где  $\eta_r = \eta_{o.r} \eta_{м.г}$ .

Полезная мощность насоса, выраженная через подачу  $Q_n$  и давление насоса  $p_n$ ,

$$N_{п.н} = Q_n p_n,$$

а потребляемая насосом мощность

$$N_n = M_n \omega_n = Q_n p_n / \eta_n.$$

КПД гидропривода  $\eta_{г.п} = N_{п.г} / N_n$ , или для поступательного движения выходного звена

$$\eta_{г.п} = \frac{F_r v_n}{M_n \omega_n} = \frac{Q_r p_r}{Q_n p_n} \eta_n \eta_r,$$

для вращательного движения

$$\eta_{г.п} = \frac{M_r \omega_r}{M_n \omega_n} = \frac{Q_r p_r}{Q_n p_n} \eta_n \eta_r.$$

Так как  $Q_n = Q_r$ , то

$$\eta_{г.п} = \eta_n \eta_r \eta_{тр}, \quad (3.80)$$

где  $\eta_{тр}$  — гидравлический КПД гидродвигателя, равный  $\eta_{тр} = p_r / p_n$  и учитывающий суммарные гидравлические потери давления в трубопроводах.

Перепад давления на гидромоторе меньше давления насоса на величину этих потерь, т. е.

$$p_n - p_r = \sum p_{тр}. \quad (3.81)$$

Формулу (3.80) можно представить в виде

$$\eta_{г.п} = \eta_o \eta_m \eta_{тр},$$

где  $\eta_o$  и  $\eta_m$  — объемный и механический КПД гидропривода.

КПД нерегулируемого гидропривода так же, как и КПД объемных гидромашин, зависит от давления в системе, которое определяется нагрузкой на выходном звене, частоты вращения роторов (скорости поршня), вязкости жидкости.

На рис. 3.93 приведена экспериментальная характеристика аксиально-поршневого гидропривода.

Как и для отдельной роторной гидромашин, КПД гидропривода круто падает при уменьшении мощности (давления), и постепенно уменьшается при отклонении от оптимальной мощности в сторону ее увеличения.

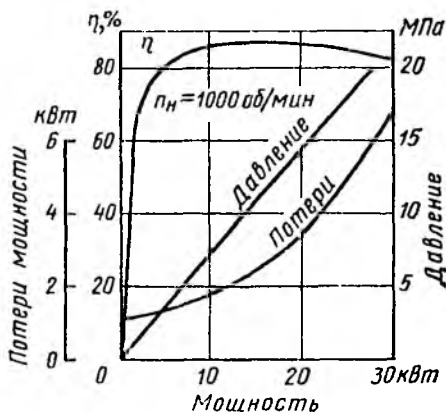


Рис. 3.93. Характеристика нерегулируемого гидропривода

### 3.32. Объемное регулирование

В качестве регулируемых насосов и гидромоторов получили распространение роторно-поршневые и пластинчатые гидромашины, описанные выше.

Введем в рассмотрение безразмерный параметр  $e$  регулирования гидромашины, равный отношению текущего значения рабочего объема  $V'_0$  к максимальному его значению  $V_0$ , т. е.  $e = V'_0/V_0$ .

Регулирование изменением рабочего объема насоса (см. рис. 3.91) заключается в плавном изменении скорости движения выходного звена гидродвигателя путем изменения параметра  $e_n$ . Минимальное его значение соответствует минимальному рабочему объему  $V'_{0н}$  насоса и, следовательно, минимальной скорости выходного звена. Максимальная скорость последнего получается при  $e_n = 1$ , т. е. при  $V'_{0н} = V_{0н}$ .

При закрытом предохранительном клапане скорость выходного звена гидропривода определяется размерами машин, их объемными КПД и изменяется пропорционально параметру регулирования  $e_n$ , т. е. для гидропривода поступательного движения в соответствии с формулой (3.78)

$$v_n = e_n (V_{0н}/S_n) n_n \eta_0, \quad (3.82)$$

для гидропривода вращательного движения в соответствии с выражением (3.79)

$$n_r = e_n (V_{0н}/V_{0г}) n_n \eta_0, \quad (3.83)$$

где объемный КПД гидропривода  $\eta_0 = \eta_{0,н} \eta_{0,г}$  является линейно убывающей функцией давления в системе, т. е. нагрузки на выходном звене. Кроме того, объемный КПД несколько уменьшается с уменьшением параметра  $e_n$ , так как расход утечек мало зависит от рабочего объема, но этот расход относится к идеальной подаче насоса, убывающей с уменьшением параметра  $e_n$ .

Таким образом, при постоянном  $e_n$  и увеличении нагрузки на выходном звене гидродвигателя скорость этого звена несколько убывает из-за влияния утечек в насосе и гидродвигателе. Однако ввиду того что объемные КПД современных гидромашин достаточно высоки, это уменьшение скорости выходного звена невелико.

При установке нескольких значений  $e_n = \text{const}$  нагрузочные характеристики гидропривода, т. е. зависимости  $v_n$  от  $F$  для поступательного движения поршня гидроцилиндра или  $n_r$  от  $M_r$  для вращательного движения вала гидромотора имеют вид, показанный на рис. 3.94 (область *ОЕВС*).

При некотором предельном значении нагрузки (максимальном давлении в системе) срабатывает предохранительный клапан или автомат изменения рабочего объема насоса и скорость выходного звена круто уменьшается до нуля (ветвь *ВС*), так как происходит торможение гидродвигателя под нагрузкой.

Нагрузочные характеристики показывают так называемую просадку гидропривода, т. е. снижение скорости выходного звена, обусловленное нагрузкой.

При использовании гидромотора полная просадка гидропривода при закрытом предохранительном клапане равна отношению частот

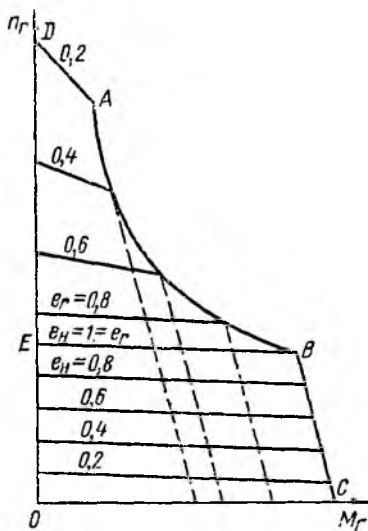


Рис. 3.94. Нагрузочные характеристики регулируемого гидрпривода

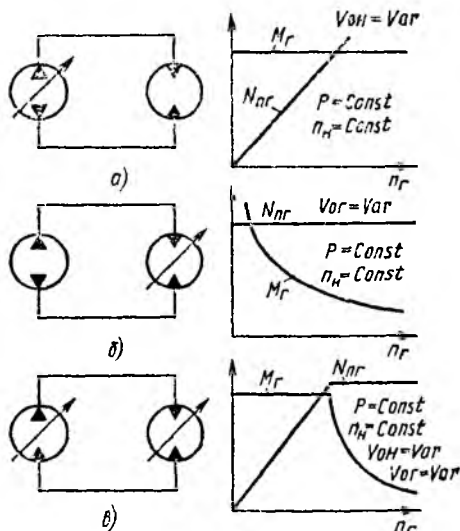


Рис. 3.95. Варианты объемного регулирования гидропривода:

а — регулирование насоса; б — регулирование гидромотора; в — регулирование насоса и гидромотора

вращения при предельной и нулевой нагрузках и, следовательно, составляет

$$\epsilon_{r, n} = \eta_{o, n} \eta_{o, r}$$

На эту величину при значительных давлениях ощутимо влияет сжимаемость жидкости. Поэтому точнее

$$\epsilon_{r, n} = \epsilon_n \epsilon_r,$$

где  $\epsilon_n$  — коэффициент подачи насоса (см. п. 3.1);  $\epsilon_r$  — коэффициент использования расхода гидромотором ( $\epsilon_r = Q_{иг}/Q_r$ ).

Сжимаемость рабочей жидкости увеличивает просадку гидропривода и тем больше, чем выше давление.

Мощность, развиваемая гидроприводом при постоянном давлении в системе возрастает при регулировании (увеличении рабочего объема) насоса. Скорость выходного звена при этом возрастает, а усилие на штоке гидроцилиндра или момент на валу гидромотора остаются постоянными (рис. 3.95, а).

Реверс гидродвигателя, т. е. изменение направления движения выходного звена гидропривода при регулируемом насосе, можно осу-



ществить двумя способами: с помощью гидрораспределителей (см. рис. 3.91) или изменением направления подачи (реверсом подачи насоса). Второй способ возможен лишь в гидроприводах с замкнутой циркулирующей жидкостью и осуществляется сначала уменьшением рабочего объема насоса до нуля, а затем изменением знака эксцентриситета в шиберных и радиальных роторно-поршневых насосах или изменением знака угла отклонения диска (блока)  $\beta$  в аксиальных роторно-поршневых насосах. При переходе через нулевой рабочий объем приходится проходить зону нечувствительности, на границах которой гидромотор останавливается, так как вся подача насоса идет на компенсацию утечек. Внутри этой зоны насос не способен компенсировать утечки. Поэтому вместе с частотой вращения гидромотора давление в гидроприводе постепенно уменьшается до нуля. На рис. 3.96 показана зависимость частоты вращения гидромотора  $n_r$  от параметра  $e_n$  при  $p = 0$  (прямая  $a$ ) и при  $p = \text{const}$  (кривая  $b$ ), а также зона нечувствительности  $c$ .

Регулирование изменением рабочего объема гидромотора возможно лишь в гидроприводах вращательного движения. Если насос работает при постоянных частоте вращения и давлении, то регулирование гидропривода осуществляется при постоянной мощности насоса (рис. 3.95, б).

При уменьшении рабочего объема  $V_{ог}$  гидромотора от максимального его значения ( $e_r = 1$ ) до минимального ( $e_r = e_{r\text{min}}$ ) частота вращения его вала  $n_r$  будет увеличиваться. Крутящий момент  $M_r$  на валу гидромотора ввиду примерного постоянства развиваемой мощности, равной  $N_{п.г} = M_r \omega_r$ , будет убывать приблизительно обратно пропорционально  $\omega_r$ , т. е. по гиперболическому закону. Вследствие переменности КПД гидромотора действительный закон изменения  $M_r$  будет несколько отличаться от гиперболического.

При таком регулировании частота вращения гидромотора

$$n_r = V_{он} n_n \eta_{о.н} \eta_{о.г} / (e_r V_{ог}). \quad (3.84)$$

При уменьшении рабочего объема гидромотора и увеличении момента  $M_r$  (давления  $p_r$ ) объемный КПД гидропривода  $\eta_o = \eta_{о.н} \eta_{о.г}$  уменьшается. Поэтому нагрузочные характеристики гидропривода в данном случае (область  $ABED$  на рис. 3.94) изображаются линиями, наклон которых в сторону оси абсцисс с уменьшением параметра  $e_r$  увеличивается. Кривая  $AB$  ограничивает область возможных режимов работы, определяемую настройкой предохранительного клапана.

Как следует из формулы (3.84), при  $e_r \rightarrow 0$  частота вращения гидромотора стремится к бесконечности. Допускать слишком малые значения рабочего объема гидромотора нельзя. При этом возникает сначала неустойчивая работа, а затем и самоторможение гидромотора. Момент  $M_r$ , развиваемый гидромотором, при  $V'_{ог} = a$  (см. рис. 3.97) становится равным моменту трения внутри его механизма и последний останавливается даже при отсутствии нагрузки.

Чаще всего регулирование с помощью гидромотора применяется в системах, где регулируемым также является и насос.

Регулирование изменением рабочих объемов насоса и гидромотора (рис. 3.95, е) осуществляется с целью расширения диапазона регулирования гидропривода. Регулирование выполняется последовательно. Если требуется постепенно увеличить скорость вращения вала гидромотора до  $n_{г\max}$  (например, при трогании с места и разгоне транспортного средства), то регулирование выполняется в следующем порядке: 1) насос устанавливают в положение нулевого рабочего объема, а гидромотор — в положение максимального, приводящий двигатель выводят на заданную постоянную частоту вращения; 2) рабочий объем насоса постепенно увеличивают до максимума, вследствие чего скорость выходного звена возрастает до значения, соответствующего номинальной мощности привода; 3) увеличивают скорость выходного звена уменьшением рабочего объема гидромотора до минимального значения, определяемого началом неустойчивой работы.

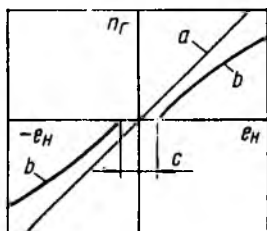


Рис. 3.96. Зона нечувствительности гидромотора при реверсе подачи насоса

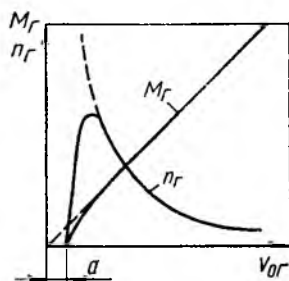


Рис. 3.97. Зона самоторможения гидромотора

Первый этап разгона происходит при постоянном моменте  $M_g$  и возрастающей мощности привода. Для второго характерно уменьшение крутящего момента и постоянная мощность.

При закрытых клапанах в общем случае объемного регулирования из равенства  $Q_n = Q_g$  получаем

$$n_g = [(e_n V_{он}) / (e_g V_{ог})] n_n \eta_o. н \eta_o. г. \quad (3.85)$$

КПД объемного гидропривода с объемным регулированием определяют так же, как и в случае нерегулируемого привода, формулой (3.80). В отличие от нерегулируемого гидропривода КПД гидромашин помимо давления, частоты вращения и вязкости существенно зависят еще и от параметров регулирования  $e_n$  и  $e_g$ . Максимальный КПД гидропривода имеет место в области максимальных рабочих объемов насоса и гидромотора, т. е. при  $e_n = e_g = 1$ .

Экспериментальные характеристики регулируемого объемного гидропривода обычно изображают в виде ряда кривых зависимости момента  $M_g$  на валу гидромотора от частоты его вращения  $n_g$ . Их строят для нескольких постоянных значений давления  $p_g$ , используемого гидромотором (рис. 3.98). Прямая  $ME$  отделяет область I

регулирования насоса (слева) от области II регулирования гидромотора (справа).

Кривые  $M_r = f(n_r)$  при  $p_r = \text{const}$  в I области представляют собой горизонтальные прямые, а во II — спадающие кривые, близкие к гиперболом.

На том же графике нанесены наклонные прямые зависимости  $M_r$  от  $n_r$  при постоянных значениях рабочего объема или, что то же, при  $e_n = \text{const}$  и  $e_r = \text{const}$ . Эти прямые представляют нагрузочные характеристики гидропривода, которые были показаны на рис. 3.94. Их наклон характеризует уменьшение частоты вращения выходного вала гидропривода (просадку) с возрастанием давления  $p_r$  из-за утечек и сжимаемости жидкости.

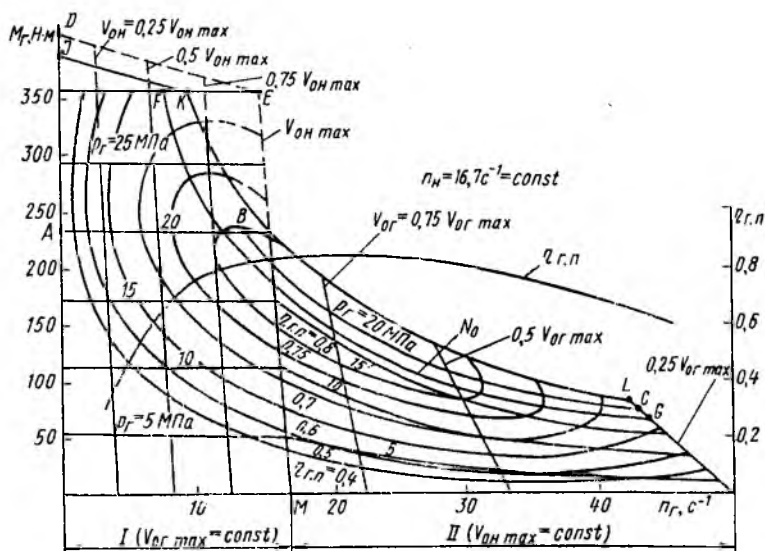


Рис. 3.98. Характеристика гидропривода с объемным регулированием

Для любой точки I и II области характеристики гидропривода могут быть подсчитаны значения КПД гидропривода

$$\eta_{г.п} = M_r \omega_r / (M_n \omega_n).$$

По этим значениям на поле моментных характеристик наносят кривые постоянных значений КПД. Эти кривые определяют области наиболее рациональной эксплуатации гидропривода. Таким образом получают топографическую характеристику гидропривода, аналогичную такой же характеристике (см. рис. 3.22) роторного насоса. На ней линия ABC соответствует оптимальному давлению  $p_r = 20$  МПа.

Для согласования гидропривода (гидропередачи) с приводящим двигателем помимо моментных характеристик при  $p = \text{const}$  и  $V_0 = \text{const}$  целесообразно иметь на графике еще кривые  $M_r = f(n_r)$ , соответствующие постоянным значениям развиваемой мощности. Они

представляют собой гиперболы. На рис. 3.98 одна из этих гипербол  $FG$ , обозначенная также  $N_0$ , наилучшим образом проходит через область максимальных КПД. Следовательно, эта кривая соответствует оптимальной для данной гидропередачи мощности. Соответствующая ей кривая КПД  $\eta_{г.л}$  гидропривода также нанесена на графике.

Гипербола  $KL$  отделяет область предельных режимов эксплуатации гидропривода при данной настройке предохранительного клапана. Точка  $K$  соответствует началу открытия клапана ( $p = 30$  МПа), а линия  $KJ$  — характеристике клапана. В точке  $J$  вся подача насоса идет через предохранительный клапан. Линии, показанные штрихами, при данной настройке клапана реализовать нельзя.

### 3.33. Дроссельное регулирование гидропривода при последовательном включении дросселя

Принцип дроссельного регулирования заключается в том, что часть подачи нерегулируемого насоса отводится через дроссель или клапан на слив, минуя гидродвигатель.

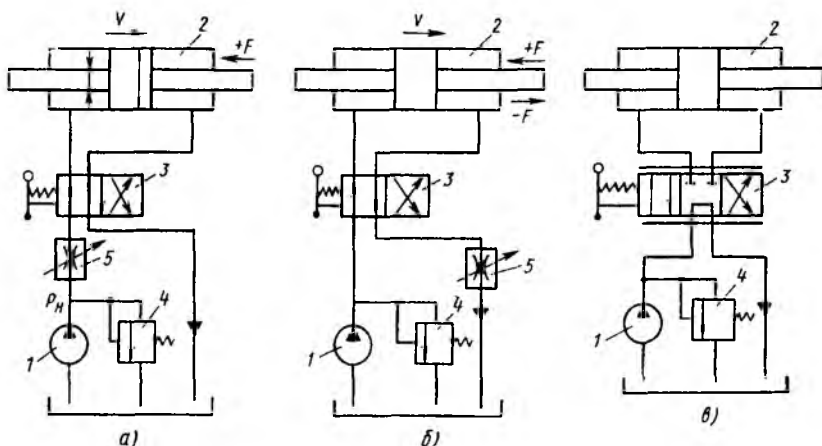


Рис. 3.99. Схема гидроприводов с дроссельным регулированием:

а — дроссель на входе; б — дроссель на выходе; в — дросселирование в распределителе на входе и выходе

При дроссельном регулировании возможны два принципиально разных способа включения регулирующего дросселя: последовательно с гидродвигателем и параллельно гидродвигателю.

Последовательное включение регулирующего дросселя может быть осуществлено в трех вариантах: дроссель включен на входе в гидродвигатель, на выходе из него и на входе и выходе одновременно (рис. 3.99). В схемах насос  $1$  нерегулируемый, гидродвигатель-гидроцилиндр  $2$  с двусторонним штоком, распределитель  $3$  двухпозиционный на схемах  $a$  и  $b$  и трехпозиционный на схеме  $v$ . Клапан  $4$  в данном случае является переливным. Дросселем  $5$  (или дроссели-

рующим распределителем на схеме  $\epsilon$ ) можно регулировать скорость перемещения поршня.

При полном открытии дросселя скорость поршня получается максимальной. При уменьшении открытия давление перед дросселем повышается, клапан приоткрывается и пропускает часть подачи насоса. Скорость  $v_n$  поршня при этом уменьшается. При полном закрытии дросселя вся подача насоса направляется через клапан на слив в бак, а скорость поршня равна нулю. При постоянном открытии дросселя и увеличении преодолеваемой нагрузки, т. е. силы  $F$ , давление насоса возрастает, расход через клапан увеличивается, а скорость поршня уменьшается.

Найдем зависимость между скоростью  $v_n$  поршня и нагрузкой  $F$ , пренебрегая всеми гидравлическими сопротивлениями кроме дросселя (или окон дросселирующего распределителя).

$$v_n = Q/S_n,$$

где  $Q$  — расход жидкости через гидроцилиндр, равный расходу через дроссель

$$Q = Q_{др} = \mu S_{др} \sqrt{(2/\rho) p_{др}}, \quad (3.86)$$

здесь  $\mu$  — коэффициент расхода;  $S_{др}$  — площадь проходного отверстия дросселя;  $p_{др}$  — перепад давления на дросселе:

$$p_{др} = p_n - p_c, \quad (3.87)$$

где  $p_c$  — перепад давления в гидроцилиндре, определяемый нагрузкой и площадью поршня:

$$p_c = F/S_n, \quad (3.88)$$

$S_n$  — эффективная площадь поршня.

Гидродвигатель, например, гидроцилиндр при расчете гидропривода можно рассматривать как особое местное гидравлическое сопротивление, вызывающее потерю давления  $p_c$ . Выражая  $v_n$  с учетом формул (3.86)—(3.88) будем иметь

$$v_n = \mu (S_{др}/S_n) \sqrt{(2/\rho) [p_n - (F/S_n)]}. \quad (3.89)$$

Скорость  $v_n$  при этом не зависит от того, расположен ли дроссель на входе в гидродвигатель или на выходе из него.

Для симметричного дросселирующего золотникового распределителя и для гидроцилиндра с двусторонним штоком расходы в рабочих окнах и перепады давления в них одинаковы, поэтому для перепада давления на золотнике и  $v_n$  будем иметь

$$\Delta p_{др.з} = 0,5 (p_n - p_c),$$

$$v_n = \mu_{др.з} (S_{др.з}/S_n) \sqrt{(p_n - F/S_n)/\rho}. \quad (3.90)$$

Следовательно, при одинаковых нагрузках  $F$  и скоростях  $v_n$

$$\sqrt{2} \mu S_{др} = \mu_{др.з} S_{др.з},$$

а при  $\mu_{др} = \mu_{др.з}$   $\sqrt{2} S_{др} = S_{др.з}$ , т. е. площадь каждого из рабочих окон дросселирующего золотника в  $\sqrt{2}$  раз больше площади отверстия дросселя.

Как видно из формул (3.89) и (3.90), зависимость  $v_n = f(F)$ , т. е. нагрузочная характеристика гидропривода, при одновременном дросселировании на входе и выходе такая же, как и при одном дросселе на входе или выходе, и изображается спадающей параболой (рис. 3.100), каждая из парабол соответствует своей степени открытия дросселя  $\bar{S} = S_{др}/S_{др,max}$ .

Скорость выходного звена при ее регулировании последовательно включенным дросселем пропорциональна  $\bar{S}$  и ее максимальное значение получается при  $\bar{S} = 1$ . Максимальная нагрузка  $F_{max}$ , при которой выходное звено тормозится ( $v_n = 0$ ), от степени открытия дросселя не зависит.

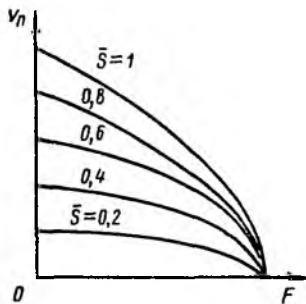


Рис. 3.100. Нагрузочные характеристики гидропривода при последовательном включении дросселя

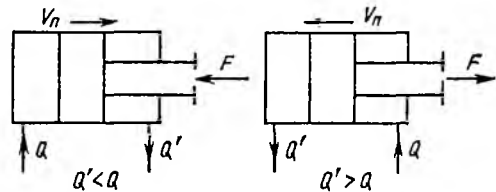


Рис. 3.101. Схемы работы штока гидроцилиндра:

а — на сжатие; б — на растяжение

В отношении потерь давления и КПД, при регулировании последовательно включенным дросселем, безразлично, где производится дросселирование потока: на входе в гидродвигатель, на выходе или на входе и выходе одновременно. Однако дросселирование потока на выходе имеет свои преимущества. При этом гидродвигатель работает более устойчиво, особенно при знакопеременной нагрузке. Имеется возможность регулирования гидропривода при отрицательных нагрузках, т. е. при направлении преодолеваемой силы  $F$  в сторону перемещения поршня. Кроме того, при установке дросселя в сливной гидролинии тепло, выделяющееся при дросселировании потока жидкости, отводится в бак без нагрева гидродвигателя, как это имеет место в схеме с дросселем на входе. В результате гидродвигатель работает в более благоприятных условиях.

При использовании в качестве гидродвигателя гидроцилиндра с односторонним штоком следует иметь в виду, что расход жидкости  $Q$  в напорной линии не равен расходу  $Q'$  в сливной линии, так как эффективная площадь поршня с одной стороны меньше, чем с другой, на площадь сечения штока. При этом возможны следующие два случая (рис. 3.101): 1) шток работает на сжатие (толкающий шток) и  $Q' < Q$ ; 2) шток работает на растяжение (тянущий шток) и  $Q' > Q$ .

### 3.34. КПД гидропривода при последовательном включении дросселя

При дроссельном регулировании в любом случае включения дросселя полный КПД гидропривода определяется как потерями энергии в насосе и гидродвигателе, так и потерями, обусловленными процессом управления. Ввиду этого целесообразно ввести понятие КПД процесса управления  $\eta_{п.у}$ , который представляет собой отношение мощности потока  $N_p = p_r Q_r$ , затраченной в гидродвигателе, к мощности потока  $N_{ц.н} = p_n Q_n$ , подаваемого насосом, т. е.

$$\eta_{п.у} = p_r Q_r / (p_n Q_n). \quad (3.91)$$

Величина  $\eta_{п.у}$  оценивает потери мощности на регулирование скорости выходного звена гидропривода (им же можно учитывать и потери давления в соединительных трубопроводах).

Полный КПД гидропривода  $\eta_{г.п}$  равен произведению КПД насоса на КПД процесса управления и на КПД гидродвигателя. Например, при использовании гидроцилиндра

$$\eta_{г.п} = \frac{F v_{п}}{N_n} = \frac{p_n Q_n}{N_n} \frac{p_r Q_r}{p_n Q_n} \frac{F v_{п}}{p_r Q_r} = \eta_n \eta_{п.у} \eta_r. \quad (3.92)$$

Допустим, что потери в насосе, гидродвигателе и трубопроводах отсутствуют ( $\eta_n = \eta_r = 1$ ). Тогда полный КПД гидропривода  $\eta_{г.п} = \eta_{п.у}$ . Для анализа КПД  $\eta_{п.у}$  применим безразмерные величины, т. е. величины, отнесенные к максимально возможным их значениям, а именно (применительно к гидроцилиндру):

относительную нагрузку, равную относительному перепаду давления на гидроцилиндре,

$$\bar{p}_r = p_r / p_n = F / (p_n S_{п}) = F / F_{\max} = \bar{F};$$

относительную скорость поршня, равную относительному расходу, подводимому к гидроцилиндру,

$$\bar{v}_{п} = v_{п} / v_{п \max} = v_{п} S_{п} / (v_{п \max} S_{п}) = Q_r / Q_n = \bar{Q}_r;$$

относительную площадь проходного отверстия дросселя (степень открытия дросселя)

$$\bar{S} = S_{др} / S_{др \max}.$$

Величиной  $\bar{p}_r = \bar{F}$  определяется доля давления  $p_n$  насоса, используемая в гидродвигателе, а величиной  $\bar{v}_{п} = \bar{Q}_r$  — доля подачи насоса, направляемой в гидродвигатель.

Из формулы (3.92) следует, что

$$\eta_{п.у} = \frac{p_r S_{п} v_{п}}{p_n S_n v_{п \max}} = \frac{F}{F_{\max}} \frac{v_{п}}{v_{п \max}} = \bar{F} \bar{v}_{п} = \bar{p}_r \bar{Q}_r. \quad (3.93)$$

Скорость  $v_{п \max}$  найдем из формулы (3.89), положив в ней  $F = 0$  и  $S_{др} = S_{др \max}$ :

$$v_{п \max} = \mu (S_{др \max} / S_{п}) \sqrt{2 p_n / \rho}. \quad (3.94)$$

Полагая, что коэффициент расхода  $\mu$  дросселя не зависит от степени его открытия, определим относительную скорость поршня

$$\bar{v}_n = v_n/v_{n \max} = \bar{S} \sqrt{1 - \bar{F}} = \bar{S} \sqrt{1 - \bar{p}_r} = \bar{Q}_r. \quad (3.95)$$

Отсюда

$$\bar{F} = \bar{p}_r = 1 - \bar{v}_n^2/\bar{S}^2. \quad (3.96)$$

Теперь на основании выражения (3.93) можно получить коэффициент  $\eta_{п.у}$  в двух вариантах:

$$\eta_{п.у} = \bar{S} \bar{p}_r \sqrt{1 - \bar{p}_r}; \quad (3.97)$$

$$\eta_{п.у} = \bar{v}_n (1 - \bar{v}_n^2/\bar{S}^2). \quad (3.98)$$

Из формул ясно, что максимальный КПД  $\eta_{п.у}$  получается при  $\bar{S} = 1$ , т. е. при полном открытии дросселя. Оптимальные значения  $\bar{v}_n$  и  $\bar{p}_r$  находят исследованием на максимум.

Например, продифференцируем выражение (3.98) при  $\bar{S} = 1$  по  $\bar{v}_n$  и приравняем производную нулю:

$$d\eta_{п.у}/d\bar{v}_n = 1 - 3\bar{v}_n^2 = 0.$$

Отсюда оптимальная скорость

$$\bar{v}_{н. опт} = \bar{Q}_{г. опт} = 1/\sqrt{3} = 0,58,$$

а максимальный КПД

$$\eta_{п.у \max} = (1 - 1/3)/\sqrt{3} = (2/3)/\sqrt{3} = 0,385.$$

Из формулы (3.96) следует, что относительная нагрузка при этом  $\bar{p}_{г. опт} = \bar{F}_{опт} = 2/3$ .

Те же результаты можно было бы получить дифференцированием формулы (3.97) по  $\bar{p}_r$ .

Таким образом, даже при КПД насоса и гидродвигателя, равных единице, КПД регулируемого гидропривода с последовательным включением дросселя не может быть больше 0,385. Это значение, как следует из предыдущего, получается как произведение

$$\eta_{п.у \max} = \bar{v}_{г. опт} \bar{p}_{г. опт} = 0,58 \cdot 0,666 = 0,385.$$

Столь низкое значение КПД  $\eta_{п.у}$  объясняется тем, что даже на оптимальном режиме работы гидропривода только 58 % подачи насоса направляется в гидродвигатель (остальное идет через клапан) и лишь 2/3 давления насоса используется в гидродвигателе (остальное теряется в дросселе), т. е. потери мощности происходят одновременно и в дросселе и в клапане.



Зависимости КПД процесса управления  $\eta_{п.у}$  от относительной скорости и относительной нагрузки, построенные по формулам (3.97) и (3.98) для ряда постоянных значений степени открытия

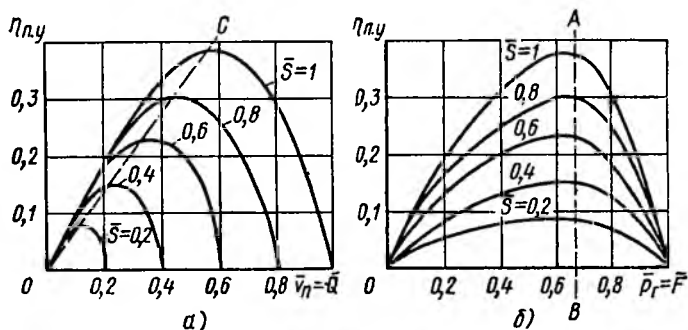


Рис. 3.102. Зависимость КПД процесса управления:  
 а — от относительной скорости поршня; б — от относительной нагрузки

дросселя, показаны на рис. 3.102. Следует иметь в виду, что общий КПД гидропривода будет еще ниже за счет потерь мощности в насосе и гидродвигателе.

### 3.35. Дроссельное регулирование гидропривода при параллельном включении дросселя

На рис. 3.103 дана схема объемного гидропривода при включении регулирующего дросселя параллельно гидродвигателю. В точке *M* поток рабочей жидкости разветвляется: один поток через распределитель *2* направляется в гидроцилиндр *1*, а другой — в регулирующий дроссель *3*. Клапан *4* в данном случае является предохранительным. Он открывается лишь при чрезмерном повышении давления в системе.

Скорость  $v_n$  выходного звена — штока гидроцилиндра — регулируется изменением степени открытия дросселя. Чем она меньше, тем большая доля подачи насоса направляется в гидроцилиндр и тем больше скорость  $v_n$ . При полном закрытии дросселя скорость  $v_n$  наибольшая. При полном открытии дросселя скорость поршня уменьшается до нуля или до минимального значения в зависимости от нагрузки  $F$ .

Для параллельного включения дросселя, предполагая, что потери давления в распределителе и гидролиниях отсутствуют, имеем

$$Q_n = Q_r + Q_{др}; \quad p_n = p_r = p_{др} = F/S_n.$$

Второе уравнение записано на основании равенства потерь давления в параллельных трубопроводах.

Скорость поршня:

$$v_n = Q_r/S_n = (Q_n - Q_{др})/S_n;$$

расход через дроссель

$$Q_{др} = \mu S_{др} \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{др}} = \mu S_{др} \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{F}{S_{п}}}.$$

После подстановки в предыдущее уравнение получим

$$v_{п} = \frac{1}{S_{п}} \left( Q_{н} - \mu S_{др} \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{F}{S_{п}}} \right). \quad (3.99)$$

На рис. 3.104 показаны нагрузочные характеристики гидропривода при его регулировании параллельно включенным дросселем, построенные по формуле (3.99) для ряда постоянных значений  $\bar{S} = S_{др}/S_{др \max}$ .

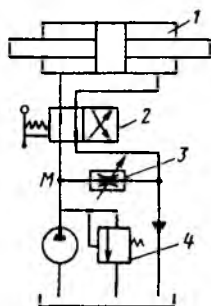


Рис. 3.103. Схема гидропривода с дроссельным регулированием при параллельном включении дросселя

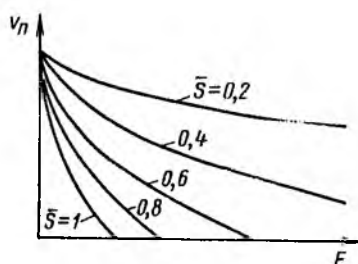


Рис. 3.104. Нагрузочные характеристики гидропривода при параллельном включении дросселя

В отличие от характеристик при последовательном включении дросселя, они имеют противоположную кривизну и выходят из одной точки, соответствующей  $v_{п \max}$  и  $F = 0$ . Нагрузка  $F_{\max}$ , вызывающая торможение выходного звена, уменьшается с увеличением степени открытия дросселя и при  $\bar{S} \rightarrow 0$   $F_{\max} \rightarrow \infty$ . При параллельном включении исключается возможность регулирования при направлении преодолеваемой силы вдоль штока в сторону его перемещения.

КПД гидропривода при параллельном включении дросселя определяется так же, как и при последовательном включении формулой (3.92), а при допущении, что  $\eta_{н} = \eta_{г} = 1$ , он равен КПД процесса управления  $\eta_{г.п} = \eta_{п.у}$ . Последний определяется формулой (3.91), т. е. для гидроцилиндра

$$\eta_{п.у} = \bar{F} \bar{v}_{п} = \bar{p}_{г} \bar{Q}_{г},$$

где для рассматриваемого случая

$$\bar{p}_{г} = \bar{F} = p_{г}/p_{н} = 1.$$

Следовательно, при параллельном включении дросселя, в отличие от выражений (3.97) и (3.98), имеем

$$\eta_{п.у} = \bar{v}_{п} = \bar{Q}_{г}, \quad (3.100)$$

где относительная скорость поршня

$$\bar{v}_n = \frac{v_n}{v_{n \max}} = \frac{v_n}{Q_n} S_n = 1 - \mu \frac{S_{др}}{Q_n} \sqrt{\frac{2}{\rho} p_n} = 1 - \frac{Q_{др}}{Q_n} = 1 - \bar{S}.$$

Таким образом, в данном случае КПД  $\eta_{п.у}$  процесса управления однозначно определяется относительным расходом жидкости через дроссель или, что то же, степенью открытия дросселя  $\eta_{п.у} = 1 - \bar{S}$ .

### 3.36. Сравнение способов регулирования гидроприводов

Сравнение различных способов регулирования гидропривода, рассмотренных выше: двух вариантов дроссельного и объемного, целесообразно провести по трем показателям: по нагрузочным характеристикам, КПД и стоимости применяемых гидромашин и аппаратуры.

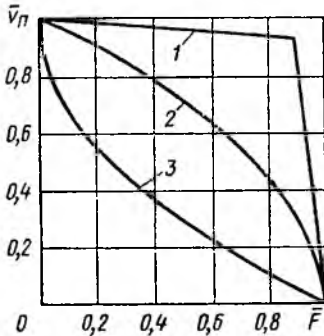


Рис. 3.105. Сравнение гидроприводов по нагрузочным характеристикам при регулировании:

1 — объемном; 2 — дроссельном с последовательным включением дросселя; 3 — дроссельном с параллельным включением дросселя

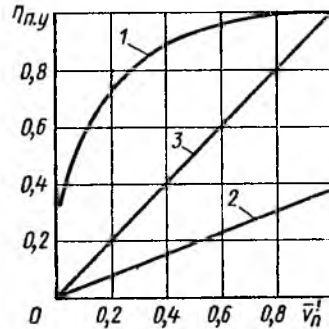


Рис. 3.106. Сравнение способов регулирования по КПД процесса управления (обозначения те же, что и на рис. 3.105)

Нагрузочная характеристика гидропривода характеризует степень стабильности скорости выходного звена (штока, вала) при изменяющейся нагрузке. Обычно требуется возможно большая стабильность, т. е. наименьшая просадка гидропривода.

На рис. 3.105 показаны нагрузочные кривые, т. е. зависимости скорости  $\bar{v}_n$  выходного звена от нагрузки  $\bar{F}$  на нем, построенные при постоянных значениях рабочих объемов гидромашин при объемном регулировании и неизменных степенях открытия регулирующих дросселей при дроссельном регулировании, а также при одинаковых значениях максимальной скорости и тормозящей нагрузки.

Наибольшей стабильностью обладает гидропривод с объемным регулированием (кривая 1). Значительно хуже в этом отношении дроссельное регулирование с последовательным включением дросселя (кривая 2) и еще хуже дроссельное регулирование с параллельным включением дросселя (кривая 3).

Сравнение способов регулирования по КПД сначала выполним в предположении, что КПД гидромашин — насоса и гидродвигателя — равны единице и, следовательно, КПД гидропривода  $\eta_{г.п} = \eta_{п.у}$ . Затем будем считать, что при последовательном включении дросселя нагрузка оптимальна, т. е.  $\bar{p}_r = \bar{F} = 2/3$ . Тогда из формулы (3.97) получаем

$$\eta_{п.у} = 2\bar{S}/(3\sqrt{3}) = 0,385\bar{S}.$$

Но из формулы (3.95) следует, что при  $\bar{p}_r = 2/3$  скорость  $v_p$  пропорциональна  $\bar{S}$ , поэтому

$$(v_p/v_{p \max})_{\text{опт}} = S_{\text{др}}/S_{\text{др max}} \quad \text{или} \quad \bar{v}'_p = \bar{S},$$

где  $v'_p$  — отношение скорости поршня к максимальной его скорости при той же оптимальной нагрузке.

Подставляя в предыдущее, получаем

$$\eta_{п.у} = 0,385\bar{v}'_p.$$

Двум полученным выражениям для  $\eta_{п.у}$  соответствуют прямые  $AB$  на рис. 3.102, б и  $OC$  на рис. 3.102, а.

Линейная зависимость  $\eta_{п.у}$  от  $\bar{v}'_p$  для дроссельного регулирования при оптимальной нагрузке показана на рис. 3.106 (линия 2).

Для параллельного включения дросселя оптимальный режим гидропривода совпадает с режимом  $v_{п \max}$ , следовательно,  $\bar{v}_p = \bar{v}'_p$  и в соответствии с формулой (3.100) имеем  $\eta_{п.у} = \bar{v}'_p$ . Этому равенству отвечает прямая 3.

Для объемного регулирования будем считать, что  $\eta_n = \eta_r = 1$  лишь на режиме максимальных рабочих объемов. Но учтем падение КПД при уменьшении этих объемов. Рассмотрим случай, когда регулирование скорости поршня производится изменением рабочего объема насоса. Тогда при  $v_p = v_{п \max}$  КПД гидропривода будет равен единице, но при уменьшении  $v_p$  он будет уменьшаться по закону, приближенно описываемому кривой 1.

Наиболее высокий КПД гидропривода получается при объемном регулировании, ниже — при дроссельном с параллельным включением дросселя и еще ниже при дроссельном с последовательным включением дросселя.

Следовательно, по двум важнейшим показателям — нагрузочным характеристикам и КПД — лучшие качества имеет гидропривод с объемным регулированием. Однако при выборе способа регулирования гидропривода необходимо учитывать еще экономические показатели.

Регулируемые гидромашинны — насосы и гидромоторы — более дорогостоящие, чем нерегулируемые. Поэтому используя регулируемый гидропривод идут на значительные капитальные затраты, но зато благодаря более высокому КПД получают экономию в эксплуатационных расходах, т. е. в стоимости энергозатрат. Ввиду этого, объемное регулирование гидропривода обычно применяют,

когда существенными являются энергетические показатели, например, для гидроприводов большой мощности и с длительными режимами их работы. Гидроприводы с дроссельным регулированием и дешевыми, например, шестеренными насосами используют обычно в маломощных системах, а также, когда режимы работы гидропривода кратковременные.

### 3.37. Стабилизация и синхронизация движения выходных звеньев

Очень часто в гидроприводах металлорежущих станков и других машин применяют дроссельное регулирование устройством для стабилизации скорости выходного звена, т. е. для улучшения нагрузочных характеристик. Таким устройством служит регулятор потока, обеспечивающий стабильность установленной скорости независимо от изменения нагрузки.

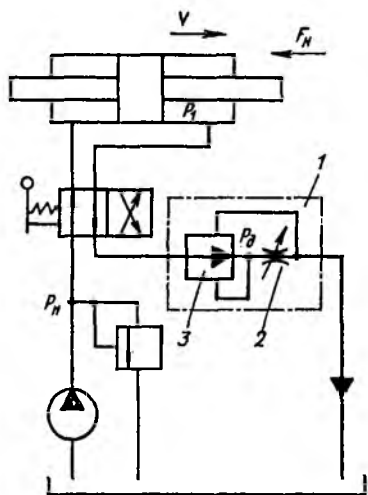


Рис. 3.107. Схема гидропривода с регулятором потока

На рис. 3.107 показана схема гидропривода поступательного движения с регулятором потока, установленным последовательно на выходе из гидроцилиндра. Регулятор 1 состоит из регулируемого дросселя 2 и редукционного клапана 3. Последний поддерживает постоянное давление  $p_d$  при входе в дроссель. На выходе из дросселя при малом сопротивлении отводящей гидролинии давление можно считать постоянным и равным атмосферному.

Поэтому и расход жидкости через дроссель будет постоянным. Подача жидкости в гидродвигатель  $Q_r = Q_n - Q_{др}$  при неизменной подаче насоса постоянна и не зависит от нагрузки, поэтому постоянной будет и скорость выходного звена. В действительности скорость  $v_n$  с увеличением нагрузки несколько уменьшается из-за влияния утечек в насосе, возрастающих с увеличением давления, а также из-за неточности работы редукционного клапана. Нагрузочная характеристика гидропривода с регулятором потока имеет примерно такой же вид, как и с объемным регулированием (линия 1 на рис. 3.105). Крутой спад скорости вблизи тормозной нагрузки обусловлен открытием предохранительного клапана.

Гидропривод с постоянной выходной частотой вращения при переменной частоте вращения вала насоса и переменной нагрузке на валу гидромотора называют стабилизированным. Стабилизация выходной частоты вращения обычно осуществляется по сигналу центробежного или электрогидравлического регу-

лятора, воздействующего через усилительное звено на механизм изменения рабочего объема насоса. Гидромотор в такой схеме обычно нерегулируемый.

Схема простейшего гидропривода для стабилизации частоты вращения электрогенератора переменного тока стабильной частоты с центробежным регулятором скорости приведена на рис. 3.108. Гидропривод состоит из насоса 5, соединенного с приводящим двигателем, и гидромотора 6, вал 7 которого соединен с электрогенератором и приводит во вращение центробежный регулятор 1, который перемещает при изменении частоты вращения гидромотора 6 золотник 2 распределителя системы управления. Последний, подавая жидкость в гидроцилиндр 3 механизма регулирования (угла наклона диска 4) насоса 5, восстанавливает рассогласование, поддерживая выходную частоту вращения гидромотора постоянной.

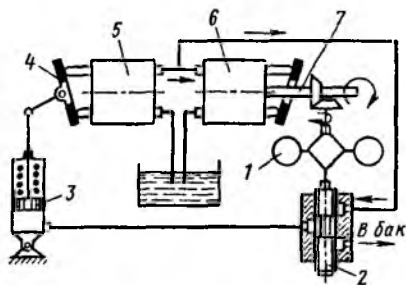


Рис. 3.108. Схема гидропривода с постоянной частотой вращения на выходе

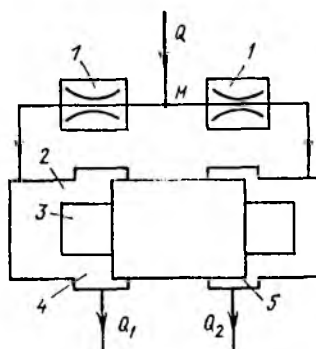


Рис. 3.109. Схема делителя потока

Когда от одного насоса приводится в действие два или более гидродвигателей, бывает необходимо обеспечить одинаковые скорости их выходных звеньев, несмотря на некоторое различие нагрузок. Такая потребность, например, возникает в гидроприводе грузоподъемной машины, в которой груз должен подниматься несколькими параллельно соединенными гидроцилиндрами без перекосов.

Синхронизация движения гидродвигателей осуществляется с помощью так называемого делителя потока (рис. 3.109), принцип действия которого основан на дросселировании. В точке *M* поток разветвляется на два, каждый из которых проходит через постоянный дроссель 1, а затем подводится к гильзе 2 с плавающим поршнем 3. Последний играет роль клапана, перемещающаяся в ту или другую сторону в зависимости от действующей на него разности давлений. Разность давлений возникает, когда вследствие разных нагрузок расход жидкости в одной ветви отличен от расхода в другой и, следовательно, потеря давления в одном дросселе больше, чем в другом. Перемещаясь в сторону меньшего давления, например, вправо, пор-

шень 3 уменьшает площадь отверстия 5 и увеличивает площадь отверстия 4. Поршень остановится тогда, когда давления в правой и левой полостях гильзы, а следовательно, и расходы через эти полости будут одинаковыми.

## Глава 26. СЛЕДЯЩИЕ ГИДРОПРИВОДЫ (гидроусилители)

### 3.38. Принцип действия и области применения

Следящим называется регулируемый гидропривод, в котором скорость движения выходного звена изменяется по определенному закону в зависимости от задающего воздействия на звено управления. Выходное звено — это обычно шток гидроцилиндра или вал гидромотора, а звено управления — устройство, на которое подается управляющий сигнал.

В большинстве случаев использования следящего гидропривода к функциям слежения добавляются также функции усиления управляющего сигнала по мощности, поэтому следящий гидропривод часто называют гидроусилителем. Следящий гидропривод применяют в тех случаях, когда непосредственное ручное управление той или иной машиной является для человека непосильным (на самолетах, кораблях, тяжелых автомобилях и тракторах, строительно-дорожных и других машинах, а также в системах гидроавтоматики металлорежущих станков).

Схема простейшего следящего гидропривода поперечной подачи суппорта копировального токарного станка показана на рис. 3.110. Суппорт 5 объединен с выходным звеном гидропривода — подвижным корпусом 4 гидроцилиндра, в котором размещено также звено управления — золотниковый гидрораспределитель 9. Поршень 7 гидроцилиндра закреплен на корпусе 6 суппорта. При продольной подаче суппорта шуп 2 скользит по копиру 3 и смещает гидрораспределитель, который открывает доступ жидкости из подводящей гидролинии 1 в большую полость 8 гидроцилиндра. Это вызывает смещение корпуса 4 с закрепленным на нем резцом, повторяющее смещение гидрораспределителя. При этом щель, соединявшая полость 8 с подводом 1 перекрывается, чем осуществляется прямая обратная связь выходного и задающего звеньев. Она восстанавливает равновесие в системе после исполнения управляющего сигнала. Непрерывное протекание процессов рассогласования и восстановления представляет слежение выходного звена за командой задающего.

Схема широко распространенного гидроусилителя с рычажной связью между звеньями показана на рис. 3.111. В нем выходному звену, штоку 6, сообщаются движения, согласованные с определенной точностью с перемещением звена управления, тяги 2, при требуемом усилении входной мощности.

Для обеспечения слежения выходного звена 6 за перемещением звена управления 2 обычно применяют отрицательную обратную связь, передающую движения выходного звена на звено управления

для уменьшения управляющего сигнала. Действие этой связи сводится к тому, что движение звена управления в сторону открытия расходных окон распределителя 5 вызывает движение выходного звена, направленного на их закрытие.

Обратная связь в схеме, представленной на рис. 3.111, осуществляется с помощью дифференциального рычага 7, охватывающего распределитель (звено управления) 5 и поршень гидродвигателя 3 со штоком 6 (выходное звено). При перемещении тяги 2, связанной с ручкой управления, перемещается точка 1 дифференциального рычага 7, с которым связаны штоки силового цилиндра 4 и золотника распределителя 5. Так как силы, противодействующие смещению золотника распределителя, несравненно меньше соответствующих сил, действующих в системе силового поршня 3, точку 6 штока можно рассматривать в начале движения тяги 2 как неподвижную, ввиду

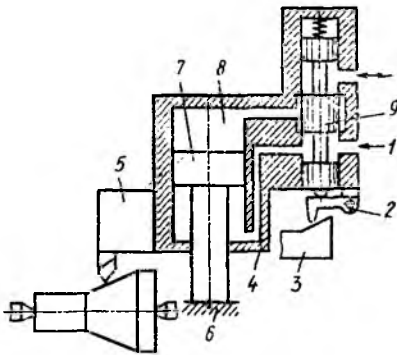


Рис. 3.110. Схема следящего гидропривода копировального станка

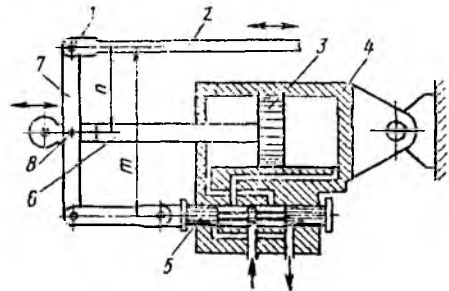


Рис. 3.111. Схема гидроусилителя с механической обратной связью

чего перемещение тяги вызовет через рычаг 7 смещение золотника распределителя 5. В результате при смещении его из нейтрального положения на величину, превышающую перекрытие  $(m - t)/2$  (рис. 3.66, а), жидкость поступит в соответствующую полость цилиндра 4, что вызовет перемещение поршня 3 (а следовательно, и движение точки 8 выходного звена 6) на некоторое расстояние, пропорциональное перемещению тяги 2.

Если движение тяги 2 прекратится, продолжающий перемещаться поршень 3 сообщит через рычаг 7 золотнику распределителя 5 перемещение, противоположное тому, которое он получал до этого при смещении тяги 2. При этом расходные окна распределителя будут в результате обратного движения его плунжера постепенно прикрываться, скорость поршня 3 будет уменьшаться до тех пор, пока золотник не придет в положение, при котором окна распределителя полностью перекроются и движение поршня прекратится. При смещении золотника распределителя в противоположную сторону движение всех элементов регулирующего устройства происходит в обратном направлении.



В действительности отдельных (ступенчатых) этапов движения управляющего и выходного звеньев рассматриваемого следящего привода не существует, а оба движения протекают почти одновременно, т. е. имеется не ступенчатое, а непрерывное «слежение» исполнительным механизмом за перемещением звена управления. После того как выходной сигнал, переданный через обратную связь, становится равным управляющему сигналу, питание гидродвигателя прекращается.

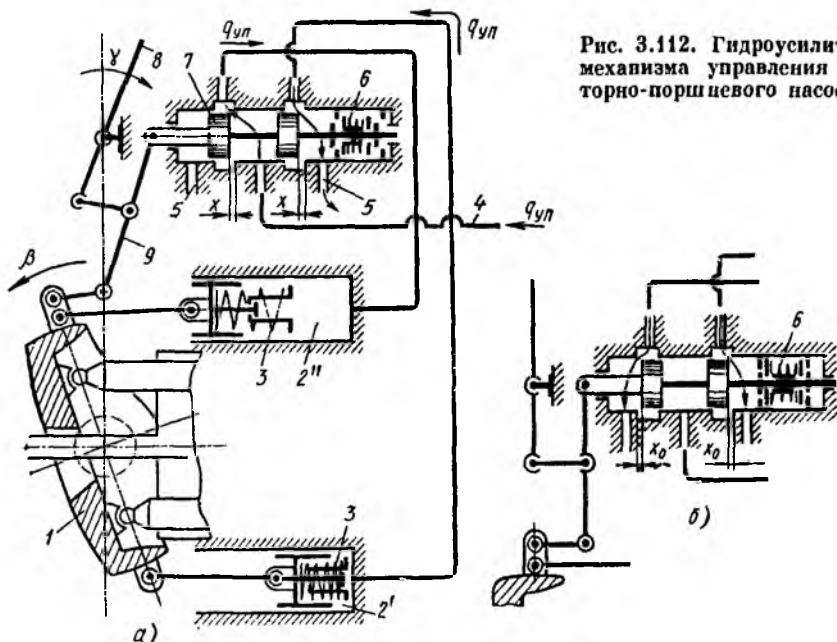


Рис. 3.112. Гидроусилитель механизма управления роторно-поршневого насоса

Примером использования такого гидроусилителя может служить показанный на рис. 3.112, а механизм управления для отклонения люльки в крупных регулируемых роторно-поршневых насосах. Гидроусилитель питается по линии 4 от вспомогательного насоса, встроенного в корпус основного насоса. Отклонение и удерживание люльки 1 в отклоненном положении производится поршнями гидроцилиндров 2' и 2''. При отклонении внешнего рычага 8 управления золотник 7 смещается из среднего положения на ход  $x$  и открывает доступ жидкости из линии 4 в один из гидроцилиндров, а другой в то же время соединяет с областью слива 5. Так как люлька 1 связана с золотником 7 и рычагом 8 управления двуплечим рычагом 9 обратной связи, наполнение цилиндра будет происходить только при условии, что скорость смещения золотника, вызываемого поворотом рычага 8, больше скорости смещения, вызываемого отклонением люльки 1. Если рычаг остановлен при отклонении  $\gamma$ , то люлька продолжает двигаться, пока не вернет золотник в среднее положение и остановится при угле отклонения  $\beta$ , пропорциональном  $\gamma$ . При оста-

новке насоса и прекращении подачи питания из линии 4 центрирующая пружина 6 приводит золотник в среднее положение (рис. 3.112, б). При этом золотник соединяет полости обоих цилиндров с областью слива 5 через щели  $x_0$  и пружины 3 нульустановителя устанавливают люльку также в положение  $\beta = 0$ , подготавливая насос к следующему пуску.

Управление смещением золотника и его обратная связь с люлькой могут быть электрическими. В этом случае работа насоса может регулироваться дистанционно и автоматически, например, по командам ЭВМ.

Гидроприводы, в которых входным воздействием является электрический сигнал, преобразуемый в перемещение гидрораспределителя, называют электрогидравлическими. В них выходное звено отслеживает изменение электрического сигнала, поступающего на звено управления. Рассмотрим простейшие системы для преобразования электрического сигнала в гидравлический.

Гидроусилитель типа сопло—заслонка показан схематически на рис. 3.113 состоит из сопел 1 и 4, которые вместе с подвижной заслонкой 2 образуют два регулируемых щелевых дросселя 5 и 12, установленных на пути подвода жидкости из точки 6, куда она подается от насоса. Работа такой дроссельной системы, являющейся первым каскадом гидроусилителя, рассмотрена в п. 3.28. Исполнительным механизмом гидроусилителя служит гидроцилиндр 9.

Первый каскад управляет смещением золотника 8, который является вторым каскадом гидроусилителя и непосредственно управляет гидроцилиндром.

Вся система нужна для того, чтобы на входе мог быть использован маломощный электрический командный сигнал от задающей электронной аппаратуры. Этот сигнал подается на обмотки миниатюрного электромеханического преобразователя 3 (поворотного электродвигателя) в виде разности напряжений  $U_1$  и  $U_2$  в результате чего происходит отклонение заслонки 2. До ее отклонения обе дрос-

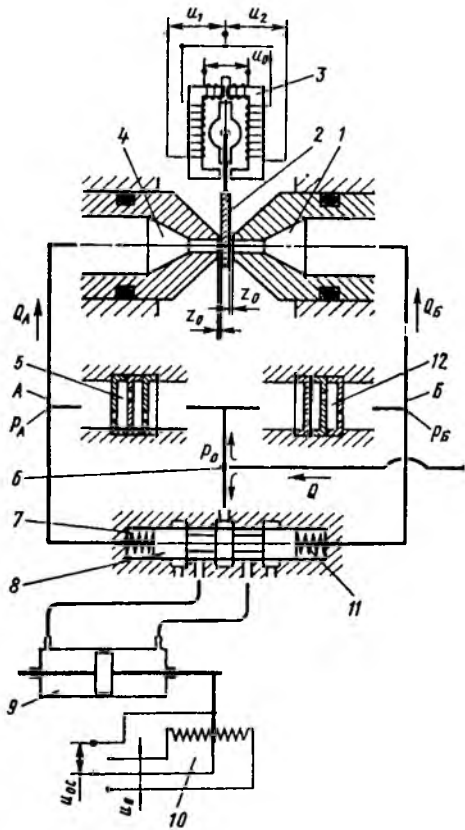


Рис. 3.113. Схема гидроусилителя типа сопло—заслонка

селирующие ветви  $A$  и  $B$  имели одинаковые сопротивления и пропускали одинаковые расходы  $Q_A$  и  $Q_B$ . После отклонения сопротивление сопла, к которому приблизилась заслонка, увеличивается и расход через него уменьшается. Расход в другой ветви возрастает. При этом возникает неравенство давлений  $p_A$  и  $p_B$  в узловых точках ветвей. Эта разница давлений вызывает смещение золотника  $\delta$  центрируемого пружинами  $7$  и  $11$ , что в конечном итоге приводит в действие гидроцилиндр.

Если в такой системе на выходе исполнительного механизма, предусмотрен датчик обратной связи  $10$ , сигнализирующий об исполнении поданной команды напряжением  $U_{ос}$ , ослабляющим сигнал на входе, то она будет представлять электрогидравлическую следящую систему.

Главным преимуществом такого гидроусилителя является применение простейших квадратичных дросселей, не чувствительных к засорениям и к изменению вязкости жидкости. Такие дроссели, имея нелинейные характеристики, позволяют при взаимодействии получить характеристики со взаимосвязью входных и выходных параметров близкой к линейной. В рассматриваемой системе, входной параметр — отклонение заслонки  $z$  (см. рис. 3.89,  $a$ ), а выходной — различие давлений  $p_A$  и  $p_B$ , смещающее золотник  $\delta$ . Линейность таких взаимосвязей всегда желательна, так как упрощает применение гидроусилителя в качестве составной части сложных автоматических систем.

Уравнения пропускной способности ветвей  $A$  и  $B$  гидроусилителя, в которых нерегулируемый дроссель и регулируемое сопло пропускают одинаковый расход, имеют вид

$$Q_A = \mu_{дА} S_d \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sqrt{p_0 - p_A} = \mu_{сА} \pi d_c z_A \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sqrt{p_A};$$

$$Q_B = \mu_{дБ} S_d \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sqrt{p_0 - p_B} = \mu_{сБ} \pi d_c z_B \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sqrt{p_B},$$

где  $\mu_d$  — коэффициент расхода дросселя (см. рис. 3.88);  $\mu_c$  — коэффициент расхода сопла (см. рис. 3.89,  $b$ ).

Значения коэффициентов  $\mu_d$  и  $\mu_c$  для этих элементов в ветвях  $A$  и  $B$ , вообще говоря, могут быть различны из-за различия расходов  $Q$  и смещений  $z$ , ведущего к различию в  $Re$ .

Смещения  $\Delta z$  заслонки по отношению к двум соплам взаимосвязаны:

$$z_A + z_B = 2z_0; \quad z_A = z_0 \pm \Delta z; \quad z_B = z_0 \mp \Delta z.$$

Максимальное смещение  $z_{\max}$  не может превышать  $2z_0$ . Для упрощения записи введем понятия  $G$  проводимости элементов: для нерегулируемых дросселей  $G_d = \mu_d S_d \sqrt{\frac{2}{\rho}}$  — близкая к постоянной величина, изменяющаяся только с изменением  $\mu_d$ ; для регулируемых дросселей — сопел  $G_c = \mu_c \pi d_c z \sqrt{2/\rho}$  — переменная величина из-за переменности  $z$  и  $\mu_c$ .

Примем выработанные практикой рекомендации для соотношений размеров и проводимостей таких гидроусилителей:

$$z_0 \leq 0,1d_c; \quad G_A \geq G_{c \max} \text{ (при } z_{\max}\text{)}.$$

Решая совместно уравнения для  $Q_A$  и  $Q_B$  с применением принятых обозначений и предпосылок, получаем уравнения статической характеристики гидроусилителя (предположено, что заслонка приближается к соплу 4 и открывает сопло 1):

$$p^* = \frac{p_A}{p_B} = \frac{G_A^2 + G_{cB}^2}{G_A^2 + G_{cA}^2};$$

$$Q_A^* = \frac{Q_A}{G_A \sqrt{p_0}} = \sqrt{\frac{G_{cA}^2}{G_A^2 + G_{cA}^2}}; \quad Q_B^* = \frac{Q_B}{G_B \sqrt{p_0}} = \sqrt{\frac{G_{cB}^2}{G_A^2 + G_{cB}^2}}.$$

Характеристики, построенные по этим уравнениям показаны на рис. 3.114.

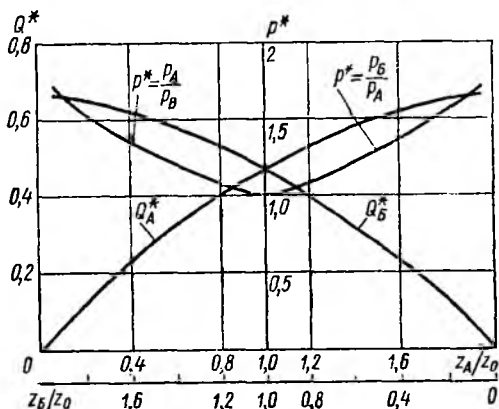


Рис. 3.114. Характеристика гидроусилителя типа сопло—заслонка

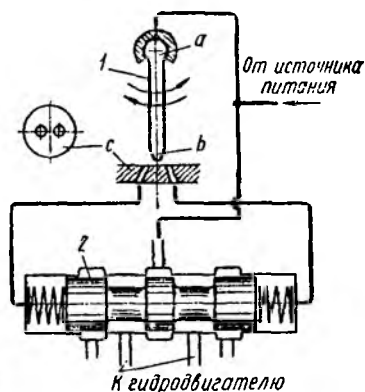


Рис. 3.115. Схема гидроусилителя типа струйная трубка

График  $p^*$  относительного разности давлений симметричен относительно оси, соответствующей среднему положению заслонки ( $z_A = z_B = z_0$ ). При любом соотношении взаимосвязанных смещений  $z_A$  и  $z_B$  по графику  $Q^*$  можно найти полный расход  $Q^* = Q_A^* + Q_B^*$  через ветви гидроусилителя. При среднем положении заслонки этот расход максимален.

Рис. 3.114 показывает, что при соблюдении приведенных выше рекомендаций о размерах и проводимостях элементов дроссельной системы, гидроусилитель способен обеспечить взаимосвязь между смещением  $z$  заслонки и величиной  $p^*$  относительного разности давлений, близкую к линейной.

Двустороннее воздействие струй на заслонку позволяет использовать для ее отклонения поворотные электродвигатели, расходующие весьма малую электрическую мощность.

Гидроусилитель типа струйная трубка показан на рис. 3.115. Как и система сопло—заслонка его широко применяют в качестве первого каскада электрогидравлических следящих систем. Он состоит из поворотной трубки *1*, к которой через шарнир *a* подведена жидкость от источника питания. Струя из сопла *b* направлена на распределитель *C* с двумя отверстиями, соединенными с полостями управляемого элемента — обычно золотника 2 второго каскада гидроусилителя. Последний аналогичен показанному на рис. 3.113 (поз. 8) и служит для управления исполнительным гидродвигателем. Среднему положению трубки *1* соответствует среднее положение золотника 2. Поворот трубки вызывает его смещение и далее ведет к смещению гидродвигателя. Легкость поворота и малая инерция трубки позволяет управлять ее движением при помощи маломощных электродвигателей (электромагнитов) с большим быстродействием.

Обратная связь в таких системах обычно также электрическая, аналогична показанной на рис. 3.113.

Гидроусилители этого типа способны работать в тяжелых условиях. Они чувствительны к загрязненности и изменению вязкости рабочей жидкости.

### 3.39. Чувствительность, точность и устойчивость гидроусилителей

Гидроусилители следящего типа должны воспроизводить с минимальной ошибкой перемещение выходного звена в соответствии с заданным перемещением входного.

Ошибка слежения определяется в первую очередь передаточным числом кинематической цепи обратной связи, равным для схемы, изображенной на рис. 3.114,

$$i = m/n,$$

где *m* — длина плеча рычага 7 между точками крепления золотника и тяги управления; *n* — длина между точками крепления штока и тяги управления.

Важный показатель качества следящих гидроусилителей — устойчивость, под которой понимается способность системы возвращаться в состояние установившегося равновесия после прекращения действия источника, нарушившего его.

Одно из условий обеспечения устойчивости гидравлической следящей системы — жесткость ее механических и гидравлических элементов. При недостаточной жесткости, в особенности при сочетании ее с высокой чувствительностью распределительного устройства, устойчивость системы неизбежно нарушается. Последнее можно видеть на рис. 3.116, *a*, на котором показана схема упругого крепления цилиндра гидроусилителя, снабженного чувствительным (с малым перекрытием) золотником. При каком-либо импульсе, вызывающем смещение выходного звена гидроусилителя, при неподвижном входе цилиндр из-за наличия упругого звена (упругость *s*) сместится в сторону действия импульса и повернет относительно точки *b* рычаг *a* обратной связи, сместив при этом золотник. Оче-

видно, при определенных значениях упругости  $s$  и интенсивности импульса золотник сможет сместиться настолько, что рабочая жидкость поступит в соответствующую полость гидродвигателя и приведет в движение его поршень, в результате чего направление движения рычага  $a$  изменится. При этом потенциальная энергия упругого звена будет способствовать переходу золотника через равновесное положение, в результате цилиндр переместится в обратном направлении и далее процесс колебаний автоматизируется.

В реальных условиях на устойчивость гидроусилителя влияют и другие факторы, к которым относятся упругость жидкости в полостях системы и трубопроводов присутствие в жидкости нерастворенного воздуха, люфты в механических сочленениях, колебания гидродинамических сил в золотниковом распределителе.

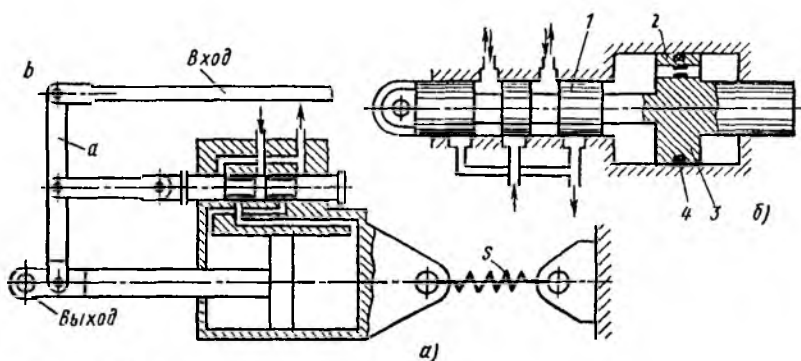


Рис. 3.116. Схемы:

$a$  — гидроусилителя с упругим звеном;  $b$  — гидравлического демпфера

Наиболее простым способом повышения устойчивости системы является увеличение перекрытия окон (см. рис. 3.66) и уменьшение передаточного числа  $i = m/n$ . Однако этот способ снижает точность работы гидроусилителя.

Надежным способом гашения колебаний служит гидравлическое демпфирование, с помощью которого кинетическая энергия колебаний рассеивается в виде тепла. Конструктивно демпфер представляет собой цилиндр, поршень  $3$  которого (рис. 3.116,  $b$ ) связан с золотником  $1$  распределителя. В поршне выполнено дроссельное отверстие  $2$ . При перемещениях поршня жидкость вытесняется через отверстие и радиальную щель между поршнем и цилиндром из одной полости цилиндра в другую. Сечение дроссельного отверстия  $2$  выбирают таким, чтобы его сопротивление не увеличивало чрезмерно усилий при рабочих перемещениях золотника, в режиме управления, но чтобы при высокочастотных вибрационных перемещениях золотника создавалось сопротивление, способное поглотить энергию, возбуждающую колебания.

## Глава 27. ГИДРОЛИНИИ, ГИДРОЕМКОСТИ И РАБОЧИЕ ЖИДКОСТИ

### 3.40. Гидролинии

Надежность объемных гидромашин и гидроприводов в значительной мере зависит от совершенства гидравлических коммуникаций, а также от качества жидкости и очистки ее в процессе работы.

Гидролиниями называют устройства, предназначенные для прохождения рабочей жидкости в процессе работы гидропривода. В соответствии с выполняемыми функциями их разделяют на *всасывающие* — по которым рабочая жидкость движется к насосу; *напорные* — по которым рабочая жидкость под давлением движется от насоса к распределителю, гидродвигателю или гидроаккумулятору и *сливные* — по которым рабочая жидкость движется в гидробак.

Кроме того, различают гидролинии управления, по которым рабочая жидкость движется к устройствам для управления, и дренажные, по которым отводятся утечки рабочей жидкости.

Основным требованием к гидролиниям является обеспечение минимального гидравлического сопротивления и прочность конструкции.

Для обеспечения минимального гидравлического сопротивления гидролинии и каналы следует выполнять по возможности максимального сечения с наименьшим числом местных сопротивлений.

Гидравлическое сопротивление трубопроводов и арматуры рассчитывают по рекомендациям, приведенным в первой части.

Для напорных гидролиний скорость течения жидкости рекомендуется выбирать в пределах  $5 \div 10$  м/с и для всасывающих  $1 \div 2$  м/с.

### 3.41. Гидроемкости

Гидроемкостями называются устройства, предназначенные для содержания рабочей среды с целью использования ее в процессе работы объемного гидропривода. К ним относятся гидробаки и гидроаккумуляторы.

**Гидробаки.** Гидробак предназначен для питания объемного гидропривода рабочей жидкостью. Он может находиться под атмосферным и избыточным давлением. Наиболее распространен гидробак открытого типа (рис. 3.117, а). Рабочая жидкость заливается в бак через горловину 5, снабженную сетчатым фильтром. Объем жидкости в баке контролируется указателем уровня 2. В насос жидкость поступает через насадок с фильтром 3 и из гидросистемы в бак — через насадок 1. Для избежания барботажа (интенсивного перемешивания) жидкости, могущего привести к вспениванию последней, на насадке 1 устанавливают для дробления струи сетчатое устройство или перфорированный колпак.

Воздушный объем над свободной поверхностью жидкости сообщается с окружающей средой через сапун 4, снабженный воздуш-

ным фильтром тонкой очистки для защиты внутреннего объема бака от мелкодисперсного загрязнителя, содержащегося в атмосфере.

В системах, предназначенных для работы в условиях переменного атмосферного давления (к примеру, при подъеме самолета на высоту 1000 м атмосферное давление понижается до 180 мм рт. ст.) применяют герметичные баки с наддувом (около 0,2—0,3 МПа) газом (рис. 3.117, б). Наддув осуществляется инертным газом (азотом), применение которого не вызывает окисления масла. Наддув бака газом производится через штуцер 6. Жидкость возвращается из гидросистемы в бак через пазок 1 с перфорированным колпаком для дробления струи. Бак заправляют жидкостью через снабженную фильтром горловину 7, герметично перекрываемую крышкой.

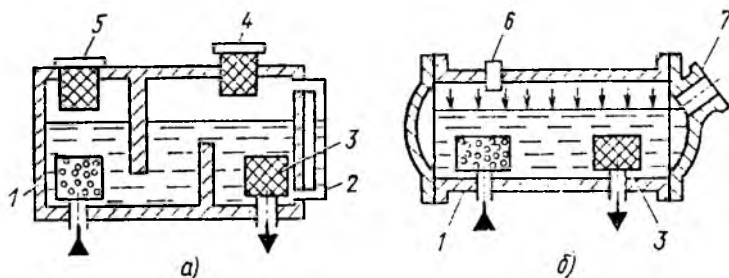


Рис. 3.117. Гидробаки типа:  
а — открытого; б — закрытого

**Пневмогидравлические аккумуляторы.** Гидроаккумулятор — емкость, предназначенная для аккумуляции энергии рабочей жидкости, находящейся под давлением. Гидроаккумулятор, в котором аккумулярование (накапливание) и возврат (отдача) энергии происходят за счет сжатия и расширения газа, называют пневмогидроаккумулятором. В системах гидропривода преимущественно применяют аккумуляторы этого типа.

Подобный аккумулятор представляет собой закрытый сосуд (рис. 3.118), заполненный сжатым газом с некоторым начальным давлением зарядки. При подаче в этот сосуд жидкости объем газовой камеры уменьшается, вследствие чего давление газа повышается, достигая к концу зарядки жидкостью некоторого заданного максимального значения.

В аккумуляторах, применяемых в гидроприводах, жидкость и газ обычно разделены поршнем или иными средствами для устранения возможности растворения газа в жидкости. В соответствии с типом применяемого разделителя сред различают поршневые (рис. 3.118, а) и диафрагменные (рис. 3.118, б) аккумуляторы. Недостатком первых является трение поршня в цилиндре, на преодоление которого расходуется энергия аккумулятора, а также возможность нарушения герметичности в соединении поршня и цилиндра. Кроме того, при наличии трения возможны скачкообразные движения поршня и как следствие — колебания давления. Эти недостатки



практически устранимы в аккумуляторах, в которых среды разделяются с помощью эластичной резиновой диафрагмы.

Расчет пневмогидравлического аккумулятора сводится к определению его вместимости  $V_n$  и полезного объема  $V_n$ , под которым понимается объем жидкости, вытесняемой газом из аккумулятора в процессе его разрядки. Произведение полезного объема на среднее давление газа в рабочем диапазоне давлений определяет накопленную энергию аккумулятора, которая отдается при разрядке.

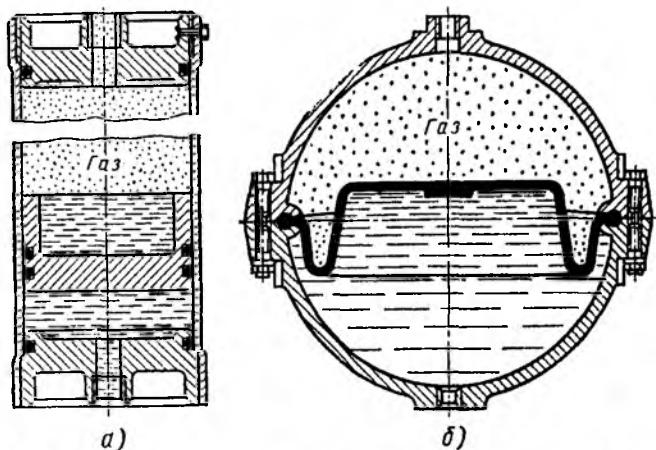


Рис. 3.118. Пневмогидроаккумуляторы с разделителем сред:  
а — поршневым; б — диафрагменным

Допуская, что изменение состояния газа представляет собой изотермический процесс, имеем (см. рис. 3.119)

$$V_2/V_1 = p_1/p_2; \quad (3.101)$$

где  $p_1$  и  $V_1$  — начальные давление и объем газовой полости до зарядки аккумулятора жидкостью;  $p_2$  и  $V_2$  — конечные давление и объем газовой полости в конце зарядки аккумулятора жидкостью.

Объем  $V_1$  до заполнения аккумулятора жидкостью равен вместимости  $V_n$  аккумулятора ( $V_1 = V_n$ ), а полезный объем жидкости  $V_n$  равен разности объемов газовой полости при зарядке (отмечен горизонтальной штриховкой)

$$V_n = V_1 - V_2.$$

Подставив из выражения (3.101) значение  $V_2$ , получим величину полезного объема при полном вытеснении жидкости из аккумулятора

$$V_n = V_1(1 - p_1/p_2) = V_n(1 - p_1/p_2). \quad (3.102)$$

При быстром расширении газа изменение его состояния протекает обычно на режимах, соответствующих политропному процессу.

где  $n$  — показатель политропы, значение которого определяется опытным путем [для распространенных режимов при времени разрядки, равно приблизительно 0,5 мин,  $n \approx 1,3$ ].

Аккумулятор часто применяют как источник аварийного питания отдельных ветвей гидросистемы в случае отказа или выключения насоса, а также в случае, когда требуется выдержать длительное время какой-либо участок гидросистемы под постоянным давлением, например, для длительной выдержки под давлением деталей, формующихся из резины. Так как энергия, накопленная в аккумуляторе, может быть отдана в короткое время, аккумулятор может временно развить большую мощность. Благодаря этому применение

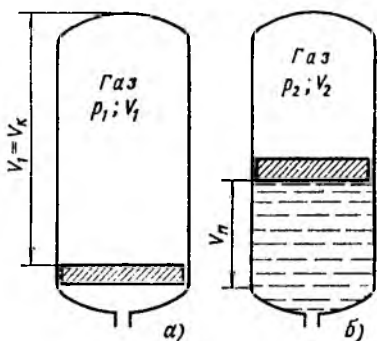


Рис. 3.119. Схема расчета пневмогидроаккумулятора

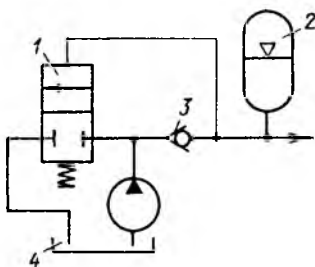


Рис. 3.120. Схема разгрузки переуправляемого насоса при зарядке пневмогидроаккумулятора

аккумуляторов особенно рентабельно в гидросистемах с большими пиками расхода жидкости, значения которых намного превышают подачу насоса. Использование аккумуляторов в подобных гидросистемах позволяет понизить мощность питающих насосов до средней мощности потребителей гидроэнергии. Насосы гидросистем с аккумуляторами переводят после зарядки аккумулятора на режим холостого хода. Для этого служат регуляторы типа изображенного на рис. 3.30, а при нерегулируемом насосе используются автоматы разгрузки (рис. 3.120).

При повышении давления в аккумуляторе 2 до значения, на которое отрегулирована пружина выключателя 1, подача насоса направляется в безнапорный гидробак 4. Питание гидросистемы осуществляется аккумулятором 2, который отключается от насоса и бака с помощью обратного клапана 3. При разрядке аккумулятора до заданного нижнего уровня давления выключатель 1 снова направляет подачу насоса в аккумулятор.

### 3.42. Рабочие жидкости и их кондиционирование

Жидкость гидропривода — его рабочий элемент, поэтому к ней предъявляются требования обеспечения прочности и долговечности. Она, как и всякий иной конструктивный элемент, подвержена механическому и химическому разрушению (деструкции), имеет ограниченный срок службы, причем последний во многом зависит от типа жидкости, условий и режима эксплуатации. Помимо этого жидкость служит смазывающим материалом (должна обеспечивать смазку механизмов гидропривода), а также охлаждающей средой.

В гидроприводах машин, предназначенных для работы в стабильных температурных условиях, обычно применяют рабочие жидкости минерального происхождения с диапазоном вязкости при температуре 50 °С примерно 10—40 сСт, а именно: трансформаторное,

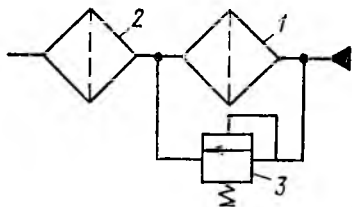


Рис. 3.121. Схема установки фильтров

веретенное АУ, индустриальное, турбинное и другие масла. Применение менее вязких жидкостей приводит к увеличению утечек, а более вязких — к увеличению гидравлических потерь.

Для работы в условиях широкого температурного диапазона от 333 до 213 К ( $\pm 60$  °С) применяют специальные смеси минеральных масел, обеспечивающих вязкость в диапазоне температур от 320 до 220 К ( $\pm 50$  °С) в пределах от 10 до 1200 сСт. Этим требова-

ниям отвечает масляная смесь АМГ-10.

Для работы при температурах около 450—500 К (180—230 °С) применяют синтетические жидкости на кремнийорганической основе. Последние годы из-за увеличивающегося дефицита нефтепродуктов и стремления к использованию негорючих материалов все более широкое применение в гидросистемах находят водо-масляные эмульсии и синтетические негорючие жидкости на водяной основе. Используя такие материалы, надо учитывать их повышенную склонность к деструкции, коррозионную и кавитационную активность. Как правило, при этом следует снижать рабочие давления  $p$  и частоту вращения  $n$  гидромашин в 1,5—2 раза.

**Фильтрация рабочей жидкости.** Чистота рабочей жидкости определяет надежность гидроприводов.

Источниками загрязнения жидкости являются:

- остатки производства и ремонта гидромашин и аппаратуры (стружка, отделившиеся заусенцы);
- остатки при изготовлении и сборке гидролиний (окалина, брызги металла при сварочных работах);
- продукты изнашивания деталей;
- продукты старения уплотнений и деструкции жидкости;
- воздушная пыль.

Тонкость фильтрации определяется сроком службы и назначением гидропередачи. Для прецизионных следящих систем тонкость

фильтрации должна составлять 1—3 мкм, для следящих систем с высоким сроком службы (гидроприводов летательных аппаратов) — 5 мкм, для наземных гидропередат с повышенным сроком службы — 10—15 мкм, для гидропередат с ограниченным сроком службы — 25 мкм.

С увеличением длительно действующих в гидропередатках давлений (в настоящее время 25—30 МПа) требования к чистоте рабочих жидкостей повышаются.

Фильтры на линиях гидросистем служат для выполнения следующих функций:

очистка жидкости при заправке (заправочные фильтры), для чего часто используют центробежные очистители (см. ниже);

очистка воздуха, соприкасающегося с жидкостью (воздушные фильтры гидробаков, см. поз. 4 на рис. 3.117, а);

непрерывная очистка рабочей жидкости при работе гидропередат (рабочие фильтры, вмонтированные в линии гидросистем).

В последнем случае через фильтр пропускают обычно не менее 20—30 % полного потока жидкости.

Фильтрующие элементы изготовляют из металлических сеток саржевого плетения, металлокерамики, специальной бумаги. Во избежание разрушения фильтрующих элементов тонкой очистки (поз. 1 на рис. 3.121) под действием возрастающего перепада давления при их постепенном засорении устанавливают предохранительный клапан 3, ограничивающий этот перепад. Кроме того предусматривают размещение сигнализатора, оповещающего о необходимости замены фильтра. Иногда для защиты системы от быстрого засорения за клапаном 3 устанавливают дополнительный фильтр — элемент 2 грубой очистки.

Размещение рабочих фильтров. Схемы гидроприводов с разомкнутой и замкнутой циркулирующей жидкости показаны соответственно на рис. 3.91 и 3.92.

Наиболее эффективной является установка рабочего фильтра на линии всасывания основного насоса 1 (см. рис. 3.91) или вспомогательного насоса 4 (см. рис. 3.92). При этом весь поток, поступающий в систему извне, очищается. Однако такие фильтры имеют большие размеры и требуют частой замены для обеспечения малого гидравлического сопротивления линий всасывания.

Установка фильтров на основных напорных гидролиниях (за насосами 1 на рис. 3.91 и 3.92) позволяет эффективно очищать полный поток, но требует фильтров с тяжелыми корпусами, способными противостоять высокому давлению.

Частичную фильтрацию потока в разомкнутой гидросистеме можно производить, устанавливая фильтр на линии слива, а в замкнутой, устанавливая его на линии нагнетания вспомогательного насоса 4 (см. рис. 3.92). При этом очищается только часть потока и насосы не защищены от загрязнений, поступающих в гидробак, но фильтры имеют малые размеры и массу. Поэтому способ фильтрации части потока наиболее распространен в гидропередатках самоходных машин.

Для улучшения очистки жидкости, циркулирующей в основных гидролиниях *a* и *b* (см. рис. 3.92) замкнутых гидropередач при частичной фильтрации, получил распространение непрерывный отвод жидкости из них через золотниковый распределитель. Его устанавливают между линиями *a* и *b* параллельно предохранительному клапану 3. Золотник смещается под действием высокого давления  $p_2$  в сторону гидролинии низкого давления  $p_1$ . При этом гидролиния низкого давления  $p_1$  соединяется через подпорный клапан с баком, и в него поступает часть рабочей жидкости, возвращаемая в систему через фильтр вспомогательным насосом 4. Такой способ представляет ни что иное, как искусственное увеличение наружных утечек, но без ухудшения характеристик гидropередачи.

Поток, отводимый на пути к баку, используется обычно для промывки полостей корпусов насоса 1 и гидромотора 2 с целью их очистки от продуктов изнашивания и охлаждения.

**Центробежные очистители жидкости.** В гидросистемах некоторых машин применяют центробежные очистители жидкости (центрифуги). Эти фильтры очищают жидкость от частиц загрязнителя с плотностью, превышающей плотность рабочей жидкости.

Принципиальная схема центробежного очистителя представлена на рис 3.122. Жидкость, подлежащая очистке, подается через полуось 1 под давлением 0,3—0,6 МПа во вращающийся ротор 2, в котором она приобретает угловую скорость, приближающуюся к скорости ротора. Частицы загрязнителя с плотностью, превышающей плотность жидкости, отбрасываются под действием центробежной силы к стенкам ротора и осаждаются на них.

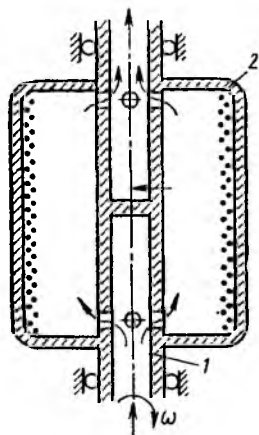


Рис. 3.122. Схема центробежного фильтра

**Охладители жидкости.** Разность между мощностью, потребляемой насосом, и полезной мощностью гидродвигателей превращается в тепло и рабочая жидкость в процессе работы гидропривода нагревается. Это особенно относится к гидросистемам с дроссельным регулированием.

Расходуемую мощность  $\Delta N$  в гидросистеме можно определить как разность между мощностью насоса  $N_n$  и полезной мощностью потребителей  $N_p$

$$\Delta N = N_n (1 - \eta), \quad (3.103)$$

где  $\eta$  — полный КПД гидропривода.

В гидроприводах с насосами небольших мощностей (менее 6 кВт) рабочая жидкость охлаждается обычно без применения специальных охладителей — путем теплового излучения и конвекционного переноса тепла окружающей средой. Однако при больших мощностях и длительных режимах работы гидросистемы необходимо применять для обеспечения требуемых температурных условий охлаждающие устройства (теплообменные устройства или охладители).

Теплообменники устанавливаются, как правило, на сливных линиях после гидродвигателей, переливных клапанов или на линиях отвода утечек из гидросистемы, так как в этих гидролиниях перед возвратом в бак жидкость имеет наибольшую температуру.

Теплообменники должны поддерживать оптимальную температуру в основных рабочих органах гидропередачи. При высокой температуре вязкость жидкости снижается и утечки возрастают. Если температура мала, а вязкость жидкости соответственно велика, возрастают механические потери.

При чрезмерном повышении температуры и снижении вязкости жидкости возникает переход к граничному трению в нагруженных парах и их быстрое изнашивание. Ускоряется при этом изнашивание уплотняющих резиновых элементов и деструкция жидкостей.

Из рассмотренного видно, что максимальные КПД и долговечность гидропередачи можно получить при ее использовании в оптимальном интервале вязкости, соответствующем оптимальному интервалу температуры. Чаще всего оптимальные интервалы составляют: для вязкости  $\nu_{\text{опт}} = (0,16 \div 0,25) 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  при температуре  $t_{\text{опт}} = 60 \div 40 \text{ }^\circ\text{C}$ . Минимально допустимая вязкость  $\nu_{\text{min}} = (0,04 \div 0,06) 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  при максимальной температуре  $t_{\text{max}} = 90 \div 80 \text{ }^\circ\text{C}$ . В указанных предельных условиях работы гидропередачи используют только кратковременно.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Алексапольский Д. Я. Гидродинамические передачи. М.: Машгиз, 1963. 272 с.
2. Альтшуль А. Д., Киселев П. Г. Гидравлика и аэродинамика. М.: Стройиздат, 1975. 328 с.
3. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления. М.: Стройиздат, 1973.
4. Башта Т. М. Машиностроительная гидравлика. М.: Машиностроение, 1971. 672 с.
5. Башта Т. М. Гидроприводы и гидропневмоавтоматика. М.: Машиностроение, 1972. 320 с.
6. Башта Т. М. Объемные насосы и гидроавтоматические двигатели гидросистем. М.: Машиностроение, 1974. 607 с.
7. Васильцов Э. А., Невелевич В. В. Герметические электронасосы. Л.: Машиностроение, 1968.
8. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 559 с.
9. Лабораторный курс гидравлики, насосов и гидропередач / О. В. Байбаков, Д. А. Бутаев, Э. А. Калмыкова и др.; Под ред. С. С. Руднева и Л. Г. Подвидза. — М.: Машиностроение, 1974. 416 с.
10. Ломакия А. А. Центробежные и осевые насосы. Л.: Машиностроение, 1966. 364 с.
11. Малюшенко В. В., Михайлов А. К. Насосное оборудование тепловых электростанций. М.: Энергия, 1975. 278 с.
12. Машиностроительный гидропривод / Л. А. Кондаков, Г. А. Никитин, В. Н. Прокофьев и др.; Под ред. В. Н. Прокофьева. — М.: Машиностроение, 1978. 496 с.
13. Некрасов Б. Б. Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. М.: Машиностроение, 1967. 368 с.
14. Некрасов Б. Б., Беленков Ю. А. Насосы, гидроприводы и гидропередачи. МАМИ, 1976. 128 с.
15. Подвидз Л. Г., Кирилловский Ю. Л. Расчет струйных насосов и установок. — Тр. ВНИИГидромаша, 1968, вып. 38.
16. Пфлейдерер К. Лопаточные машины для жидкостей и газов. Пер. с нем. М.: Машгиз, 1960. 684 с.
17. Сборник задач по машиностроительной гидравлике / Д. А. Бутаев, Э. А. Калмыкова, Л. Г. Подвидз и др.; Под ред. И. И. Куколевского и Л. Г. Подвидза. — М.: Машиностроение, 1981. 464 с.
18. Синев Н. М., Удовиченко П. М. Бессальниковые водяные насосы. М.: Атомиздат, 1972. 491 с.
19. Трусов С. М. Автомобильные гидротрансформаторы. М.: Машиностроение, 1977. 272 с.
20. Хохловкин Д. М. Глубинные насосы для водоповышения и водоснабжения. М.: Недра, 1971. 272 с.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

ПРЕДИСЛОВИЕ . . . . .	3
<b>ЧАСТЬ 1. ГИДРАВЛИКА . . . . .</b>	<b>4</b>
Г л а в а 1. Введение. Свойства жидкостей . . . . .	4
1.1. Предмет гидравлики . . . . .	4
1.2. Силы, действующие на жидкость. Давление в жидкости . . . . .	6
1.3. Основные свойства капельных жидкостей . . . . .	8
Г л а в а 2. Гидростатика . . . . .	15
1.4. Гидростатическое давление и его свойство . . . . .	15
1.5. Основное уравнение гидростатики . . . . .	17
1.6. Дифференциальные уравнения равновесия жидкости и их интегрирование для простейшего случая . . . . .	18
1.7. Пьезометрическая высота. Вакуум. Измерение давления . . . . .	21
1.8. Сила давления жидкости на плоскую стенку . . . . .	24
1.9. Сила давления жидкости на криволинейные стенки. Плавание тел . . . . .	27
1.10. Прямолинейное равноускоренное движение сосуда с жидкостью . . . . .	29
1.11. Равномерное вращение сосуда с жидкостью . . . . .	31
Г л а в а 3. Кинематика и динамика жидкости . . . . .	34
1.12. Основные понятия . . . . .	34
1.13. Расход. Уравнение расхода . . . . .	36
1.14. Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости . . . . .	37
1.15. Вывод дифференциальных уравнений движения идеальной жидкости и их интегрирование . . . . .	42
1.16. Уравнение Бернулли для потока реальной (вязкой) жидкости . . . . .	44
1.17. Гидравлические потери (общие сведения) . . . . .	48
1.18. Уравнение Бернулли для относительного движения . . . . .	51
1.19. Примеры использования уравнения Бернулли в технике . . . . .	52
1.20. Применение уравнения количества движения к жидкости . . . . .	55
Г л а в а 4. Гидродинамическое подобие и режимы течения жидкости в трубах . . . . .	57
1.21. Основы гидродинамического подобия . . . . .	57
1.22. Режимы течения жидкости в трубах . . . . .	62
1.23. Кавитация . . . . .	65
Г л а в а 5. Ламинарное течение . . . . .	69
1.24. Теория ламинарного течения в круглых трубах . . . . .	69



1.25. Начальный участок ламинарного течения . . . . .	73
1.26. Ламинарное течение в зазоре между двумя стенками и в прямоугольных трубах . . . . .	75
1.27. Особые случаи ламинарного течения . . . . .	79
<b>Г л а в а 6. Турбулентное течение . . . . .</b>	<b>82</b>
1.28. Основные сведения . . . . .	82
1.29. Турбулентное течение в шероховатых и некруглых трубах . . . . .	87
1.30. Применение метода анализа размерностей . . . . .	91
<b>Г л а в а 7. Местные гидравлические сопротивления . . .</b>	<b>93</b>
1.31. Общие сведения о местных сопротивлениях . . . . .	93
1.32. Внезапное расширение русла . . . . .	94
1.33. Постепенное расширение русла . . . . .	97
1.34. Сужение русла . . . . .	100
1.35. Поворот русла . . . . .	101
1.36. Местные сопротивления при ламинарном течении	103
<b>Г л а в а 8. Истечение жидкости через отверстия и насадки . . . . .</b>	<b>106</b>
1.37. Истечение через малые отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре . . . . .	106
1.38. Истечение при несовершенном сжатии . . . . .	110
1.39. Истечение под уровень . . . . .	110
1.40. Истечение через насадки при постоянном напоре . . .	111
1.41. Истечение через отверстия и насадки при переменном напоре (опорожнение сосудов) . . . . .	117
<b>Г л а в а 9. Гидравлический расчет трубопроводов . . . .</b>	<b>118</b>
1.42. Простой трубопровод постоянного сечения . . . . .	118
1.43. Соединения простых трубопроводов . . . . .	122
1.44. Сложные трубопроводы . . . . .	126
1.45. Трубопроводы с насосной подачей жидкости . . . . .	129
1.46. Основы расчета газопроводов . . . . .	133
<b>Г л а в а 10. Неустановившееся движение жидкости в трубах . . . . .</b>	<b>136</b>
1.47. Неустановившееся движение жидкости в жестких трубах . . . . .	136
1.48. Гидравлический удар . . . . .	140
<b>Г л а в а 11. Взаимодействие потока с ограничивающими его стенками . . . . .</b>	<b>147</b>
1.49. Силы действия потока на стенки канала . . . . .	147
1.50. Сила действия струи на стенку . . . . .	149
1.51. Уравнение моментов количества движения для установившегося движения жидкости в равномерно вращающихся каналах . . . . .	152
<b>ЧАСТЬ 2. ЛОПАСТНЫЕ НАСОСЫ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПЕРЕДАЧИ . . . . .</b>	<b>154</b>
<b>Г л а в а 12. Основы теории лопастных насосов . . . . .</b>	<b>154</b>
2.1. Введение . . . . .	154
2.2. Подача, напор и мощность насоса . . . . .	158
2.3. Баланс энергии в лопастном насосе . . . . .	159
2.4. Основное уравнение лопастных насосов . . . . .	161
2.5. Движение жидкости в рабочем колесе центробежного насоса . . . . .	162

2.6.	Характеристика центробежного насоса . . . . .	167
2.7.	Выбор угла установки лопатки на выходе . . . . .	172
2.8.	Осевые насосы . . . . .	173
<b>Глава 13. Эксплуатационные расчеты лопастных насосов . . . . .</b>		<b>175</b>
2.9.	Методы теории подобия в лопастных насосах . . . . .	175
2.10.	Пересчет характеристик лопастных насосов на другую частоту вращения . . . . .	178
2.11.	Коэффициент быстроходности . . . . .	180
2.12.	Расширение области применения центробежных насосов обточкой рабочих колес . . . . .	184
2.13.	Насосная установка и ее характеристика . . . . .	186
2.14.	Работа насоса на сеть . . . . .	188
2.15.	Неустойчивая работа насосной установки (помпак) . . . . .	190
2.16.	Регулирование режима работы насоса . . . . .	191
2.17.	Последовательная и параллельная работа насосов на сеть . . . . .	194
2.18.	Работа насоса на разветвленный трубопровод . . . . .	197
<b>Глава 14. Кавитация. Конструкции лопастных насосов . . . . .</b>		<b>200</b>
2.19.	Сущность кавитационных явлений . . . . .	200
2.20.	Определение критического кавитационного запаса . . . . .	204
2.21.	Конструктивные разновидности рабочего колеса, подвода и отвода . . . . .	208
2.22.	Уплотнения рабочего колеса и вала. Осевая сила на роторе насоса . . . . .	213
2.23.	Основы расчета лопастных насосов . . . . .	216
2.24.	Основные конструктивные разновидности лопастных насосов . . . . .	219
<b>Глава 15. Вихревые и струйные насосы . . . . .</b>		<b>225</b>
2.25.	Устройство вихревых насосов . . . . .	225
2.26.	Рабочий процесс вихревых насосов . . . . .	227
2.27.	Кавитация в вихревых насосах . . . . .	228
2.28.	Работа вихревых насосов в режиме самовсасывания . . . . .	229
2.29.	Струйные насосы . . . . .	230
<b>Глава 16. Гидродинамические передачи . . . . .</b>		<b>240</b>
2.30.	Введение . . . . .	240
2.31.	Рабочий процесс и характеристика гидромуфты . . . . .	243
2.32.	Рабочий процесс и характеристика гидротрансформатора . . . . .	245
2.33.	Моделирование гидродинамических передач и пересчет их характеристик . . . . .	248
2.34.	Совместная работа гидромуфт с двигателями и потребителями энергии. Основные типы гидромуфт . . . . .	252
2.35.	Совместная работа гидротрансформаторов с двигателями и потребителями энергии. Основные типы гидротрансформаторов . . . . .	262
<b>ЧАСТЬ 3. ОБЪЕМНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ И ГИДРОПРИВОДЫ . . . . .</b>		<b>272</b>
<b>Глава 17. Основные сведения об объемных гидромашинах . . . . .</b>		<b>272</b>
3.1.	Основные понятия. Общие свойства объемных гидромашин . . . . .	272
3.2.	Величины, характеризующие рабочий процесс объемных насосов . . . . .	274
		<b>421</b>

Глава 18. Поршневые насосы . . . . .	275
3.3. Основные понятия . . . . .	275
3.4. Кинематические зависимости для движения поршня и закон изменения подачи . . . . .	279
3.5. Работа клапанной системы распределения . . . . .	280
3.6. Неравномерность подачи поршневых насосов и методы ее выравнивания . . . . .	284
3.7. Индикаторная диаграмма поршневого насоса . . . . .	288
3.8. Балансы энергии и подачи поршневого насоса . . . . .	290
3.9. Поршневые насосы с комбинированной системой распределения . . . . .	292
3.10. Кавитация в поршневых насосах . . . . .	294
3.11. Прямодействующие поршневые насосы . . . . .	298
Глава 19. Роторные гидромашины (общие сведения)	299
3.12. Общие свойства роторных насосов, их классификация . . . . .	299
3.13. Характеристики роторных насосов . . . . .	302
3.14. Гидромоторы . . . . .	307
Глава 20. Роторно-поршневые гидромашины . . . . .	308
3.15. Радиально-поршневые гидромашины . . . . .	308
3.16. Высоккомментные радиально-поршневые гидромоторы . . . . .	315
3.17. Аксиально-поршневые гидромашины . . . . .	316
3.18. Индикаторная диаграмма и баланс энергии роторно-поршневых гидромашин . . . . .	325
3.19. Регулирование роторно-поршневых гидромашин . . . . .	329
3.20. Кавитация в роторно-поршневых насосах . . . . .	331
Глава 21. Пластинчатые, шестеренные и винтовые гидромашины . . . . .	333
3.21. Пластинчатые гидромашины . . . . .	333
3.22. Шестеренные гидромашины . . . . .	340
3.23. Винтовые гидромашины . . . . .	347
Глава 22. Объемные гидродвигатели . . . . .	350
3.24. Гидроцилиндры . . . . .	350
3.25. Поворотные гидродвигатели . . . . .	355
Глава 23. Гидроаппаратура . . . . .	358
3.26. Гидрораспределители . . . . .	358
3.27. Гидроклапаны . . . . .	365
3.28. Гидравлические дроссели . . . . .	375
Глава 24. Объемный гидропривод (общие сведения)	379
3.29. Основные понятия и определения . . . . .	379
3.30. Принципиальные схемы гидроприводов . . . . .	382
3.31. КПД нерегулируемого гидропривода . . . . .	384
Глава 25. Регулирование объемного гидропривода . . . . .	386
3.32. Объемное регулирование . . . . .	386
3.33. Дроссельное регулирование гидропривода при последовательном включении дросселя . . . . .	391
3.34. КПД гидропривода при последовательном включении дросселя . . . . .	394
3.35. Дроссельное регулирование гидропривода при параллельном включении дросселя . . . . .	396
3.36. Сравнение способов регулирования гидроприводов	398

3.37. Стабилизация и синхронизация движения выходных звеньев . . . . .	400
Глава 26. Следящие гидроприводы (гидроусилители)	402
3.38. Принцип действия и области применения . . . . .	402
3.39. Чувствительность, точность и устойчивость гидроусилителей . . . . .	408
Глава 27. Гидролинии, гидроемкости и рабочие жидкости . . . . .	410
3.40. Гидролинии . . . . .	410
3.41. Гидроемкости . . . . .	410
3.42. Рабочие жидкости и их кондиционирование . . . . .	414
Список литературы . . . . .	418



**ООО «ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ДОМ АЛЬЯНС»**

тел/факс: (495) 221-21-95 – многоканальный

Адрес в Интернете <http://www.aliansbook.ru> E-mail: [zakaz@aliansbooks.ru](mailto:zakaz@aliansbooks.ru), [izdat@aliansbooks.ru](mailto:izdat@aliansbooks.ru)

## **предлагает:**

- 1. Издание учебной и справочной литературы для вузов и ссузов**
- 2. Выполнение заказов на стереотипное переиздание ветхих книг**
- 3. Переиздание учебной литературы прошлых лет, переработанных и дополненных**

**Вайнсон А. А.**

*Подъемно-транспортные машины строительной промышленности: Атлас конструкций.*  
Атлас. 3-е изд., исправленное, переработанное и дополненное. – М.: ИД Альянс, 2009. – 150 с., ил.

**Борщевский А. А., Ильин А. С.**

*Механическое оборудование для производства строительных материалов и изделий.*  
Учебник для вузов по специальности «Производство строительных изделий и конструкций». – 2-е изд., стереотипное. – М.: ИД Альянс, 2009. – 368 с., ил.

**Буга П. Г.**

*Гражданские, промышленные и сельскохозяйственные здания.*  
Учебник для ссузов. 5-е изд., стереотипное. Перепечатка с издания 1987 г. – М.: ИД Альянс, 2009. – 351 с., ил.

**Ласков Ю. М., Воронов Ю. В., Калицун В. И.**

*Примеры расчетов канализационных сооружений.*  
Учебное пособие для вузов. – 3-е издание, стереотипное. Перепечатка с издания 1987 г. – М.: ИД Альянс, 2008. – 255 с.

**Мандриков А. П.**

*Примеры расчета железобетонных конструкций.*  
Учебное пособие для ссузов. 4-е изд., стереотипное. Перепечатка с третьего издания 1989 г. – М.: ИД Альянс, 2007. – 506 с.

**Мандриков А. П.**

*Примеры расчета металлических конструкций.*  
Учебное пособие для ссузов. – 3-е изд., стереотипное. Перепечатка с издания 1991 г. – М.: ИД Альянс, 2006. – 431 с.

**Гринь И. М.**

*Строительные конструкции из дерева и синтетических материалов. Проектирование и расчет.*  
Учебное пособие для вузов. 2-е изд., стереотипное. Перепечатка с издания 1975 г. – М.: ИД Альянс, 2008. – 280 с.