

ГИДРАВЛИКА И ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

552.9
У 24

А. А. Угинчус



**ГИДРАВЛИКА
И ГИДРАВ-
ЛИЧЕСКИЕ
МАШИНЫ**





532.5

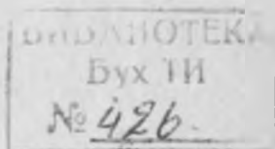
и 24

А. А. Угинчус

ГИДРАВЛИКА И ГИДРАВ- ЛИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

4-е переработанное издание

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования УССР
в качестве учебника для студентов
машиностроительных специальностей
вузов



2/8
ИЗДАТЕЛЬСТВО
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
Харьков 1970

В книге излагаются основы инженерной гидравлики, необходимые для выполнения гидравлических расчетов, наиболее часто встречающихся в практике инженера-механика, а также приводятся основные сведения о гидравлических машинах: лопастных и объемных насосах, гидравлических турбинах, гидроприводе и т. п. Книга написана в соответствии с программой курса «Гидравлика и гидравлические машины» для машиностроительных специальностей и предназначается в качестве учебника для студентов машиностроительных вузов и факультетов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс «Гидравлика и гидравлические машины» предназначен для студентов машиностроительных и механических специальностей высших учебных заведений, где указанная дисциплина не является профилирующей.

Книга состоит из трех самостоятельных частей. В первой части излагаются основы гидравлики, во второй приводятся главнейшие сведения о лопастных гидравлических машинах и гидродинамических передачах, в третьей части рассматриваются объемные гидромашины и гидроприводы.

Задачей первой части курса является краткое изложение основных положений гидравлики, которые необходимы для изучения ряда разделов специальных дисциплин, где приходится иметь дело с применением основных законов равновесия и движения жидкостей. Поэтому остановимся кратко на значении гидравлики для инженеров машиностроительных и механических специальностей и обратим внимание на те отрасли техники, где используются основные законы и методы гидравлики.

В первую очередь необходимо отметить, что основные законы гидравлики широко применяются в теории лопастных насосов и гидравлических турбин. Так, например, уравнение Бернулли для относительного движения жидкости используется при анализе характера движения потоков в области рабочих колес указанных гидравлических машин. Оно служит также для исследования явления кавитации в лопастных насосах и гидравлических турбинах, позволяя устанавливать высоту всасывания или предельное число оборотов рабочих колес.

Реактивное взаимодействие струи и сосуда объясняет гидравлическую схему работы лопастных машин.

Теория гидродинамического подобия в применении к лопастным гидравлическим машинам необходима для решения многих сложных вопросов, связанных с созданием новых машин и усовершенствованием существующих конструкций.

Теория гидравлического удара широко используется при проектировании трубопроводов и предохранительных устройств, слу-

жащих для борьбы с гидравлическим ударом, а также при проектировании гидравлических таранов.

Гидравлические прессы, гидравлические аккумуляторы, гидравлические подъемники и аналогичные им устройства рассчитываются на основании закона о передаче давления внутри жидкости. На этом же законе основана теория гидропривода, действующего на объемном принципе и служащего для регулирования работы современных станков. Расчет устойчивости понтонов, поплавков гидросамолетов и других плавучих средств, а также поплавковых приспособлений в карбюраторах производится в соответствии с теорией плавания тел. Сила давления бензина, действующая на стенки бензобака самолета при его движении, сила давления жидкости на стенки цистерн при движении поезда и т. д. определяются из уравнений относительного покоя жидкости.

Определение основных размеров маслопроводов, систем водяного охлаждения, разного рода сопловых аппаратов и насадков, а также расчет водоструйных насосов, карбюраторов и т. д. производится с использованием основных законов и методов гидравлики: уравнения Бернулли, уравнения равномерного движения жидкости, зависимости для учета местных сопротивлений и формул, служащих для расчета истечения жидкостей из отверстий и насадков. Приведенный здесь далеко не полный перечень практических задач, с которыми приходится сталкиваться инженерам-механикам различных специальностей, свидетельствует о большой роли гидравлики в машиностроительной промышленности и ее тесной связи со многими дисциплинами механического цикла (насосы и гидравлические турбины, гидравлические прессы и аккумуляторы, гидропривод в станкостроении, приборы для измерения давлений, автомобили и тракторы, тормозное дело, гидравлическая смазка, расчет некоторых элементов самолетов и гидросамолетов, расчет некоторых элементов двигателей и т. д.).

Вторая и третья часть настоящего учебника «Гидравлические машины» в значительной степени построены на материале первой части курса «Гидравлика» и имеют целью дать общее представление о теории и конструкции гидравлических машин.

Инженерам-механикам в их практической деятельности довольно часто приходится сталкиваться с работой различных гидравлических машин. Так, например, в машиностроении применяется большое количество центробежных насосов различных типов для оборудования питательных систем паровых котлов тепловых электростанций и корабельных установок, для перекачки нефти, мазута, масла, насосы для крекинг-процесса, в системах питания горючим самолетов. Объемные насосы являются необходимым оборудованием гидравлических прессов и аналогичных им установок. Кроме того, в машиностроении широко используются роторные насосы специальных типов (пластинчатые, коловратные,

винтовые и т. д.) для подачи смазочного масла в смазочные циркуляционные системы, для работы гидравлических приводов в станках и т. д.

Промышленное и питьевое водоснабжение также является одним из крупнейших потребителей насосного оборудования. Помимо большого количества обычных центробежных насосов, здесь необходимы глубоководные центробежные насосы для откачки воды из глубоких скважин, а также разного рода водоподъемные устройства.

Крупное энергетическое строительство и автоматизация производства связаны с применением гидравлических машин разнообразных конструкций. Это обязывает инженеров-механиков, даже не специализирующихся в области гидромашиностроения, иметь определенные знания по гидравлике и гидравлическим машинам. Поэтому во второй и третьей частях курса рассматриваются гидравлические машины и гидравлические приводы.

Настоящий учебник значительно переработан и дополнен в соответствии с новой программой курса «Гидравлика, гидравлические машины и гидравлические приводы» для машиностроительных и механических специальностей высших учебных заведений.

Раздел II «Гидродинамические передачи» второй части и третья часть «Объемные гидравлические машины и гидравлические приводы» по просьбе автора написаны кандидатом технических наук доцентом Харьковского политехнического института имени В. И. Ленина П. И. Алешко.

Автор весьма признателен доктору технических наук Э. Э. Рафалесу-Ламарке за критические замечания, которые были учтены при подготовке к печати третьего издания учебника. Учтены также ценные советы академика Г. Ф. Проскуры.

Автор благодарит кандидата технических наук доцента Львовского политехнического института Б. Ф. Левицкого за сообщение о ряде замеченных им опечаток и описок в предыдущем издании.

ВВЕДЕНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГИДРАВЛИКИ

Гидравликой называется прикладная техническая наука, в которой изучаются законы равновесия и движения капельных жидкостей, а также методы применения этих законов в различных областях инженерной практики.

Чтобы познать рассматриваемые явления, установить причины их возникновения, а также условия протекания, в гидравлике широко используются упрощенные приемы решения некоторых задач для получения приближенных, но иногда крайне необходимых ответов на вопросы инженерной практики.

Изучением законов равновесия и движения жидкостей занимается и другая наука — гидромеханика, в которой применяются лишь строго математические методы, позволяющие получать общие теоретические решения различных задач, связанных с равновесием и движением жидкостей. Долгое время гидромеханика рассматривала преимущественно невязкую (идеальную) жидкость, т. е. некоторую условную жидкость с абсолютной подвижностью частиц, считающуюся абсолютно несжимаемой, не обладающей вязкостью — не сопротивляющейся касательным напряжениям. В последнее время гидромеханика стала разрешать также проблемы движения вязких (реальных) жидкостей, а потому роль эксперимента в гидромеханике значительно возросла. Таким образом, изучением законов равновесия и движения жидкостей занимаются две науки: *гидравлика* (техническая механика жидкостей) и *гидромеханика*.

Настоящий курс посвящен изложению основ гидравлики.

КРАТКАЯ ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ ГИДРАВЛИКИ

Решения отдельных частных вопросов гидростатики, т. е. раздела гидравлики, рассматривающего законы равновесия жидкостей, были даны еще Архимедом в 250 г до н. э. в его трактате

«О плавающих телах», который считается первым научным трудом в области гидравлики *.

Известный закон Архимеда, определяющий силы давления жидкости на поверхность погруженного в нее тела, дошел в полной неприкосновенности до наших дней. В XIV веке знаменитый ученый Леонардо да Винчи (1452—1519) написал исследование «О движении и измерении воды», которое, правда, было опубликовано только в XX столетии.

Последующие главнейшие работы в области гидравлики принадлежат Галилею (1564—1642), Торичелли (1608—1647), Паскалю (1623—1662) и Исааку Ньютону (1642—1726). Торичелли сформулировал закон истечения жидкости из отверстий. Паскалю принадлежит закон о передаче давления внутри жидкости (закон Паскаля), а Исаак Ньютон высказал гипотезу о внутреннем трении в жидкости и установил закон динамического подобия движущихся потоков, широко применяющийся в настоящее время в теории моделирования при гидравлических лабораторных исследованиях.

Перечисленные выше работы крупнейших ученых XVI—XVII веков сыграли большую роль в деле развития отдельных разделов гидравлики. Однако как самостоятельная наука гидравлика начала формироваться только после работ, выполненных в Российской академии наук академиками Михаилом Ломоносовым (1711—1765), Даниилом Бернулли (1700—1782) и Леонардом Эйлером (1707—1783), которые установили основные законы движения жидкости, ставшие теоретической основой гидравлики.

Гениальный русский ученый М. В. Ломоносов в классическом труде «Рассуждения о твердости и жидкости тела», открыв закон сохранения вещества и движения, создал теоретическую базу для дальнейшего развития гидродинамики, т. е. раздела гидравлики, рассматривающего законы движения жидкостей.

В выдающемся труде «Гидродинамика», опубликованном в 1738 г., академик Бернулли получил широко известное уравнение, устанавливающее связь между давлением, скоростью движения и глубиной. Оно является основным уравнением гидродинамики.

Академик Эйлер в сочинении «Общие принципы движения жидкости» (1755) вывел дифференциальные уравнения равновесия и движения жидкостей, дав более общее решение данной задачи. В частности, из дифференциальных уравнений Эйлера легко может быть получено уравнение Бернулли.

Исследования Бернулли и Эйлера в дальнейшем были продолжены и расширены, причем вплоть до начала XX столетия основными проблемами гидравлики являлись изучение турбу-

* История развития гидромашиностроения дана во второй части учебника «Гидравлические машины».

лентности потока и общих законов сопротивления движению вязких жидкостей, исследование движения потока в трубах, каналах и водосливах, изучение гидравлического удара в трубах и потерь энергии на местных сопротивлениях, исследование проблемы фильтрации жидкости через пористую среду, разработка теории размерности и подобия и т. д. При этом особое внимание уделялось лабораторному экспериментированию.

В этот период над перечисленными выше проблемами гидравлики работали многие иностранные и русские ученые. Наибольший интерес представляют исследования таких иностранных авторов, как Шези (1755), Вентури (1780), Вейсбах (1842), Базен (1858—1897) и Рейнольдс (1883). Их работы оставили значительный след и оказали свое влияние на дальнейшее развитие гидравлики.

Французский ученый Шези известен работами в области равномерного движения жидкости. Его формула для средней скорости движения жидкости и в настоящее время является основной при расчете каналов, естественных русел и труб. Работы Вентури посвящены главным образом исследованиям истечения жидкости через отверстия и насадки (насадки Вентури, водомер Вентури), а работы Вейсбаха — преимущественно изучению местных и путевых потерь напора в трубах. Результаты широких исследований Базена, изучавшего истечение жидкости через водосливы, а также равномерное движение жидкости, используются и в настоящее время (формулы Базена для водосливов с тонкой стенкой).

Следует особенно отметить работы английского физика Осборна Рейнольдса, который впервые (1883) на основании поставленных им чрезвычайно наглядных экспериментов показал существование двух режимов при движении реальных жидкостей — ламинарного и турбулентного.

Большую роль в развитии гидравлики того времени сыграли русские ученые. В первую очередь здесь следует отметить работы профессора Казанского университета И. С. Громека (1851 — 1889), основателя русской школы гидравликов, рассматривавшего структуру потока жидкости как вихревую (уравнения Громека для вихревого движения жидкости). Профессор Н. П. Петров (1836—1920) опубликовал в 1882 г. исследование «Гидродинамическая теория трения при наличии смазывающей жидкости», принесшее ему мировую известность. Известный русский инженер и ученый В. Г. Шухов в 1886 г. первым выполнил исследования в области гидравлики нефти, изучив движение жидкостей, характеризующихся большой вязкостью. Великий русский ученый профессор Н. Е. Жуковский (1847—1920) еще в конце XIX столетия решил вопрос о гидравлическом ударе в трубах (1898), положив тем самым начало исследованию одной из важнейших проблем гидравлики.

Идеи, заложенные в указанном выше классическом сочинении профессора Н. П. Петрова, нашли свое дальнейшее отражение и в трудах Н. Е. Жуковского. В 1906 г. Н. Е. Жуковский совместно с С. А. Чаплыгиным опубликовал работу «О трении смазочного слоя между шином и подшипником». В ней было дано точное математическое решение задачи Петрова. В том же году Н. Е. Жуковский разработал теорию подъемной силы крыла. На основании этой теории стало возможным производить расчеты крыльев самолетов, а также лопастей рабочих колес гидравлических турбин, центробежных и пропеллерных насосов. Таким образом, была решена важнейшая проблема аэродинамики и гидродинамики.

После Великой Октябрьской революции в Советском Союзе в период первых пятилеток перед советскими инженерами были поставлены сложные задачи, связанные с развитием советского турбино-, насосо- и станкостроения, а также водного, воздушного, железнодорожного и автомобильного транспорта и т. д.

Для осуществления ленинского плана электрификации (ГОЭЛРО), утвержденного в 1921 г., потребовалось возведение крупнейших гидротехнических сооружений (Волховстрой, Днепрогэс) и создание мощных турбинных агрегатов. Сразу же возникло множество вопросов, связанных с проектированием и строительством различных весьма сложных гидротехнических сооружений и гидравлических машин. На большинство из них ответить оказалось невозможно без постановки широких экспериментов. Были созданы производственные гидравлические и гидромашинные лаборатории, где по аналогии с заводскими технологическими лабораториями выполнялись гидравлические исследования проектируемых сооружений и машин.

Созданная на строительстве канала имени Москвы специальная лаборатория для исследования модели пропеллерного насоса позволила спроектировать и построить превосходные машины с высокими к. п. д. Работы большой научной ценности выполнялись и выполняются в крупных гидравлических лабораториях наших научно-исследовательских институтов и высших учебных заведений. В лабораториях Центрального аэрогидродинамического института имени Н. Е. Жуковского также ведутся многочисленные работы в области аэродинамики и гидродинамики.

В результате содружества науки и производства гидравлика превратилась в передовую практическую науку, часто называемую инженерной гидравликой. Ведущая роль в развитии инженерной гидравлики принадлежит академику Н. Н. Павловскому, который решил многие важные проблемы в области равномерного и неравномерного движения жидкости, а также разработал новые методы расчета фильтрации под гидротехническими сооружениями и через земляные плотины. Большое практическое значение имеет предложенный им метод электрогидродинамических

аналогий (метод ЭГДА), широко применяющийся в настоящее время в различных областях техники. И, наконец, заслуга Н. Н. Павловского состоит в том, что ему удалось создать школу советских гидравликов.

Значительную ценность представляют работы академика Л. С. Лейбензона, занимавшегося дальнейшим развитием гидродинамической теории смазки, теории гидравлического удара в трубах и гидравлики нефти. Крупные исследования турбулентного режима движения жидкостей, выполненные академиком А. Н. Колмогоровым, профессором М. А. Великановым, Г. А. Гуржиенко и др., являются ценным вкладом в дело развития современной гидравлики.

Наконец, большой интерес представляют работы академика С. А. Христиановича в области неустановившегося движения жидкости, который предложил общий метод интегрирования уравнений неустановившегося движения.

История инженерной гидравлики в СССР свидетельствует о громадной работе, проделанной советскими учеными. Успешное решение ими в тесном содружестве с производственниками множества задач обеспечило советской инженерной гидравлике заслуженный авторитет в мировой науке.

Строительство крупных тепловых электростанций требует создания паровых турбин колоссальной мощности и решения многих сложных вопросов водного хозяйства ТЭЦ (пруды-охладители, водозаборы, сбросные каналы и т. д.).

Для сооружения крупнейших в мире гидроэлектростанций (Братской, Красноярской, Илимской и др.) необходимо было создать сверхмощные гидравлические турбины и осуществить сложные гидротехнические сооружения.

Интенсивное развитие орошаемого земледелия на современной основе требует полной автоматизации управления оросительными системами и автоматизации поливов, для чего необходимо разработать наиболее совершенные конструкции дождевальных установок, автоматически действующих водомерных и водораспределительных устройств, систем автоматического управления затворами и т. д. Широкая автоматизация производственных процессов с применением гидравлических передач и гидравлических приводов потребует разработки новых гидравлических систем и более совершенного насосного оборудования к ним.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ГЛАВНЕЙШИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

§ 1. ВАЖНЕЙШИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ

Жидкость представляет собой физическое тело, в котором силы межмолекулярного сцепления меньше, чем у твердых тел. Поэтому частицы жидкости легкоподвижны и приобретают как поступательное, так и вращательное движение. Весьма малые силы, действующие на жидкость, способны вызывать изменение ее формы. В отличие от твердых тел, жидкости не обладают способностью сохранять свою форму и приобретают форму сосуда, в котором они находятся.

Жидкость настолько подвижна, что она течет под действием силы тяжести (текучесть). В обычном состоянии жидкость оказывает весьма малое сопротивление разрыву и большое сопротивление всестороннему сжатию (малая сжимаемость). Вместе с тем жидкость оказывает значительное сопротивление относительному движению соседних слоев (вязкость).

Обычно под общим названием жидкости объединяют капельные жидкости и газы, когда их можно считать как сплошную малосжимаемую легкоподвижную среду.

Капельные жидкости — вода, нефть, керосин, бензин, ртуть и другие — образуют капли. Газообразные жидкости — воздух и другие газы — в обычном состоянии капель не образуют.

В гидравлике рассматриваются только капельные жидкости. При этом под капельной жидкостью понимают тело, обладающее свойством текучести, т. е. способное под действием весьма малых сил существенно изменять свою форму, но в отличие от газа крайние мало изменяющее свою плотность при изменении давления. Однако в тех случаях, когда имеется возможность пренебрегать сжимаемостью газов, вполне допустимо применение к газам основных зависимостей гидравлики.

Перейдем теперь к краткому изложению основных физических свойств жидкостей, с которыми приходится сталкиваться при изучении гидравлики. К таким свойствам относятся объем-

ный вес, плотность, сжимаемость, температурное расширение и вязкость жидкости. (Более подробные сведения о физических свойствах жидкостей приводятся в курсах физики).

Объемный вес. Объемным весом жидкости называется отношение

$$\gamma = \frac{G}{W}, \quad (1)$$

где G — вес;

W — объем жидкости.

Величину γ также называют удельным весом.

В табл. 1 приведены объемные веса некоторых капельных жидкостей, с которыми наиболее часто приходится сталкиваться в инженерной практике.

Таблица 1

Объемные веса некоторых жидкостей

Наименование жидкости	Объемный вес, $\kappa\Gamma/\text{м}^3$	t°, C	Наименование жидкости	Объемный вес, $\kappa\Gamma/\text{м}^3$	$t, ^\circ\text{C}$
Чистая пресная вода	1000	4	Бензин обыкновен- ный	700—750	15
Обычная морская вода	1020—1030	4	Соляровое масло	880—890	15
Нефть легкая	860—880	15	Смазочные масла	890—920	15
Нефть средняя	880—900	15	Мазут	890—940	15
Нефть тяжелая	920—930	15	Гудрон	930—950	15
Керосин	790—820	15	Алкоголь безвод- ный	790—800	15
Бензин авиацион- ный	650	15	Глицерин	1260	0
			Ртуть	13600	0

Здесь и далее мы будем пользоваться технической системой единиц измерения (МКСС) как наиболее удобной для пользования в практике гидравлических и гидротехнических расчетов. Для перехода, в случае особой необходимости, к системе единиц измерений (СИ), установленной в 1963 г. ГОСТ 9867—61 в качестве предпочтительной для использования в различных областях науки и техники, в приложении I—I приводятся размерности физических величин, наиболее часто применяемых в гидравлике, в двух системах (МКСС) и (СИ) и переходные коэффициенты от одной системы к другой.

Плотность. Плотностью называется масса единицы объема, т. е. отношение массы M к ее объему W :

$$\rho = \frac{M}{W}. \quad (2)$$

За единицу плотности принимается килограмм на кубический метр ($\kappa\Gamma/\text{м}^3$), что соответствует плотности такого однородного

вещества, на один кубический метр которого приходится масса в один килограмм.

В гидравлике широко используется также понятие об относительной плотности, представляющей собою отношение плотности рассматриваемой жидкости к плотности воды при $t = +3,98^\circ\text{C}$ и атмосферном давлении. Относительная плотность обозначается через d .

Следовательно, относительная плотность воды d — это отношение плотности воды при заданной температуре к наибольшей плотности воды, соответствующей $t = +3,98^\circ\text{C}$. Тогда зависимость относительной плотности воды от температуры при атмосферном давлении характеризуется данными, приведенными в табл. 2.

Таблица 2

Относительная плотность воды

$t, ^\circ\text{C}$	d	$t, ^\circ\text{C}$	d	$t, ^\circ\text{C}$	d	$t, ^\circ\text{C}$	d
0	0,99 987	10	0,99 750	30	0,99 576	70	0,97 794
3	0,99 999	15	0,99 915	40	0,99 235	80	0,97 194
3,98	1,00 000	20	0,99 826	50	0,98 820	90	0,96 556
5	0,99 999	25	0,99 712	60	0,98 338	100	0,95 865

Примерно такими же данными характеризуются и относительные плотности других капельных жидкостей. Таким образом, плотности капельных жидкостей могут считаться практически постоянными.

Между объемным весом γ и плотностью существует следующая связь: так как $\gamma = \frac{G}{W}$, а $G = gM$ и $M = \rho W$, где g — ускорение силы тяжести, то

$$\gamma = \frac{\rho g W}{W} \text{ и окончательно}$$

$$\gamma = \rho g. \quad (3)$$

Сжимаемость. Сжимаемостью называется свойство жидкости изменять свой объем при изменении давления и температуры. Капельные жидкости характеризуются очень малой сжимаемостью, вследствие чего коэффициент объемного сжатия β_w , т. е. число, определяющее относительное уменьшение объема жидкости при увеличении давления на одну атмосферу

$$\beta_w = \frac{dW}{W_0 dp} \quad (4)$$

очень мал.

Здесь W_0 — начальный объем, м^3 ;

dW — элементарное изменение объема, м^3 ;

dp — элементарное изменение давления, кг/м^2

Так, например, для пресной воды коэффициент объемного сжатия при температуре от 0 до 20° составляет в среднем

$$\beta_w = 0,000\,0475 = \frac{1}{21\,000} \text{ см}^3/\text{кг}.$$

В случае повышения температуры и давления сжимаемость жидкостей несколько уменьшается. В частности, коэффициент объемного сжатия для воды при достижении температуры 100°С и давлениях до 500 ат уменьшается с $\frac{1}{21\,000}$ до $\frac{1}{25\,000} \text{ см}^3/\text{кг}$. При повышении давления с 500 до 1000 ат и сохранении обычной температуры коэффициент объемного сжатия воды уменьшается с $\frac{1}{21\,000}$ до $\frac{1}{24\,000} \text{ см}^3/\text{кг}$. Имеющиеся данные о сжимаемости различных капельных жидкостей позволяют определить значения их модулей нормальной упругости, т. е. значения величин, обратных коэффициенту объемного сжатия: $E = \frac{1}{\beta_w} \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$.

Для пресной воды модуль нормальной упругости обычно принимается равным $E = 21\,000 \text{ кг/см}^2$.

Для нефти и ртути соответствующие значения составляют:

$$\beta_w \text{ см}^3/\text{кг} \qquad E \text{ кг/см}^2$$

$$\text{Нефть } 0,000\,0740 = 1/13\,500 \quad 13\,500$$

$$\text{Ртуть } 0,000\,003\,13 = 1/330\,000 \quad 330\,000$$

Температурное расширение. Коэффициент температурного расширения жидкостей β_t , т. е. число, определяющее увеличение объема жидкости при повышении температуры на 1°С и равное

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} \frac{1}{^\circ\text{C}},$$

изменяется по мере изменения давления. Коэффициент температурного расширения для воды увеличивается с возрастанием давления, но для большинства других капельных жидкостей этот коэффициент с ростом давления уменьшается. В табл. 3 приведены данные о величинах коэффициента температурного расширения для воды.

Таблица 3

Коэффициент температурного расширения для воды β_t

Давление, ат	При температуре t , °С				
	4—10	10—20	40—50	60—70	90—100
1	0,000 014	0,000 150	0,000 422	0,000 556	0,000 719
За ед	0,000 043	0,000 165	0,000 422	0,000 548	—
метр (кг/	0,000 149	0,000 236	0,000 429	0,000 523	0,000 523

832/125

Для нефти, находящейся в обычных условиях, коэффициент температурного расширения $\beta_t = 0,000\ 600 - 0,000\ 800$, для ртути $\beta_t = 0,000\ 180$ и т. д. Коэффициенты температурного расширения для капельных жидкостей значительно выше их коэффициентов объемного сжатия, тем не менее они также очень малы. Поэтому в пределах обычно встречающихся на практике изменений давлений и температур с точностью, вполне достаточной для большинства инженерных расчетов, удельный объем капельных жидкостей можно принимать постоянным.

Однако в некоторых случаях приходится учитывать сжимаемость жидкостей и их температурное расширение, считая плотность жидкостей переменной, так как пренебрегать влиянием изменения этих факторов уже не представляется возможным. В частности, при изучении явления гидравлического удара в трубах, сжимаемость жидкости является одним из важных обстоятельств, объясняющих данное явление.

Силы внутреннего трения (силы вязкости). При движении реальных (вязких) жидкостей в результате перемешивания ее частиц возникают касательные силы трения вдоль линии токов (продольные касательные силы) и по другим направлениям. Всякое трение сопровождается потерей энергии, поэтому при движении вязких жидкостей неизбежно теряется часть энергии, содержащейся в потоке. Еще в 1687 г. Ньютон, рассматривая прямолинейный параллельно-струйный поток, высказал гипотезу о том, что силы внутреннего трения (продольные силы внутреннего трения), возникающие между соседними движущимися слоями жидкости, прямо пропорциональны скорости относительного движения и площади поверхности соприкосновения, вдоль которой совершается относительное движение. Они зависят от рода жидкости и не зависят от давления.

Гипотеза Ньютона подвергалась многократной проверке и полностью подтвердилась. Чрезвычайно ценные исследования для доказательства этой гипотезы были выполнены крупнейшим русским ученым профессором Н. П. Петровым (1836—1920), создателем гидродинамической теории смазки.

Предположение о пропорциональности продольных сил внутреннего трения скорости относительного движения соприкасающихся слоев жидкости для случая прямолинейного движения в математической форме может быть выражено следующим образом:

$$T = S\mu \frac{du}{dh}, \quad (4)$$

где T — сила внутреннего трения;

$\frac{du}{dh}$ — градиент скорости имеющий положительный или отрицательный знак в зависимости от характера изменения скорости по сечению;

du — разность скоростей движения соседних соприкасающихся слоев жидкости в предположении, что эти слои являются бесконечно тонкими;

dh — расстояние между осями соседних слоев (рис. 1);

S — площадь соприкасающихся слоев;

μ — коэффициент вязкости (коэффициент внутреннего трения), характеризующий вязкость жидкости.

В результате внутреннего трения в вязких жидкостях возникают касательные напряжения, которые могут быть определены путем деления силы внутреннего трения T на площадь трения S :

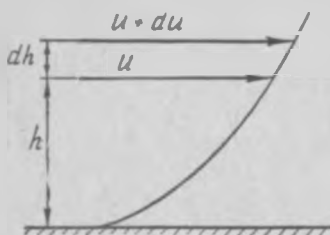


Рис. 1

$$\tau = \frac{T}{S} = \pm \mu \frac{du}{dh} \text{ кг/м}^2 \quad (5)$$

Так как величина касательных напряжений τ всегда должна быть положительной, то знак в формуле (5') следует принимать в зависимости от знака градиента скорости $\frac{du}{dh}$.

Когда движение жидкости прекращается и скорости скольжения становятся равными нулю, исчезают и силы внутреннего трения. Поэтому в жидкости, находящейся в покое, силы внутреннего трения и, следовательно, касательные напряжения не проявляются.

Коэффициент вязкости

$$\mu = \frac{\tau}{\frac{du}{dh}} \quad (6)$$

характеризующий вязкость капельных жидкостей, называется динамическим коэффициентом вязкости и имеет размерность кг/сек/м^2 .

Для твердого тела, у которого $du = 0$, коэффициент вязкости $\mu = \infty$.

За единицу вязкости обычно принимают дину-секунду на квадратный сантиметр ($\text{дин} \cdot \text{сек/см}^2$), равную 1 $\text{г} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}$ и называемую пуазом.

На практике наиболее часто пользуются не динамическим коэффициентом вязкости μ , а отношением его к плотности жидкости $\nu = \frac{\mu}{\rho} \text{ м}^2/\text{сек}$, называемым кинематическим коэффициентом вязкости.

Единицей измерения кинематического коэффициента вязкости является стокс, равный $\nu = 1 \text{ см}^2/\text{сек}$.

В табл. 4 приведены значения кинематического коэффициента вязкости для некоторых жидкостей, наиболее часто встречающихся в инженерной практике.

Вязкость жидкостей меняется с изменением температуры: с повышением температуры вязкость капельных жидкостей быстро уменьшается. Так, например, для воды кинематический коэффициент вязкости уменьшается от $\nu = 1,78 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$ при $t = 0^\circ$ до $\nu = 0,28 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$ при $t = 100^\circ \text{ С}$, для смазочного масла — от $\nu = 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}$ при $t = 0^\circ$ до $\nu = 0,22 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}$ при $t = 60^\circ \text{ С}$ и т. д.

Характер изменения коэффициента вязкости $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ для упомянутых выше жидкостей представлен данными табл. 5.

Таблица 4

Кинематические коэффициенты вязкости некоторых жидкостей

Наименование жидкости	$t, ^\circ\text{С}$	$\nu, \text{ м}^2/\text{сек}$
Бензин	18	$0,65 \cdot 10^{-6}$
Вода	20	$1,01 \cdot 10^{-6}$
Алкоголь безводный	18	$1,33 \cdot 10^{-6}$
Ртуть	20	$1,57 \cdot 10^{-6}$
Керосин	18	$2,5 \cdot 10^{-6}$
Нефть легкая	18	$2,5 \cdot 10^{-5}$
Нефть тяжелая	18	$1,4 \cdot 10^{-4}$
Смазочное масло	20	$1,72 \cdot 10^{-4}$
Глицерин	20	$8,7 \cdot 10^{-4}$

Таблица 5

Изменение кинематического коэффициента вязкости ν при изменении температуры для воды и смазочного масла, $\text{м}^2/\text{сек}$

$^\circ\text{С}$	0	10	20	30	40	60	100
Вода	$1,78 \times 10^{-6}$	$1,31 \times 10^{-6}$	$1,01 \times 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{-6}$	$0,66 \times 10^{-6}$	$0,48 \times 10^{-6}$	$0,28 \times 10^{-6}$
Смазочное масло	$6,4 \cdot 10^{-4}$	—	$1,72 \times 10^{-4}$	—	$0,54 \times 10^{-4}$	$0,22 \times 10^{-4}$	—

Вязкость капельных жидкостей с изменением давления меняется. В диапазоне малых давлений (до 100 ат) это изменение незначительно, а потому им в большинстве случаев пренебрегают. При больших же давлениях изменение вязкости для некоторых капельных жидкостей (например, для некоторых видов масел) является весьма значительным.

Измерение вязкости жидкости. Для измерения вязкости жидкостей применяются специальные приборы — вискозиметры.

Существует несколько их систем. В нашей стране в основном используются вискозиметры системы Энглера (ОСТ 6275). Вискозиметр данной системы (рис. 2) применяется для определения вязкости каплепных жидкостей, вязкость которых выше вязкости воды. Он состоит из металлического (латунного) цилиндра 1, имеющего сферическое дно с припаянной к нему латунной цилиндрической трубкой 3. Цилиндр помещается в водяную ванну 2. В отверстие латунной цилиндрической трубки 3 вставляется коническая платиновая трубочка 4, служащая для выпуска исследуемой жидкости из цилиндра 1. Отверстие трубочки 4, закрываемое специальным стерженьком, принимает равным около 3 мм в диаметре. Перед началом определения жидкость, вязкость которой подлежит исследованию, наливается в цилиндр 1 в количестве 200 см³. В это время отверстие платиновой трубочки 4 должно быть закрыто стерженьком. С помощью газовой горелки 5 и водяной ванны 2 в цилиндре 1 должна поддерживаться постоянная температура, контролируемая двумя термометрами, один из которых устанавливается

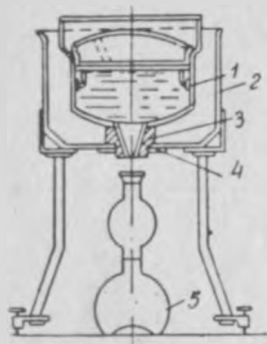


Рис 2

в водяной ванне, а другой — в цилиндре. После того как будет достигнута необходимая температура, открывают отверстие трубочки 4 и определяют время опорожнения цилиндра 1, т. е. время вытекания 200 см³ исследуемой жидкости — t_1 . Затем определяют время t_2 , в течение которого из цилиндра 1 вытечет 200 см³ дистиллированной воды при температуре 20° С (это время составляет примерно 50 сек). Отношение времени t_1 к t_2 называется градусом Энглера и обозначается через °E:

$$^{\circ}E = \frac{t_1}{t_2}. \quad (7)$$

Следовательно, градусом Энглера называется отношение времени истечения 200 см³ исследуемой жидкости ко времени истечения такого же объема дистиллированной воды при температуре 20° С. Для перехода от вязкости жидкости, выраженной в градусах Энглера, к кинематическому коэффициенту вязкости можно пользоваться эмпирической формулой

$$\nu = \left(0,0731^{\circ}E - \frac{0,0631}{^{\circ}E} \right) \text{ см}^2/\text{сек}. \quad (8)$$

Наконец, зная плотность жидкости, можно определить динамический коэффициент вязкости, который согласно определению кинематического коэффициента вязкости, равен

$$\mu = \nu \rho.$$

§ 2. ПОНЯТИЕ ОБ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

При рассмотрении основных физических свойств капельных жидкостей было установлено, что жидкости, существующие в природе, или, как их обычно называют, «реальные» жидкости, обладают практически постоянной плотностью, а также характеризуются наличием очень малых сил сцепления между отдельными частицами. Эти физические свойства реальных капельных жидкостей позволили ввести в гидравлику понятие «идеальной», или «совершенной» жидкости, что произведено с целью облегчения решения многих задач и проблем гидромеханики и практической инженерной гидравлики.

Итак, «идеальной», или «совершенной» жидкостью называется такая условная жидкость, которая считается совершенно несжимаемой и нерасширяющейся, обладает абсолютной подвижностью частиц и в ней отсутствуют силы внутреннего трения (т. е. силы вязкости равны нулю).

Совершенно очевидно, что, пренебрегая сжимаемостью и расширяемостью жидкости, а также силами сцепления и силами внутреннего трения, мы значительно облегчаем решение многих задач. Во многих случаях учет всех этих факторов не позволил бы вообще получить никаких решений в конечном виде. Поэтому использование понятия об идеальной жидкости оказалось весьма полезным и практичным.

Рассматривая вместо реальной жидкости идеальную, мы в ряде случаев не делаем очень большой ошибки. Если идеальная жидкость считается абсолютно несжимаемой и нерасширяющейся, то и в реальных жидкостях мы наблюдаем практически постоянные объемы и плотности. Если в идеальной жидкости частицы ее считаются абсолютно подвижными, то и в реальных они являются очень подвижными. Следовательно, только пренебрежение вязкостью жидкостей (силами внутреннего трения) может дать более или менее существенное расхождение в получаемых результатах с действительными условиями. Но здесь на помощь приходит лабораторное экспериментирование, а также наблюдения в натуре, которые позволяют учесть и устранить неточности, неизбежно возникающие в результате рассмотрения движения идеальной жидкости вместо реальной.

§ 3. РОЛЬ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА В РЕШЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ПРОБЛЕМ ИНЖЕНЕРНОЙ ГИДРАВЛИКИ

Гидравлика является наукой, где лабораторные эксперименты, а также наблюдения за различными гидравлическими явлениями в натуре играют исключительно большую роль. Без широко поставленного лабораторного опыта гидравлика не смогла бы достигнуть своего современного развития. Объясняется это слож-

ностью многих гидравлических явлений, которые приходится рассматривать и изучать при решении ряда важных инженерных проблем, и необходимостью соответственного корректирования результатов, получаемых с применением различных упрощающих допущений. Следовательно, роль гидравлического эксперимента весьма значительна. Ниже перечисляются те основные направления, в которых в настоящее время ведутся лабораторные исследования.

В гидравлике, как уже было сказано, широко используется понятие идеальной жидкости. Совершенно естественно, что получаемые теоретические решения будут несколько отличаться от результатов, получаемых с применением реальной жидкости, существующая в природе. Единственная возможность, позволяющая проверить результаты теоретических расчетов,— это постановка опытов в гидравлической лаборатории с реальной жидкостью или организация наблюдений над действующим потоком. Степень соответствия лабораторных и теоретических данных будет являться важным критерием для оценки точности теоретических решений. Кроме того, в результате сопоставления указанных данных всегда можно будет внести необходимые коррективы в получаемые теоретические формулы путем введения в них поправочных коэффициентов. Предположим, что путем подсчета по теоретической формуле, выведенной для идеальной жидкости, определена некоторая величина A_T . Затем, в результате постановки лабораторного опыта для условий, в которых была применена эта формула, получена другая величина A_0 , отличная от значения A_T . Отношение этих двух значений, которое мы обозначим, например, через α , и будет характеризовать степень соответствия опытных и теоретических данных

$$\frac{A_0}{A_T} = \alpha. \quad (9)$$

Значение A_0 соответствует реальной жидкости, а потому эта величина и должна быть принята в качестве основной. Поэтому необходимая нам зависимость получит следующее выражение:

$$A_0 = \alpha A_T, \quad (10)$$

где поправочный коэффициент α является величиной, определяемой опытным путем. Следовательно, зная поправочный коэффициент α , мы можем ввести его в теоретическую формулу, которая теперь будет давать вполне точный результат, соответствующий реальной жидкости.

Отдельные вопросы гидродинамики в настоящее время еще не могут быть решены теоретическим путем, поэтому приходится прибегать к нахождению простых эмпирических соотношений, необходимых для использования в соответствующих случаях инженерной практики. Все такие полуэмпирические зависимости и

формулы также могут быть получены только в результате постановки надлежащих лабораторных исследований.

Важную роль лабораторные гидравлические исследования приобрели за последние 25 лет, когда в СССР стало развиваться крупное гидроэнергетическое и водохозяйственное строительство. В результате лабораторных исследований моделей отдельных элементов гидроэлектростанций (отсасывающих труб, входных защитных решеток, затворов, блоков турбин и т. д.), моделей новых типов рабочих колес гидравлических турбин и насосов, а также целых гидроузлов представляется возможным решать многие задачи гидравлики, не поддающиеся в настоящее время точному теоретическому расчету.

ГЛАВА ВТОРАЯ ГИДРОСТАТИКА

§ 4. ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ И ЕГО СВОЙСТВА

Когда жидкость находится в состоянии покоя, в ней не проявляются силы вязкости. Следовательно, реальные жидкости, находящиеся в покое, будут характеризоваться свойствами, очень близкими к свойствам идеальной жидкости. Поэтому все задачи гидростатики, рассматриваемые с использованием понятия об идеальной жидкости, решаются с большой точностью.

Покоящаяся жидкость подвержена действию двух категории внешних сил: массовых и поверхностных. Массовыми являются силы, пропорциональные массе жидкости: силы тяжести, а также силы инерции. Последние действуют, например, в том случае, когда жидкость находится в относительном покое, будучи помещена, например, в движущуюся цистерну и т. д. Поверхностные силы — это силы, действующие на поверхности исследуемых объемов жидкости, например, сила давления поршня на поверхность жидкости. В результате действия внешних сил внутри жидкости возникают напряжения, измеряемые в килограммах на квадратный метр (кг/м^2) и т. д.

Сжимающее напряжение, возникающее внутри покоящейся жидкости, называется гидростатическим давлением или напряжением гидростатического давления.

Установим основные положения, связанные с понятием гидростатического давления. Рассмотрим некоторый объем жидкого тела, находящегося в равновесии (рис. 3).

Разделим плоскостью AB данный объем жидкости на две части. Жидкость, заключенная в части I исследуемого объема, будет воздействовать на часть II по плоскости раздела AB . Обозначим площадь плоскости раздела через ω (рис. 3), мысленно

отбросив правую часть I . Тогда для сохранения равновесия оставшейся левой части заменим воздействие на нее отброшенной правой части силой P , называемой силой гидростатического давления, действующего на площадь ω .

Разделив силу гидростатического давления P на величину площади ω , получим среднее гидростатическое давление

$$p_{ср} = \frac{P}{\omega} \quad (11)$$

Возьмем на плоскости AB произвольную точку C и выделим около нее малую площадку $d\omega$ (рис. 3). На эту площадку будет приходиться некоторая сила ΔP . Если мы будем уменьшать площадку $d\omega$ таким образом, чтобы она

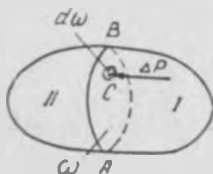


Рис. 3

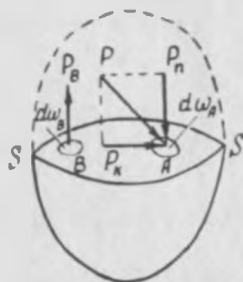


Рис. 4

стремилась к нулю, то получим предел отношения силы ΔP к площадке $d\omega$, называемый гидростатическим давлением в данной точке C :

$$p = \lim_{d\omega \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta P}{d\omega} \right). \quad (12)$$

Как уже указывалось ранее, гидростатическое давление имеет размерность напряжения — $\kappa\Gamma/\text{м}^2$.

Свойства гидростатического давления. Первое свойство: гидростатическое давление направлено всегда по внутренней нормали к площадке, на которую это давление действует. Доказывается оно методом от противного. Будем рассматривать некоторый объем жидкости, находящийся в равновесии (рис. 4). Разделим этот объем произвольной поверхностью $S-S$ на две части. На поверхности раздела возьмем точку A . Предположим, что сила гидростатического давления, приложенная в этой точке, направлена не по нормали к площадке, на которой расположена точка A . Тогда сила гидростатического давления P могла бы быть разложена на две составляющие: на нормальную P_n и касательную P_τ к поверхности $S-S$. Но, как известно, жидкость не может сопротивляться касательным усилиям. Поэтому, если бы могла существовать касательная составляющая силы гидростатического давления P_τ , то частицы жидкости вышли бы из равновесия, т. е. нарушилось бы основное условие о равнове-

сии жидкости. Следовательно, наше предположение неправильно, а потому единственно возможное направление силы гидростатического давления — нормальное к площадке.

Докажем теперь, что сила гидростатического давления может быть направлена только по внутренней нормали. Предположим, что сила гидростатического давления направлена по внешней нормали, как показано на рис. 4 в точке B . Так как в идеальной жидкости не может существовать растягивающих усилий, то при

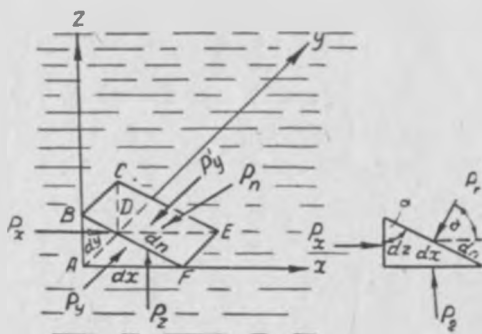


Рис. 5

направлении силы гидростатического давления по внешней нормали частицы жидкости пришли бы в движение, что опять противоречит условию о равновесии. Следовательно, единственно возможное направление силы гидростатического давления — по внутренней нормали. Таким образом, силы гидростатического давления, будучи всегда направлены внутрь жидкости, являются силами сжимающими.

Второе свойство: гидростатическое давление в любой точке жидкости по всем направлениям одинаково. Это свойство может быть доказано следующим образом: в жидкости, находящейся в равновесии, выделим около точки A (рис. 5) бесконечно малую пятигранную призму с бесконечно малыми сторонами dx , dy , dz и dn . Рассмотрим условия равновесия этой призмы, находящейся под действием внешних сил.

Внешними силами здесь являются нормальные силы гидростатического давления P_x , P_y , P'_y , P_z и P_n , действующие на пять сторон призмы $ABCD$, $ABFE$, $DCEF$, $ADEF$ и $BCEF$, и объемные силы Q , пропорциональные массе (сила тяжести, центробежные силы).

Следует заметить, что силы гидростатического давления P_y и P'_y , равные по величине и противоположные по направлению, взаимно уравновешиваются, а потому нами не будут приниматься во внимание. Определим силы гидростатического давления P_x , P_z и P_n .

Обозначим через p_x , p_z и p_n средние гидростатические давления, действующие на каждую из рассматриваемых сторон призмы в направлении осей x , z и нормали n к площадке $BCEF$. Ввиду бесконечной малости площадок $ABCD$, $ADEF$ и $BCEF$ средние гидростатические давления p_x , p_z и p_n являются одновременно и гидростатическими давлениями в любой точке указанных площадок. Тогда силы гидростатического давления P_x , P_z и P_n могут быть выражены следующим образом:

$$P_x = p_x dydz; \quad P_z = p_z dx dy; \quad P_n = p_n dy dn.$$

Определим объемные силы. Обозначим через dq все объемные силы, отнесенные к единице массы. Тогда объемные силы, действию которых подвержена исследуемая призма жидкости, будут равны $dQ = Mdq$, где M — масса призмы. Так как объем призмы выражается зависимостью $dW = \frac{1}{2} dx dy dz$, а плотность жидкости обозначается через ρ , то окончательное выражение для объемных сил, действующих на выделенную призму жидкости, будет

$$dQ = \frac{1}{2} dx dy dz \rho g.$$

Сопоставляя объемные силы с силами гидростатического давления, приходим к выводу, что объемные силы являются бесконечно малыми величинами высшего порядка (третьего) по сравнению с силами гидростатического давления — величинами второго порядка малости. Поэтому в нашем случае объемными силами можно пренебречь.

Для того чтобы призма $ABCDEF$ находилась в равновесии, сумма проекций на любую ось всех сил, действующих на призму, должна быть равна нулю. Составим условия равновесия исследуемой нами призмы относительно координатных осей x и z . Для этого проектируем на эти оси все действующие силы. Так как силы гидростатического давления P_x и P_z , будучи параллельны соответствующим осям координат, спроектируются в натуральную величину, указанные условия равновесия в аналитической форме могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned} P_x - P_n \cos \alpha &= 0; \\ P_z - P_n \sin \alpha &= 0; \end{aligned} \quad (13)$$

где α — угол между направлением силы P_n и осью x , или

$$\begin{aligned} p_x dy dz - p_n dy dn \cos \alpha &= 0; \\ p_z dx dy - p_n dy dn \sin \alpha &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Так как очевидно, что (рис. 5)

$$dz = dn \cos \alpha, \text{ а } dx = dn \sin \alpha,$$

то

$$\begin{aligned} p_x dy dz - p_n dy dz &= 0; \\ p_z dx dy - p_n dx dy &= 0, \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} p_x - p_n &= 0; \\ p_z - p_n &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

что приводит к следующему окончательному равенству:

$$p_x = p_n \text{ и } p_z = p_n.$$

или

$$p_x = p_z = p_n.$$

Следовательно, гидростатическое давление в исследуемой точке A по всем направлениям одинаково, поскольку направление n было взято нами произвольно.

§ 5. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ ЖИДКОСТИ (УРАВНЕНИЯ Эйлера)

Рассмотрим равновесие жидкости. Для этого в пространстве исследуемой жидкости выбираем систему координатных осей x, y, z с центром в точке O и фиксируем произвольную точку A с координатами x, y, z (рис. 6). Затем около точки A выделим бесконечно малый параллелепипед 1—2—3—4—5—6—7—8 с бесконечно малыми сторонами dx, dy и dz так, чтобы точка A находилась в центре этого параллелепипеда. Гидростатическое давление, возникающее в точке A под действием внешних сил, обозначим через p . Выделенный параллелепипед, находящийся под действием внешних сил, будет в равновесии в том случае, если сумма проекций всех действующих сил на любую из координатных осей равна нулю.

Установим внешние силы, действующие на исследуемый нами жидкий параллелепипед. Внешними силами здесь являются: 1) объемные силы, пропорциональные массе параллелепипеда; 2) силы гидростатического давления, действующие на грани параллелепипеда со стороны окружающей жидкости.

Обозначим через X, Y и Z проекции всех массовых сил (сила тяжести и силы инерции), отнесенные к единице массы, на координатные оси x, y, z . Тогда проекция объемных сил dQ_x на ось x будет равна

$$dQ_x = X dM,$$

где

$$dM = dx dy dz \rho.$$

Следовательно,

$$dQ_x = X dx dy dz \rho.$$

Аналогичным путем определяются проекции массовых сил на оси y и z :

$$dQ_y = Y dx dy dz \rho \text{ и } dQ_z = Z dx dy dz \rho.$$

Переходим к установлению сил гидростатического давления, действующих на грани параллелепипеда. Рассмотрим силы, действующие на вертикальные грани 1—2—3—4 и 5—6—7—8. Согласно первому свойству гидростатического давления, эти силы действуют нормально к указанным площадкам, т. е. направлены вдоль оси x . Проведем через точку A горизонтальную линию BC , которая пересечет грань параллелепипеда 1—2—3—4 в точке B .

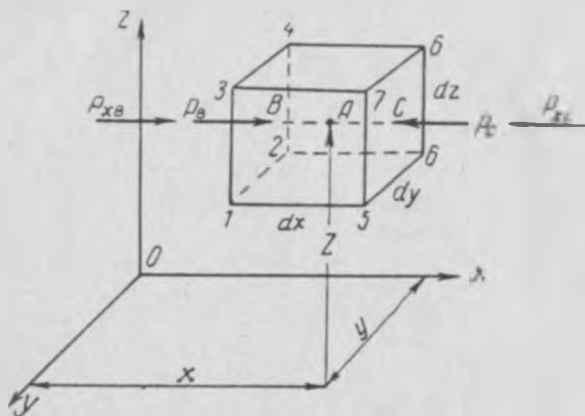


Рис. 6

а грань 5—6—7—8 — в точке C . Гидростатическое давление в точке B мы обозначим через p_B , а в точке C — через p_C . Так как в жидкой среде гидростатическое давление изменяется непрерывно по линейному закону, гидростатические давления в точках B и C будут выражаться зависимостями

$$p_B = p - \frac{ax}{2} \frac{\partial p}{\partial x}$$

и

$$p_C = p + \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x},$$

где частная производная $\frac{\partial p}{\partial x}$ называется градиентом гидростатического давления. Площадки 1—2—3—4 и 5—6—7—8 являются бесконечно малыми, поэтому гидростатические давления в точках B и C могут рассматриваться как средние гидростатические давления для этих площадок. Следовательно, можно установить величины сил гидростатического давления на рассматриваемые площадки P_{xB} и P_{xC} (рис. 6):

$$P_{xB} = (\text{пл. } 1-2-3-4) p_B = dydz \left(p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right); \quad (16)$$

$$P_{xC} = (\text{пл. } 5-6-7-8) p_C = dydz \left(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right).$$

Составим уравнение равновесия исследуемого нами жидкого параллелепипеда 1—2—3—4—5—6—7—8 относительно оси x . Проектируя на ось x все внешние силы, действующие на параллелепипед, получаем

$$P_{xB} - P_{xC} + dQ_x = 0. \quad (17)$$

Здесь силы гидростатического давления P_{xB} и P_{xC} , будучи нормальными к граням 1—2—3—4 и 5—6—7—8, спроектируются на ось x в натуральную величину. Проекция же всех остальных сил гидростатического давления, действующих на другие грани, будут равны нулю, а потому в уравнение (17) не войдут. Уравнение (17) можно переписать следующим образом:

$$dydz \left(p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) - dydz \left(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) + X dx dy dz \rho = 0.$$

После несложных преобразований получим

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz + X dx dy dz \rho = 0.$$

Окончательно

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \rho X = 0. \quad (18)$$

Аналогичным путем можно составить уравнения равновесия относительно осей y и z :

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y = 0; \quad (18')$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z = 0. \quad (18'')$$

Полученные уравнения (18), (18') и (18'') являются дифференциальными уравнениями равновесия жидкости (Эйлера):

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho X &= 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y &= 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (19)$$

Для дальнейшего исследования произведем преобразование системы дифференциальных уравнений (19). Умножив каждое из уравнений (19) соответственно на dx , dy и dz , получим:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} dx + \rho X dx &= 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial y} dy + \rho Y dy &= 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial z} dz + \rho Z dz &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (19')$$

Сложим эту систему уравнений:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \rho (Xdx + Ydy + Zdz). \quad (20)$$

Так как гидростатическое давление является функцией только координат точки $p = f(x, y, z)$, то левая часть уравнения представляет собою полный дифференциал давления

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz. \quad (21)$$

Следовательно,

$$dp = \rho (Xdx + Ydy + Zdz). \quad (22)$$

Так как плотность рассматриваемой нами жидкости ρ является постоянной, то уравнение (22) может иметь смысл только в том случае, если правая часть этого уравнения также является полным дифференциалом. Для этого необходимо, чтобы существовала такая функция $U = f(x, y, z)$, частные производные которой по x, y, z были бы равны:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = X; \quad \frac{\partial U}{\partial y} = Y \quad \text{и} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = Z. \quad (23)$$

Такая функция называется потенциальной, или силовой, а силы, которые этой функцией выражаются, — силами, имеющими потенциал.

Следовательно, жидкость может находиться в равновесии только тогда, когда система массовых сил, действующих на нее, будет иметь потенциал. Из механики известны многие силы, имеющие потенциал; наибольшее значение из них имеют силы тяжести и силы инерции.

§ 6. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ГИДРОСТАТИКИ

Для решения ряда практических задач перепишем дифференциальные уравнения Эйлера в такой форме:

$$dp = \rho \left(\frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz \right), \quad \text{или} \quad dp = \rho dU. \quad (24)$$

Это можно сделать на основании установленных выше зависимостей (22) и (23).

Принтегрировав уравнение (24), получаем

$$p = \rho U + C, \quad (25)$$

где C — постоянная интегрирования.

Зависимость (25) позволяет определять гидростатическое давление в различных точках жидкости, находящейся в равновесии под действием массовых сил, проекции которых на координатные оси равны X, Y, Z . Здесь следует напомнить, что указанные проекции массовых сил X, Y, Z отнесены к единице массы и имеют размерность ускорения.

Для нахождения постоянной интегрирования C необходимо иметь пограничные условия, т. е. знать, например, величину давления p_0 и соответствующее ему значение функции U_0 для какой-либо точки жидкости. Тогда

$$p_0 = \rho U_0 + C,$$

откуда

$$C = p_0 - \rho U_0. \quad (26)$$

Подставляя значение C по (26) в уравнение (25), получим

$$p = \rho U + C = \rho U + p_0 - \rho U_0; \quad p = p_0 + \rho(U - U_0), \quad (27)$$

или

$$p - p_0 = \rho(U - U_0). \quad (27')$$

Следовательно, распределение давления в однородной жидкости, находящейся в покое, точно следует закону изменения силовой функции.

Итак, с помощью уравнения (27) можно определить гидростатическое давление в любой точке жидкости, если для этой точки будут известны значения функции U , а также пограничные условия (p_0 и U_0). Если взять ряд точек, в которых гидростатическое давление одинаково, а следовательно, одинаково и значение потенциальной (силовой) функции U , и провести через эти точки поверхность, то она будет называться поверхностью равного давления или равного потенциала. Иногда такие поверхности называются также поверхностями уровня. В математической форме поверхность равного давления может быть выражена зависимостью (24), в которой следует положить $dp = 0$, так как в силу определения на этой поверхности давление $p = \text{const}$. Таким образом, уравнение поверхности равного давления получает такое выражение:

$$\frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz = 0. \quad (28)$$

В качестве примера можно привести открытую поверхность жидкости: на поверхности жидкости давление во всех точках одинаково и равно атмосферному.

Рассмотрим наиболее важный для практики частный случай равновесия жидкости, находящейся под действием только сил тяжести.

Предположим, что жидкость находится в закрытом сосуде, как это показано на рис. 7. Будем считать также, что на поверхность жидкости действует известное нам давление p_0 , отличное от атмосферного. Тогда проекции объемных сил (в данном случае сил тяжести) на оси x и y будут равны нулю:

$$X = \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad \text{и} \quad Y = \frac{\partial U}{\partial y} = 0.$$

Проекция же силы тяжести на ось z , отнесенная к единице массы, будет равна

$$Z = \frac{\partial U}{\partial z} = -g,$$

так как ось z имеет направление, противоположное направлению силы тяжести. Следовательно, дифференциальное уравнение (24) для рассматриваемого случая примет следующий вид:

$$dp = -\rho g dz = -\gamma dz; \quad (29)$$

$$\frac{dp}{\gamma} + dz = 0. \quad (29')$$

Полученное уравнение (29') является дифференциальным уравнением равновесия жидкости, находящейся под действием только силы тяжести.

В результате интегрирования уравнения (29') имеем

$$z + \frac{p}{\gamma} = C. \quad (30)$$

Пограничные условия на поверхности жидкости нам известны: при $z = z_0$ давление $p = p_0$. Следовательно,

$$z_0 + \frac{p_0}{\gamma} = C. \quad (31)$$

Подставим полученное выражение для постоянной

интегрирования C в зависимость (30)

$$z + \frac{p}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0}{\gamma},$$

или окончательно

$$p = p_0 + \gamma(z_0 - z). \quad (32)$$

Возьмем в жидкости произвольную точку A с координатой z и глубиной погружения h (рис. 7). Учитывая, что $h = z_0 - z$, на основании зависимости (32) можем написать уравнение, называемое основным уравнением гидростатики:

$$p = p_0 + \gamma h, \quad (33)$$

где давление p — абсолютное гидростатическое давление, которое равно давлению на свободной поверхности, сложенному с так называемым весовым давлением, обусловливаемым весом самой жидкости. Разность между абсолютным гидростатическим и атмосферным давлением называется избыточным гидростатическим или избыточным манометрическим давлением, характеризующим избыток давления по сравнению с атмосферным.

7

14.754

Сопоставляя зависимость (34) с основным уравнением гидростатики (33), можно установить, что в открытых сосудах, когда на поверхность жидкости действует давление, равное атмосферному ($p_0 = p_{ат}$), избыточное давление равно $p_{изб} = \gamma h$. Значит, в данном случае избыточное гидростатическое давление возникает внутри жидкости только от веса столба жидкости, расположенного над рассматриваемой точкой. Если на поверхности жидкости давление больше атмосферного, например, на величину

то избыточное давление в рассматриваемом случае будет равно

Рис. 8

Для случая, когда жидкость находится только под действием сил тяжести, основное уравнение гидростатики может быть выведено следующим элементарным путем. Предположим, что резервуар, изображенный на рис. 8, заполнен жидкостью, находящейся в покое. Около точки A , погруженной в жидкость на глубину h , выделим бесконечно малую горизонтальную площадку $d\omega$. Спроектировав эту площадку на поверхность жидкости, мы получим жидкий вертикальный параллелепипед, нижним основанием которого является площадка $d\omega$, верхним — ее проекция, также равная $d\omega$, а вертикальными сторонами — вертикальные образующие, проходящие через контур площадки $d\omega$.

а) на верхнее основание — сила давления на свободную поверхность dP_0 ;

б) на нижнее основание — сила гидростатического давления dP ;

в) на четыре вертикальные стороны — сила гидростатического давления dP_x ;

г) на весь параллелепипед в целом — сила веса dG , приложенная в его центре тяжести.

Обозначим через p_0 среднее давление на свободную поверхность жидкости, а через p — среднее гидростатическое давление на нижнее основание параллелепипеда. Тогда можно написать

$$dP_0 = d\omega p_0 \text{ и } dP = d\omega p.$$

Вследствие бесконечной малости площадки $d\omega$ средние давления p_0 и p здесь могут считаться также давлениями в точке. Сила тяжести параллелепипеда dG определится следующим образом:

$$dG = \gamma d\omega h.$$

Так как рассматриваемая жидкость находится в равновесии, то в равновесии должен находиться и исследуемый нами жидкий параллелепипед. Поэтому напишем условие его равновесия относительно вертикальной оси, совпадающей с направлением силы тяжести. В уравнение равновесия войдут только вертикальные силы dP_0 , dP и dG :

$$dP_0 - dP + dG = 0,$$

или

$$d\omega p_0 - d\omega p + d\omega \gamma h = 0.$$

Окончательно имеем

$$p = p_0 + \gamma h. \quad (36)$$

Полученное уравнение (36) и является основным уравнением гидростатики.

Пример 1. Определить абсолютное и избыточное давление на дно открытого резервуара, наполненного водой. Глубина воды в резервуаре $h = 4,0$ м. Пользуясь формулой (36), получаем $p_{\text{абс}} = p_0 + \gamma h = 10\,000 + 1000 \cdot 4,0 = 14\,000 \text{ кг/м}^2 = 1,4 \text{ кг/см}^2$. Здесь p_0 — атмосферное давление, действующее на свободную поверхность жидкости в резервуаре, равное $10\,000 \text{ кг/м}^2$; объемный вес воды $\gamma = 1000 \text{ кг/м}^3$. Избыточное же давление

$$p = \gamma h = 1000 \cdot 4,0 = 4000 \text{ кг/м}^2 = 0,40 \text{ кг/см}^2.$$

Если бы данный резервуар был заполнен бензином с объемным весом $\gamma = 700 \text{ кг/м}^3$, то абсолютное давление на дно резервуара получилось бы равным $p_{\text{абс}} = p_0 + \gamma h = 1000 + 700 \cdot 4,0 = 12\,800 \text{ кг/м}^2 = 1,28 \text{ кг/м}^2$, а избыточное гидростатическое давление

$$p = \gamma h = 700 \cdot 4,0 = 2800 \text{ кг/м}^2 = 0,28 \text{ кг/см}^2.$$

§ 7. ЭПЮРЫ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

При решении многих практических задач необходимо строить эпюры гидростатического давления, представляющие собой графическое изображение распределения гидростатического давления по длине контура тела, погруженного в жидкость.

Обращаясь к основному уравнению гидростатики

$$p_{абс} = p_0 + \gamma h,$$

устанавливаем, что оно является уравнением прямой линии со свободным членом вида $y = kx + b$, где свободному члену b соответствует давление, действующее на поверхность жидкости p_0 , а угловому коэффициенту k — выражение γ . Наконец, для избыточного давления $p = \gamma h$ мы имеем уравнение прямой, проходящей через начало координат ($b = p_0 = 0$).

Следовательно, изменение гидростатического давления по глубине подчиняется линейному закону. В связи с этим для построения эпюры гидростатического давления, действующего на плоскую фигуру, достаточно иметь только две точки, по которым строится прямая линия.

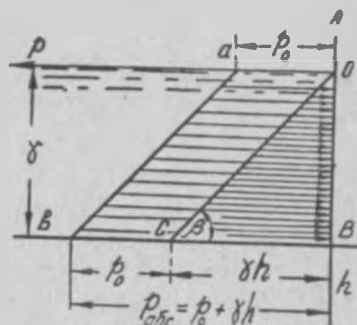


Рис. 9

Рассмотрим случай построения эпюры абсолютного и избыточного гидростатического давления, действующего на вертикальную плоскую стенку AB (рис. 9), которая подвержена напору жидкости, имеющей глубину H . Для построения эпюры гидростатического давления за начало координат примем точку O , где пересекается уровень поверхности жидкости с вертикальной стенкой AB . По горизонтальной оси, совпадающей с направлением гидростатического давления, будем откладывать в выбранном нами масштабе гидростатические давления, определяемые зависимостью $p_{абс} = f(h)$, а по вертикальной оси — соответствующие глубины жидкости h . Первую точку возьмем у поверхности жидкости, где $h = 0$ и $p_{абс} = p_0$, а вторую — у дна, где $p_{абс} = p_0 + \gamma H$. Соединим эти точки прямой линией. В результате получим эпюру абсолютного гидростатического давления на плоскую вертикальную стенку в виде трапеции $OabB$. Пользуясь этой эпюрой, графическим путем находим гидростатическое давление, соответствующее любой глубине жидкости.

Аналогичным путем можно построить эпюру избыточного гидростатического давления. Избыточное давление на поверхности жидкости $p = 0$, так как $h = 0$, а избыточное давление у дна

$p = \gamma H$, так как $h = H$. Следовательно, избыточное гидростатическое давление изобразится треугольником OCB , как это и показано на рис. 9.

Исследуем теперь форму треугольника, соответствующего избыточному гидростатическому давлению. Совершенно очевидно, что форма треугольника зависит только от рода жидкости, так как наклон линии O определяется только значением γ . Так, для воды с объемным весом $\gamma = 1000 \text{ кг/м}^3$ эпюра избыточного гидростатического давления представляет собой равнобедренный треугольник с углом наклона $\beta = 45^\circ$. Для жидкостей бо-

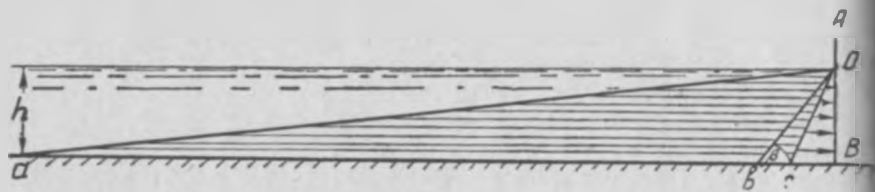


Рис. 10

лее легких, чем вода (например, для бензина, где $\gamma = 700 \text{ кг/м}^3$), наклон линии O более крутой и угол β — более 45° . Наконец, для тяжелых жидкостей (например, для ртути, где $\gamma = 13\,600 \text{ кг/м}^3$) эпюра избыточного гидростатического давления представлена треугольником с крайне пологой стороной Oa и острым углом (рис. 10).

На рис. 10 показаны три эпюры избыточного гидростатического давления, соответствующие бензину, воде и ртути. Разница в изображенных эпюрах чрезвычайно показательна. Если плоская стенка AB , подверженная напору жидкости, имеющей глубину h , не вертикальна, а наклонена к горизонту под некоторым углом (рис. 11, а, б), то построение эпюр гидростатического давления здесь необходимо производить в такой последовательности: за начало координат, как и в первом случае, следует принять точку O , где уровень поверхности жидкости пересекается с наклонной стенкой AB . За ось же давлений необходимо брать направление гидростатического давления, нормальное к наклонной стенке AB . В связи с этим основное уравнение гидростатики перепишем следующим образом, имея в виду, что $h = l \sin \alpha$:

$$p_{\text{вс}} = p_0 + \gamma h = p_0 + \gamma l \sin \alpha. \quad (37)$$

Следовательно,

$$p_{\text{вс}} = f(l) \text{ и } p = f_1(l).$$

Тогда, как и ранее, при $l = 0$ и $h = 0$ абсолютное гидростатическое давление получает значение $p_{\text{вс}} = p_0$, а при $l = L$ и $h = H$

$$p_{\text{вс}} = p_0 + \gamma L \sin \alpha = p_0 + \gamma H.$$

Избыточное давление при $l = 0$ ($h = 0$) будет равно нулю, а при $l = L$ и $h = H$ составит величину

$$p = \gamma L \sin \alpha = \gamma H.$$

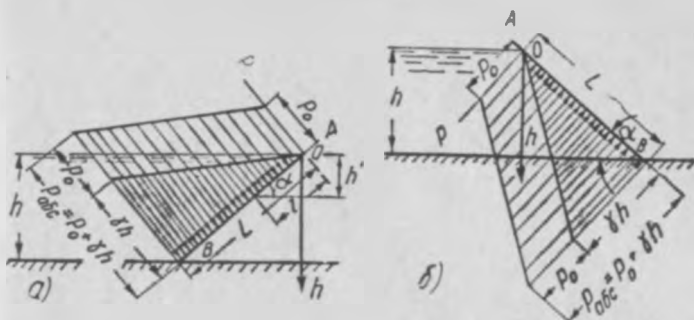


Рис. 11

Нанося полученные точки на чертеж (рис. 11, а и б) и соединяя их прямыми линиями, получим эпюры абсолютного и избыточного гидростатического давления на плоскую стенку, наклоненную к горизонту под углом α .

Обратимся теперь к построению эпюр гидростатического давления для более сложных случаев, когда плоская стенка подвержена давлению жидкости с двух сторон или когда стенка является криволинейной. При рассмотрении этих случаев ограничимся только построением эпюр избыточного гидростатического давления, чего вполне достаточно для изложения существа вопроса.

Итак, предположим, что на вертикальную стенку АВ (рис. 12), являющуюся, на-

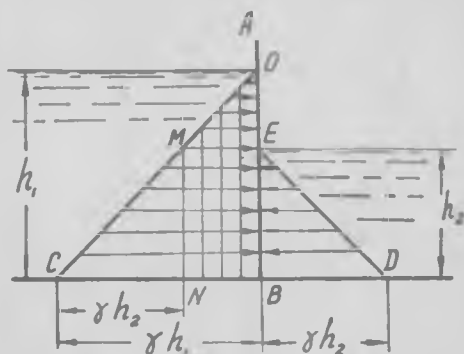


Рис. 12

пример, раздельной стенкой резервуара, однородная жидкость оказывает давление с двух сторон. При этом с левой стороны жидкость имеет глубину h_1 , а с правой — глубину h_2 . Таким образом, стенка АВ будет подвержена действию параллельных сил гидростатического давления, направленных в противоположные стороны. Результирующая расчетная эпюра гидростатического давления представлена трапецией OMNB.

Рассмотрим построение эпюр гидростатического давления для криволинейных стенок. Отметим, что форма эпюры здесь

значительно сложнее эпюр гидростатического давления для плоских стенок. Большая сложность эпюр в данном случае является следствием того, что в каждой точке гидростатическое давление нормально к криволинейной стенке. Поэтому линия, ограничивающая эпюру, представляет собой кривую, для построения которой двух точек недостаточно.

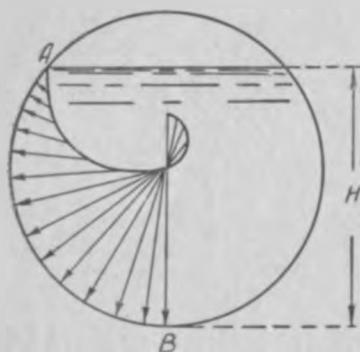


Рис 13

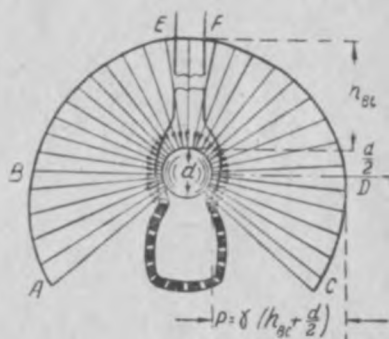


Рис. 14

На рис. 13 показана эпюра гидростатического давления для цистерны, заполненной нефтью до глубины H . Эпюра построена для криволинейного участка цистерны AB .

На рис. 14 изображена эпюра гидростатического давления, действующего на шаровой клапан всасывающей трубы насоса, с помощью которого производят заливки всасывающей линии перед пуском. В рассматриваемом случае эпюра избыточного гидростатического давления при высоте столба жидкости во всасывающей трубе, равной $h_{вс}$, представлена сложной фигурой $ABEFDC$.

§ 8. ПОНЯТИЕ О ПЬЕЗОМЕТРЕ, ПЬЕЗОМЕТРИЧЕСКОЙ ВЫСОТЕ И ВАКУУМЕ

Рассмотрим закрытый сосуд 1, заполненный жидкостью, на поверхности которой действует давление p_0 , превышающее атмосферное давление $p_{ат}$ (рис. 15). Предположим, что в некоторой точке A , расположенной на глубине h , сделано отверстие, к которому присоединена трубка 2, открытая сверху, т. е. сообщаящаяся с атмосферой. Так как давление на поверхность жидкости p_0 больше атмосферного, то жидкость в трубке 2 поднимается на некоторую высоту h_p , которая в гидравлике называется пьезометрической высотой, а сама трубка, в которой поднимается жидкость, — пьезометрической, или пьезометром.

Пьезометрическая высота h_p определяется из зависимости для гидростатического давления в точке A в соответствии с уравнением (34):

$$p_{абс} = p_{ат} + \gamma h_p, \quad (38)$$

или

$$h_p = \frac{p_{абс} - p_{ат}}{\gamma}. \quad (39)$$

Давление $p_{абс}$ в точке A может быть определено и другим путем. В самом деле, область точки A находится под давлением столба жидкости в сосуде и давлением p_0 , действующим на поверхность жидкости в сосуде. Тогда

$$p_{абс} = p_0 + \gamma h.$$

В жидкости, находящейся в данном случае в состоянии покоя, давления в области точки A как со стороны пьезометра, так и со стороны сосуда между собой равны, что позволяет написать равенство

$$p_{ат} + \gamma h_p = p_0 + \gamma h.$$

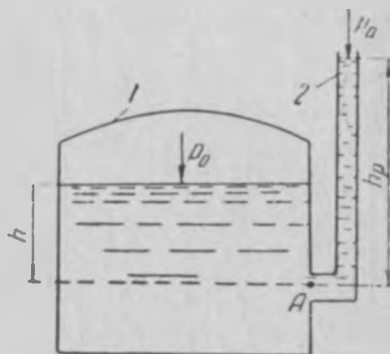


Рис. 15

Из этого равенства получаем второе выражение для пьезометрической высоты h_p :

$$h_p = \frac{p_0 - p_{ат}}{\gamma} + h. \quad (40)$$

Следовательно, пьезометрическая высота соответствует величине избыточного давления в точке A . Об использовании пьезометров для измерения пьезометрической высоты см. в § 10.

Обратимся теперь к зависимости (40), определяющей пьезометрическую высоту. Предположим, что сосуд, в котором установлен пьезометр, является открытым. Тогда давление на поверхности жидкости в нем будет равно атмосферному ($p_0 = p_{ат}$), и зависимость (40) получает такое простое выражение:

$$h_p = h. \quad (40')$$

Таким образом, в данном случае пьезометрическая высота будет равна глубине погружения точки в жидкость.

В инженерной практике очень часто приходится встречаться с областями, где имеет место разрежение, или вакуум, т. е. где давления бывают меньше атмосферного. Вакуумом называется разность между атмосферным и абсолютным давлением

$$p_{вак} = p_{ат} - p_{абс}, \quad (41)$$

характеризующая недостаток давления для окружающего атмосферного.

Можно привести много случаев образования вакуума. Так, например, во всасывающей трубе насоса создается вакуум. Образование вакуума во всасывающей трубе поршневого насоса происходит в результате движения поршня, а в центробежном насосе — в результате вращения рабочего колеса. Вакуум, возникающий в насадках, увеличивает их пропускную способность и т. д.

Остановимся на исследовании вопроса об образовании вакуума, о способах его измерения и его предельном значении.

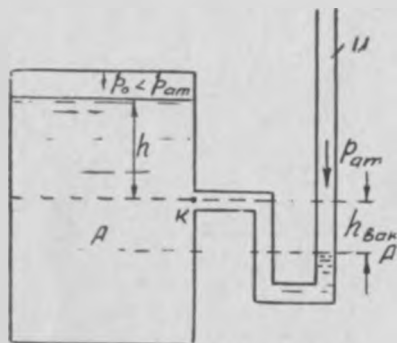


Рис. 16

На рис. 16 показан резервуар, наполненный жидкостью, на поверхность которой действует давление p_0 , меньшее атмосферного (например, из резервуара часть воздуха откачана вакуум-насосом). В точке k на глубине h к резервуару присоединена изогнутая U -образная трубка, с помощью которой можно измерить давление в этой точке (такая трубка называется об-

ратным пьезометром, или вакуумметром). Так как давление, действующее на поверхность жидкости в резервуаре p_0 , меньше атмосферного, уровень жидкости в трубке понизится по сравнению с положением точки k , на величину $h_{\text{вак}}$, как это показано на рис. 16.

Определим высоту $h_{\text{вак}}$, называемую вакуумметрической высотой. Для этого сначала установим величину давления в плоскости, проходящей через уровень жидкости в трубке (рис. 16, линия $A-A$).

В соответствии с зависимостью (33) это давление со стороны резервуара будет равно

$$p_{pz} = p_0 + \gamma h + \gamma h_{\text{вак}},$$

со стороны же трубки оно составит величину

$$p_{tr} = p_{at}.$$

Так как жидкость находится в равновесии, то

$$p_{pz} = p_{tr},$$

т. е.

$$p_0 + \gamma h + \gamma h_{\text{вак}} = p_{at}. \quad (42)$$

Таким образом, вакуумметрическая высота $h_{\text{вак}}$ определится из уравнения равновесия (42) следующим образом:

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_0 - \gamma h}{\gamma} = \frac{p_{\text{ат}} - p}{\gamma}, \quad (43)$$

вследствие того что

$$p = p_0 + \gamma h.$$

В связи с этим вакуум может измеряться в метрах водяного или миллиметрах ртутного столба, а также в долях атмосферы. Так как $p_{\text{ат}} - p = \gamma h_{\text{вак}}$, величина вакуума, умноженная на объемный вес γ , определяет недостаток давления до атмосферного. Совершенно очевидно, что предельным значением вакуума является одна атмосфера. Достижение вакуума, близкого к его предельному значению, сопряжено со значительными трудностями. Обычно величина вакуума, образующегося в различных гидравлических установках, достигает 6—8 м.

§ 9. ПЛОСКОСТЬ СРАВНЕНИЯ, НАПОР И НАПОРНАЯ ПЛОСКОСТЬ, СВОБОДНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ЖИДКОСТИ

Для определения взаимного высотного расположения отдельных точек в жидкости используется горизонтальная плоскость, проводимая на произвольной высоте и называемая плоскостью сравнения.

Вертикальное расстояние рассматриваемой точки от плоскости сравнения $O-O$ называется геометрической высотой точки над плоскостью сравнения и обычно обозначается буквой z (рис. 17). Следовательно, чтобы установить взаимное высотное расположение двух точек в жидкости 1 и 2, нужно определить разность геометрических высот этих точек:

$$\Delta z = z_1 - z_2.$$

Разность геометрических высот точек Δz , называемая также превышением одной точки над другой, не зависит от положения плоскости сравнения. Положение плоскости сравнения выбирают, руководствуясь чисто практическими соображениями, связанными с удобством пользования этой плоскостью.

Следует соблюдать лишь одно неперемное условие: плоскость сравнения должна быть горизонтальной.

Установим понятия о гидростатическом и пьезометрическом напорах. Рассмотрим общий случай, когда жидкость находится в закрытом резервуаре и на ее поверхность действует давле-

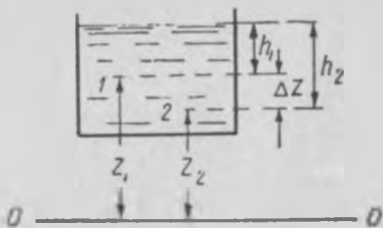


Рис. 17

ние p_0 , большее атмосферного (рис. 18). Будем рассматривать в жидкости две точки 1 и 2 с геометрическими высотами z_1 и z_2 и глубинами погружения h_1 и h_2 . Предположим, что на высоте точек 1 и 2 установлены запаянные стеклянные трубки, из которых выкачан воздух. Полагая, что давление в этих трубках равно нулю, можно считать, что жидкость поднимается в них на некоторые высоты h'_{p_1} и h'_{p_2} , соответствующие величинам абсолютных давлений в указанных точках.

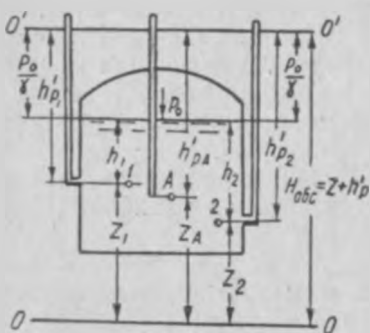


Рис. 18

Напишем условия равновесия жидкости в точках 1 и 2, пользуясь основным уравнением гидростатики:

$$\gamma h'_{p_1} = p_0 + \gamma h_1$$

$$\text{и} \quad \gamma h'_{p_2} = p_0 + \gamma h_2.$$

Тогда

$$h'_{p_1} = \frac{p_0}{\gamma} + h_1$$

и

$$h'_{p_2} = \frac{p_0}{\gamma} + h_2.$$

Следовательно, высоты h'_{p_1} и h'_{p_2} равны значениям глубин погружения точек в жидкость, сложенным с постоянной величиной $\frac{p_0}{\gamma}$, которая характеризует давление, действующее на поверхность жидкости в рассматриваемом резервуаре.

Из рис. 18 следует, что сумма геометрической высоты точки z и высоты h'_p для любой точки жидкости есть величина постоянная

$$z_1 + h'_{p_1} = z_2 + h'_{p_2} = \text{const.} \quad (44)$$

Действительно, при изменении глубины погружения точки в жидкость h геометрическая высота ее z изменяется на такую же величину, но в противоположном направлении. Однако сумма этих двух величин всегда остается неизменной.

Сумма геометрической высоты точки z и высоты, соответствующей абсолютному давлению жидкости в данной точке h'_p , называется гидростатическим напором в точке и обозначается через H_0 :

$$H_0 = z + h'_p. \quad (45)$$

Теперь предположим, что вместо запаянных сверху трубок на высоте точек 1 и 2 установлены обычные пьезометрические трубки (рис. 19). Жидкость поднимается в них на пьезометрические высоты h_p и h'_{p_1} , меньшие, чем h_p и h'_{p_2} (рис. 18). Пьезомет-

рические высоты h_{p1} и h_{p2} , определяются из уравнений равновесия жидкости в точках 1 и 2:

$$p_{ат} + \gamma h_{p1} = p_0 + \gamma h_1;$$

$$p_{ат} + \gamma h_{p2} = p_0 + \gamma h_2;$$

$$h_{p1} = \frac{p_0 - p_{ат}}{\gamma} + h_1;$$

$$h_{p2} = \frac{p_0 - p_{ат}}{\gamma} + h_2.$$

Так же как и в предыдущем случае, сумма геометрической высоты точки z и пьезометрической высоты h_p для всех точек жидкости является постоянной:

$$z_1 + h_{p1} = z_2 + h_{p2} = \text{const.}$$

Сумма геометрической высоты точки и пьезометрической высоты, соответствующей избыточному давлению, называется пьезометрическим напором в данной точке жидкости и обозначается через H_p :

$$H_p = z + h_p. \quad (46)$$

С понятием о пьезометрическом напоре на практике встречаются чаще, чем с понятием о гидростатическом напоре.

Если в резервуаре, изображенном на рис. 19, давление p_0 будет равно атмосферному, то зависимость (46) для пьезометрического напора, соответствующего открытому резервуару, получит более простое выражение:

$$H_p = z + h_p = z + \frac{p_0 - p_{ат}}{\gamma} + h = z + h.$$

Глубина погружения точки в жидкость h связана с избыточным гидростатическим давлением зависимостью

$$p = \gamma h, \text{ или } h = \frac{p}{\gamma}.$$

Следовательно, избыточному гидростатическому давлению p соответствует совершенно определенная глубина погружения точки в жидкость h . Тогда выражение для напора в случае открытого резервуара может быть представлено и таким образом:

$$H_p = z + \frac{p}{\gamma}. \quad (47)$$

Поэтому пьезометрический напор может рассматриваться так же, как сумма двух высот: геометрической высоты точки z и высоты $\frac{p}{\gamma}$, отвечающей избыточному давлению p .

Понятиям гидростатический и пьезометрический напоры до сих пор мы давали геометрическое истолкование. Однако пред-

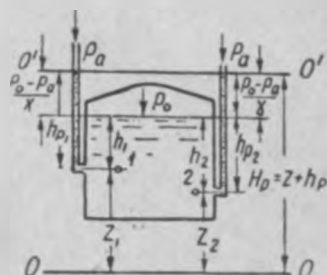


Рис. 19

ставляет значительный интерес истолкование этих понятий и с энергетической (физической) точки зрения.

Предположим, что в закрытом резервуаре, представленном на рис. 18, в области точки A сосредоточено некоторое количество жидкости, обозначенное нами G . Если мы в точке A установим запаянную сверху трубку, из которой полностью удален воздух, то под действием гидростатического давления в этой точке жидкость в количестве G поднимется в трубке на высоту h_{pA} по сравнению с положением точки A . Относительно же плоскости сравнения $O-O$ жидкость в трубке будет находиться на высоте $z_A + h_{pA}$. Поднявшаяся жидкость будет обладать следующим запасом потенциальной энергии:

$$\mathcal{E} = G(z_A + h'_{pA}) = GH_s.$$

Если мы через E обозначим удельную потенциальную энергию, т. е. энергию, заключенную в единице веса жидкости, то можно записать

$$E = \frac{\mathcal{E}}{G} = \frac{G(z_A + h'_{pA})}{G} = z_A + h'_{pA} = H_s. \quad (48)$$

Таким образом, гидростатический напор с энергетической точки зрения представляет собой удельную потенциальную энергию относительно выбранной плоскости сравнения. При этом часть удельной потенциальной энергии z_A , создание которой связано с высотным положением точки A , называется удельной потенциальной энергией положения, а часть удельной потенциальной энергии h_{pA} , которая зависит от абсолютного давления в точке A , называется удельной потенциальной энергией давления.

Итак, гидростатический напор является суммой двух удельных потенциальных энергий: энергии положения и энергии давления.

Все сказанное о гидростатическом напоре полностью относится и к пьезометрическому напору, отличающемуся от гидростатического только на величину $\frac{p_{ат}}{\gamma}$.

Так как гидростатический и пьезометрический напоры постоянны для всех точек жидкости, то уровни жидкости во всех пьезометрических трубках будут располагаться в одной горизонтальной плоскости (рис. 18 и 19), которая называется напорной. Горизонтальная плоскость, проведенная на высоте гидростатического напора, называется плоскостью гидростатического напора, а горизонтальная плоскость, проведенная на высоте пьезометрического напора, — плоскостью пьезометрического напора.

В гидравлике очень часто приходится пользоваться понятием о свободной поверхности. Свободной поверхностью называется

поверхность, отделяющая жидкость от газообразной среды. В открытых сосудах свободная поверхность подвержена действию атмосферного давления. Свободная поверхность жидкости, частицы которой находятся только под действием сил тяжести, является поверхностью горизонтальной (см. § 6).

§ 10. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ

Для измерения давления применяется значительное количество различных манометрических приборов. Тип и конструкция их зависят от величины измеряемых давлений и той точности, которая должна быть обеспечена в результате измерений. Все приборы, служащие для измерения давлений, могут быть разделены на три группы: 1) пьезометры; 2) манометры; 3) вакуумметры.

Пьезометры. В качестве пьезометров обычно используются стеклянные трубки диаметром не менее 0,5 см. При меньших диаметрах трубок будет образовываться заметный мениск, требующий внесения поправок в отсчеты.

Нижний конец трубки пьезометра соединяется с помощью специального патрубка с той областью, где должно производиться измерение давления. Верхний конец трубки должен быть открытым, сообщаящимся с атмосферой. Трубка помещается на доске с нанесенной на ней измерительной шкалой, обычно миллиметровой (рис. 20). Нуль шкалы прибора может назначаться на произвольной высоте, и его положение должно определяться удобством измерений.

Если пьезометр подключен к области измерения давлений, жидкость в нем поднимется на пьезометрическую высоту h_p , измеряя которую по шкале, определим избыточное гидростатическое давление в резервуаре:

$$p = \gamma h_p.$$

Затем высоту столба жидкости h_p , измеренную в метрах или сантиметрах, умножим на значение γ . Тогда избыточное гидростатическое давление будет выражено в килограммах на квадратный метр (кг/м^2). Если же гидростатическое давление необходимо выражать высотой столба жидкости, то в силу равенства $h_p = \frac{p}{\gamma}$ гидростатическое давление и будет равно пьезометрической высоте в метрах или сантиметрах водяного столба.

Следовательно, пьезометр дает возможность измерять гидростатическое давление в натуральную величину, что является большим достоинством данного метода измерений.

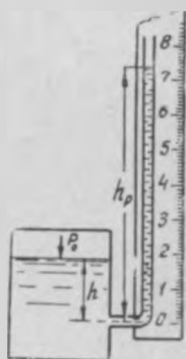


Рис. 20

Так как при измерении больших давлений (более 3—4 м вод. ст.) трубки пьезометров получают чрезмерную высоту, данный метод измерения становится малопрактичным и приходится прибегать к использованию других приборов, в частности так называемых ртутных манометров, в трубке которых вода заменяется ртутью.

Таким образом, пьезометры применяют для измерения малых давлений (до 0,3—0,4 ат) и в первую очередь там, где требуется достаточно высокая точность измерений. Поэтому пьезометры особенно широко применяются при лабораторных гидравлических исследованиях.

Манометры. Манометры бывают двух систем: жидкостные и механические.

Жидкостные манометры. Очень распространенными являются U-образные ртутные манометры, которые при всей своей простоте обеспечивают высокую точность измерений. Такой манометр состоит из стеклянной трубки, прикрепленной к доске со шкалой (рис. 21). Один конец трубки соединяется с областью, в которой необходимо измерить давление, например, с резервуаром А, а другой является открытым, соединенным с атмосферой.

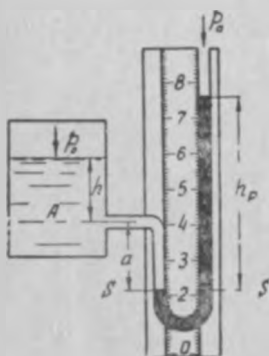


Рис. 21

Трубка заполняется ртутью примерно на половину высоты. До подключения манометра к области давления ртуть будет стоять в обоих коленях на одном уровне. После того как манометр будет соединен с областью давления, ртуть в левом колене начнет понижаться, а в правом — повышаться до тех пор, пока вся система не уравновесится. При этом равновесие наступит в тот момент, когда будет достигнуто равенство давлений в сечении S—S (рис. 21):

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{ат}} + \gamma_{\text{рт}} h_p, \quad (49)$$

где $p_{\text{абс}}$ — абсолютное гидростатическое давление в сечении S—S;

h_p — разность уровней ртути в левом и правом коленях трубки;

$\gamma_{\text{рт}}$ — объемный вес ртути.

Для того чтобы определить абсолютное гидростатическое давление в резервуаре p_A в том месте, где присоединен к нему манометр, нужно внести поправку на понижение уровня ртути в трубке по сравнению с той точкой, где измеряется давление. Эта поправка равна высоте a (рис. 21), представляющей собой вертикальное расстояние между точкой установки манометра и уровнем ртути в левом колене.

Следовательно, величина искомого абсолютного гидростатического давления определится по зависимости

$$p_A = p_{\text{абс}} - \gamma a = p_{\text{ат}} + \gamma_{\text{рт}} h_p - \gamma a. \quad (50)$$

Разность уровней в трубках h_p и величина поправки отсчитываются по шкале. Если вместо ртути трубку заполнить водой, то высота столбика жидкости в трубке h_p увеличится в 13,6 раза, что свидетельствует о компактности ртутных измерительных приборов, позволяющих измерять давления до 3—4 ат.

Более совершенным типом ртутного манометра, при работе с которым необходимо производить только один отсчет, является ртутно-чашечный манометр. Этот прибор — по существу усовершенствованный U-образный манометр, в котором одно колено (левое) заменено чашкой (рис. 22). Он состоит из металлической чашки, наполненной ртутью и соединенной с открытой стеклянной трубкой, расположенной на доске с миллиметровой шкалой. За нуль шкалы обычно принимается уровень ртути в чашке, так как поперечные размеры последней выбираются всегда такими, что при выполнении обычных технических измерений понижением уровня ртути в чашке можно пренебрегать.

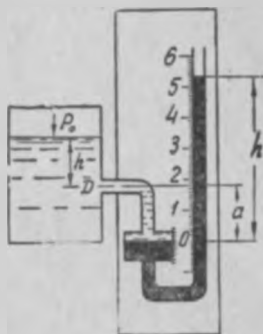


Рис. 22

Тогда

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{ат}} + \gamma_{\text{рт}} h_p \pm \gamma a, \quad (51)$$

где a — постоянная величина поправки для данного прибора. Таким образом, для определения давления $p_{\text{абс}}$ необходимо только измерить высоту столбика ртути h_p над нулем шкалы, т. е. произвести всего один отсчет.

Для измерения разности давлений в двух областях используются так называемые

дифференциальные манометры. Наиболее часто применяются дифференциальные ртутные манометры, состоящие из двух соединенных между собой стеклянных U-образных трубок (рис. 23). Ртуть помещается в среднем колене. Когда прибор не включен, ртуть стоит в обеих частях колена на одном уровне. Если же манометр включен, ртуть переместится и займет новое положение, соответствующее условиям равновесия, как это, например, изображено на рис. 23.

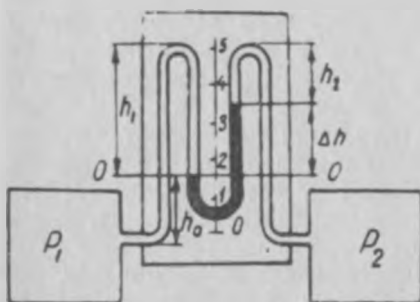


Рис. 23

Обозначим через p_1 и p_2 давления в первом и втором резервуарах, через h_1 и h_2 — высоты столбиков жидкости в среднем колене над уровнем ртути, а через Δh — разность уровней ртути. Составим условия равновесия относительно плоскости сравнения $O-O$, проведенной на уровне поверхности ртути в левой части среднего колена. Указанное уравнение равновесия будет иметь следующий вид:

$$p_1 + \gamma h_1 = p_2 + \gamma h_2 + \gamma_{рт} \Delta h$$

или

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \gamma h_2 - \gamma h_1 + \gamma_{рт} \Delta h.$$

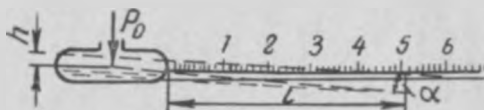


Рис. 24

Так как

$$\Delta h = h_1 - h_2,$$

то

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \gamma_{рт} \Delta h - \gamma \Delta h.$$

Таким образом, разность давлений в резервуарах равна

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \Delta h (\gamma_{рт} - \gamma), \quad (52)$$

здесь γ соответствует жидкости в первом и втором резервуарах. Если в исследуемых резервуарах жидкость разная, то при составлении приведенного выше уравнения равновесия должны быть взяты и разные значения γ .

Для измерения очень малых давлений применяются микроманометры, в которых вертикальная шкала заменена наклонной (рис. 24). При этом вместо малой высоты h можно отсчитывать значительно большую величину $l = \frac{h}{\sin \alpha}$, избегая тем самым значительных относительных ошибок, неизбежных при отсчетах малых величин. Микроманометры обычно заполняются водой или спиртом.

Механические манометры. Механические манометры — пружинные и мембранные — используются для измерения больших избыточных давлений (более 3—4 ат).

Наиболее распространенным в настоящее время является трубчатый пружинный манометр (рис. 25). Основная деталь его — полая латунная трубка a , согнутая по кругу. Сечение трубки имеет форму овала или эллипса. Верхний свободный конец трубки запаян, а нижний присоединяется к той области, где должно производиться измерение давления. Верхний конец

трубки соединен со стрелкой, которая может перемещаться по шкале. Когда манометр соединяется с областью давления, то под действием давления трубка начинает раскручиваться, в связи с чем ее свободный конец перемещается и тянет за собой стрелку. По показанию стрелки определяется давление в той области, к которой подключен манометр.

Градуировка шкал манометров производится на заводах, где они изготавливаются. Пружинные манометры должны периодически проверяться, так как с течением времени пружины (трубки) деформируются, изменяя свою первоначальную форму. С помощью пружинных манометров можно осуществлять измерения давлений в широком диапазоне. Некоторые специальные конструкции пружинных манометров позволяют измерять давления до 10 000 ат.



Рис. 25

Мембранные манометры в качестве основной детали имеют мембрану волнообразного сечения *b*, соединенную со стрелкой, которая может перемещаться по специально проградуированной шкале (рис. 26). Давление, подлежащее измерению, подводится под низ мембраны и производит ее деформацию. В результате этого стрелка передвигается по шкале, отсчет по которой и дает величину определяемого давления. Изменяя размеры мембраны и ее жесткость, можно создавать манометры для измерения различных давлений, правда, в сравнительно ограниченных пределах. В настоящее время мембранные манометры изготавливаются лишь для измерения давлений в диапазоне от 0,2 до 30 ат.



Рис. 26

Вакуумметры. Вакуумметрами называются приборы, служащие для измерения величины разрежения (вакуума). Принцип действия механических и жидкостных вакуумметров и описанных выше манометров одинаков, а потому их конструкция полностью повторяет конструкцию манометров. Так, например, действие существующих мембранных вакуумметров основано на деформации мембраны, которая прогибается под действием атмосферного давления, после того как под нее под-

ведено пониженное давление области вакуума.

Кроме того, существуют приборы, называемые мановакуумметрами, при помощи которых можно измерять как положительное давление, так и разрежение. Пружинные вакуумметры работают на том же принципе, что и пружинные манометры.

Ртутно-чашечный вакуумметр показан на рис. 27. Приняв за нуль шкалы (рис. 27) уровень ртути в чашке, величину вакуума можно определить из условия равновесия

$$p_{\text{вак}} = p_{\text{ат}} - p_0 = \gamma_{\text{рт}} h_{\text{вак}}. \quad (53)$$

Заканчивая на этом описание приборов, служащих для измерения давлений, укажем, что исчерпывающие сведения по данному вопросу можно получить в книге М. К. Жаховского¹.

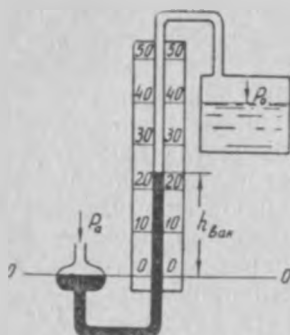


Рис. 27

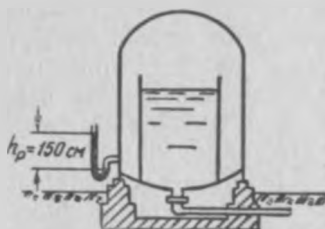


Рис. 28

Пример 2. Определить избыточное и абсолютное гидростатическое давление в гидропневматическом аккумуляторе, если высота поднятия ртути в трубке ртутного U-образного манометра $h_p = 150$ см (рис. 28). Находим

$$p = \gamma_{рт} h_p = 13600 \cdot 1,5 = 20400 \text{ кг/м}^2 = 2,04 \text{ кг/см}^2 = 2,04 \text{ ат},$$

$$p_{абс} = p_{ат} + p = 1,0 + 2,04 = 3,04 \text{ ат} = 3,04 \text{ кг/см}^2.$$

Пример 3. Определить разность давлений в резервуарах А и В, наполненных водой (рис. 29). Разность уровней ртути

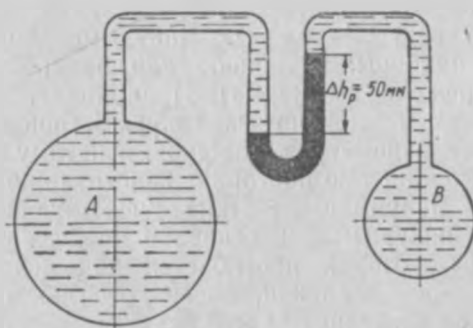


Рис. 29

в дифференциальном ртутном манометре $\Delta h_p = 50$ мм. Трубки манометра наполнены ртутью и водой без воздуха. Давление

¹ М. К. Жаховский. Техника измерения давления и разрежения. Машгиз, 1950.

в резервуаре *A* больше, чем в резервуаре *B*. Пользуясь зависимостью (52), находим разность давлений:

$$\Delta p = \Delta h_p (\gamma_{рт} - \gamma) = 5 (0,0136 - 0,001) = 0,063 \text{ кг/см}^2 = 0,063 \text{ ат.}$$

Пример 4. Определить вакуум в поршневом вакуум-насосе НВМ-300, если показание ртутного *U*-образного вакуумметра $h_{\text{вак}} = 550 \text{ мм рт. ст.}$ (рис. 30). На основании равенства (53) получаем

$$p_{\text{вак}} = \gamma_{рт} h_{\text{вак}} = 13,6 \cdot 0,55 = -7,48 \text{ м вод. ст.} = 0,748 \text{ кг/см}^2.$$

Найдем теперь абсолютное давление в этом насосе, если атмосферное давление равно 730 мм рт. ст. Высота столбика ртути, соответствующая абсолютному давлению, будет равна

$$h_{\text{абс}} = p_{\text{ат}} - h_{\text{вак}} = 730 - 550 = 180 \text{ мм.}$$

Следовательно,

$$p_{\text{абс}} = \gamma_{рт} h_{\text{абс}} = 13600 \cdot 0,18 = 2450 \text{ кг/м}^2 = 0,245 \text{ кг/см}^2 = 0,245 \text{ ат.}$$

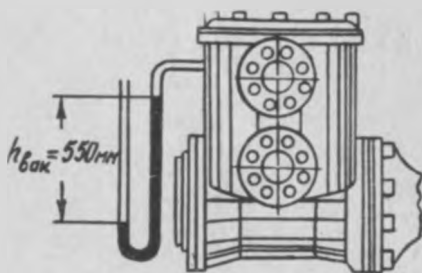


Рис. 30

§ 11. УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ЖИДКОСТЕЙ В СООБЩАЮЩИХСЯ СОСУДАХ

Применим основное уравнение гидростатики для установления условий равновесия жидкостей, находящихся в сообщающихся сосудах. Для решения поставленной задачи в общем виде будем рассматривать два сообщающихся сосуда, наполненных различными, несмешивающимися между собой жидкостями (рис. 31). При этом сосуды закрыты, а давления на поверхности жидкостей неодинаковы.

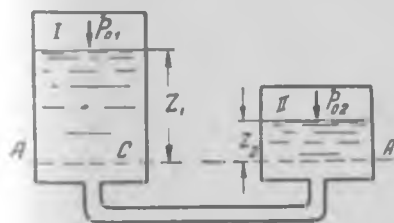


Рис. 31

Обозначим через γ_1 и γ_2 объемные веса, а через p_{01} и p_{02} — давления на поверхности жидкостей в сосудах I и II. За плос-

кость сравнения примем горизонтальную плоскость, проходящую через линию *A—A* раздела разнородных жидкостей, и определим величину гидростатического давления в точке *C*. Тогда

$$p_1 = p_{01} + \gamma_1 z_1$$

и

$$p_2 = p_{02} + \gamma_2 z_2,$$

где z_1 и z_2 — глубины погружения точки C относительно поверхности жидкостей сосудов I и II.

Следовательно,

$$p_{01} = \gamma_1 z_1 = p_{02} + \gamma_2 z_2,$$

или

$$p_{01} - p_{02} = \gamma_2 z_2 - \gamma_1 z_1. \quad (54)$$

Полученная общая зависимость (54), характеризующая условия равновесия жидкостей в сообщающихся сосудах, позволяет рассмотреть ряд частных случаев

Случай I. В сосуды налита одинаковая жидкость, но давления на ее поверхности различны. Тогда в силу равенства

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$$

имеем

$$p_{01} - p_{02} = \gamma (z_2 - z_1). \quad (55)$$

Случай II. В сосуды налита одинаковая жидкость при одинаковых давлениях на ее поверхности.

Так как $\gamma_1 = \gamma_2$ и $p_{01} = p_{02}$, то

$$z_1 = z_2. \quad (56)$$

Значит, в рассматриваемом случае жидкость в обоих сосудах будет располагаться на одном уровне.

Случай III. В сосуды налита одинаковая жидкость, но при этом: 1) один сосуд открыт, а другой закрыт; 2) давление жидкости в закрытом сосуде больше атмосферного.

Предположим, что один из сосудов, представленных на рис. 31, например, сосуд II, закрыт и на его поверхность действует давление $p_0 > p_{ат}$.

Тогда

$$p_1 = p_{ат} + \gamma z_1 \text{ и } p_2 = p_0 + \gamma z_2,$$

откуда в силу равенства $p_1 = p_2$

$$z_2 = z_1 - \frac{p_0 - p_{ат}}{\gamma}, \quad (57)$$

где $\frac{p_0 - p_{ат}}{\gamma}$ — пьезометрическая высота.

Таким образом, уровень жидкости в резервуаре с большим давлением на поверхности будет расположен ниже на величину пьезометрической высоты.

Случай IV. В сосуды налиты разнородные, несмешивающиеся между собой жидкости с различными объемными весами, но с одинаковыми давлениями на поверхности.

На основании общего уравнения равновесия жидкости в сообщающихся сосудах (54) в силу равенства $p_{01} = p_{02}$ можно написать

$$\gamma_1 z_1 = \gamma_2 z_2.$$

Следовательно,

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}. \quad (58)$$

§ 12. ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ПОКОЯ ЖИДКОСТИ

В инженерной практике рассматриваются различные случаи относительного покоя жидкости, т. е. покоя жидкости по отношению к движущемуся сосуду, в который она помещена. При этом частицы жидкости не перемещаются друг относительно друга и движутся вместе с сосудом как одно твердое тело.

Из механики твердого тела известно, что уравнение относительного покоя может быть получено из общего уравнения равновесия путем добавления к действующим силам сил инерции переносного движения. Следовательно, для вывода уравнения относительного покоя жидкости из дифференциального уравнения равновесия (22)

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

к сумму проекций объемных сил X , Y , Z , отнесенных к единице массы, должны быть включены проекции сил инерции на соответствующие оси.

Наибольший практический интерес представляет установление закона распределения давления в жидкости, находящейся в состоянии относительного покоя, а также определение формы поверхности равного давления. Исследование проведем на примерах частных случаев относительного покоя жидкости.

1. Жидкость заполняет открытый сосуд, вращающийся вокруг вертикальной оси с постоянной угловой скоростью. В этом случае она будет находиться под действием сил тяжести и центробежной силы, что соответствует, например, работе жидкостного тахометра (рис. 37) — прибора, служащего для определения числа оборотов вала.

Предположим, что открытый сверху сосуд, заполненный жидкостью, вращается вокруг своей вертикальной оси с постоянной угловой скоростью ω (рис. 32), а жидкость вращается вместе с сосудом с той же угловой скоростью. Следовательно, жидкость будет находиться в состоянии покоя относительно сосуда, будучи подвержена действию центробежной силы, нормальной к оси вращения и равной

$$C = \frac{mv^2}{r} = \frac{m\omega^2 r^2}{r} = m\omega^2 r, \quad (59)$$

где r — радиус вращения;
 m — масса жидкости;
 u — скорость движения, равная ωr .

Проекции центробежной силы, отнесенные к единице массы, на оси x , y и z соответственно равны:

$$C_x = \omega^2 r \cos(r, x); C_y = \omega^2 r \cos(r, y); C_z = 0$$

Так как косинус угла между направлением радиуса вращения и осью x : $\cos(r, x) = \frac{x}{r}$, а для оси y — соответственно $\cos(r, y) =$

$$= \frac{y}{r}, \text{ то}$$

$$\left. \begin{aligned} C_x &= \frac{\omega^2 r x}{r} = \omega^2 x \\ C_y &= \frac{\omega^2 r y}{r} = \omega^2 y \\ C_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

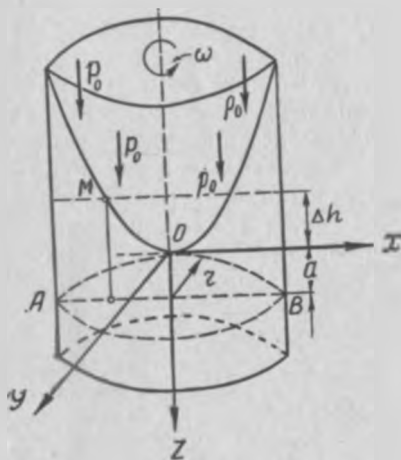


Рис. 32

Ранее мы установили, что проекция силы тяжести на ось равна g . Следовательно, проекции всех объемных сил, отнесенные к единице массы, будут представлены такой системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} X &= \omega^2 x \\ Y &= \omega^2 y \\ Z &= g \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Подставим полученные данные в уравнение (22). Тогда

$$dp = \rho(\omega^2 x dx + \omega^2 y dy + g dz). \quad (62)$$

После интегрирования уравнения (62) получим

$$p = \rho \left(\frac{\omega^2 x^2}{2} + \frac{\omega^2 y^2}{2} + g z \right) + C = \frac{\rho \omega^2}{2} (x^2 + y^2) + g z + C. \quad (63)$$

Если взять начало координат на поверхности жидкости (рис. 32), где давление известно (оно равно атмосферному $p_{ат}$), то постоянная интегрирования определится из условия, что при $x = y = z = 0$ давление $p = p_{ат}$. Следовательно, $C = p_{ат}$. Тогда уравнение (63) может быть записано в таком виде:

$$p = p_{ат} + \gamma z + \frac{\gamma \omega^2}{2g} (x^2 + y^2). \quad (64)$$

Так как $x^2 + y^2 = r^2$, то

$$p = p_{ат} + \gamma z + \frac{\gamma \omega^2 r^2}{2g}. \quad (65)$$

Зависимость (65) дает возможность определить величину гидростатического давления в любой точке жидкости, находящейся в состоянии относительного покоя.

Выведем уравнение поверхностей равного давления. Предположим, что нам нужно отыскать поверхность, на которой давление во всех точках равно p' . Подставив величину этого давления в зависимость (64), получим

$$p' - p_{ат} = \gamma z + \frac{\gamma \omega^2}{2g} (x^2 + y^2). \quad (66)$$

Так как разность давлений $p' - p_{ат}$, составляющая левую часть уравнения (66), является известной и постоянной, то поверхность равного давления, вращаясь вокруг вертикальной оси, будет образовывать параболоид вращения. Уравнение (66) для свободной поверхности жидкости, где $p' = p_{ат}$, приводится к более простому виду:

$$z + \frac{\omega^2}{2g} (x^2 + y^2) = 0,$$

или

$$z + \frac{\omega^2 r^2}{2g} = 0,$$

т. е.

$$-z = \frac{\omega^2 r^2}{2g}. \quad (67)$$

Пользуясь зависимостью (67), можно определить величину возвышения Δh любой точки, расположенной на свободной поверхности над горизонтальной координатной плоскостью (рис. 32). Так как ось z направлена вниз, то

$$\Delta h = -z,$$

следовательно,

$$\Delta h = \frac{\omega^2 r^2}{2g}. \quad (68)$$

Распределение гидростатического давления на заданной горизонтальной плоскости, расположенной, например, на глубине a от начала координат, определяется уравнением (65). Для этого текущую координату z заменим через a :

$$p = p_{ат} + \gamma a + \frac{\gamma \omega^2 r^2}{2g}.$$

Последнюю зависимость, учитывая уравнение (68), можно записать в следующем виде:

$$p = p_{ат} + \gamma (a + \Delta h). \quad (69)$$

Так как сумма двух величин $a + \Delta h$ представляет собой глубину погружения рассматриваемой точки в жидкость под криволинейной свободной поверхностью, то в случае относительного покоя

гидростатическое давление определяется по зависимости, аналогичной основному закону гидростатики:

$$p_{абс} = p_0 + \gamma h.$$

Зависимость (68) при $r = \text{const}$ устанавливает связь между величиной возвышения Δh и угловой скоростью ω . Она позволяет определить число оборотов цилиндра, если измерена величина возвышения Δh , что и используется при конструировании жидкостных тахометров, краткое описание которых дано в примере 7.

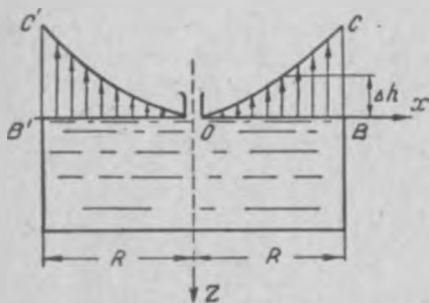


Рис. 33

2. Жидкость заполняет замкнутый сверху сосуд, вращающийся вокруг вертикальной оси с постоянной угловой скоростью. Полученные выше зависимости, характеризующие закон распределения давлений в жидкости, заполняющей равномерно вращающийся открытый сосуд, полностью применимы и к равномерно враща-

ющемуся замкнутому сосуду. В данном случае необходимо лишь определить постоянную интегрирования в уравнении (63), соответствующую заданным пограничным условиям.

На рис. 33 показан замкнутый сверху сосуд, вращающийся вокруг вертикальной оси и имеющий отверстие в центре крышки. Построим оси координат x, y, z с началом в точке O , расположенной в центре отверстия. Полагаем, что сосуд полностью заполнен жидкостью. В точке O , где $x = y = z = 0$, давление равно атмосферному: $p = p_{ат}$. Это пограничное условие определяет постоянную интегрирования (63) равенством $C = p_{ат}$. Следовательно, здесь справедлив установленный выше закон распределения давления, выражающийся уравнением (64). При этом давление по плоскости Ox также будет определяться высотой столба жидкости, определяемой по зависимости (68).

Следует заметить, что указанная высота столбика жидкости Δh , определяющая гидростатическое давление на крышку сосуда, является условной. Она может быть измерена с помощью манометра, установленного в крышке. Таким образом, в точке O , где $r = 0$, возвышение уровня $\Delta h = 0$, а в точке B , где $r = R$, возвышение будет максимальным и равным $\Delta h = \frac{\omega^2 R^2}{2g}$, что определит величину гидростатического давления на крышку сосуда в точке B зависимостью

$$p_B = \gamma \frac{\omega^2 R^2}{2g}.$$

Общий характер распределения давления на крышку сосуда изображается на рис. 33 кривыми OC и OC' .

3. Жидкость заполняет открытый сосуд, вращающийся вокруг горизонтальной оси с постоянной угловой скоростью. Примером сосуда, заполненного жидкостью и вращающегося вокруг горизонтальной оси, может служить ковш верхненаливного гидравлического колеса, схема которого показана на рис. 34. При вращении колеса вокруг оси Ox жидкость в ковшах практически будет находиться в состоянии относительного покоя, так как наблюдающееся относительное движение жидкости в ковшах обычно происходит с очень малыми скоростями. Поэтому, пренебрегая указанным относительным движением и пользуясь примененной выше методикой, составим уравнение равновесия жидкости в области точки m (рис. 34) и определим для нее проекции объемных сил на координатные оси. Тогда

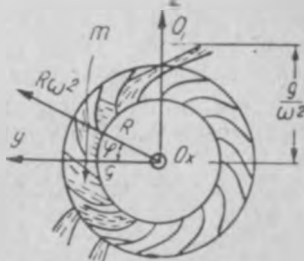


Рис. 34

$$X = 0; Y = \omega^2 R \cos \varphi = R\omega^2 \frac{y}{R} = \omega^2 y;$$

$$Z = \omega^2 R \sin \varphi - g = \frac{\omega^2 R^2}{R} \frac{z}{R} - g = \omega^2 z - g.$$

Подставим полученные данные в дифференциальное уравнение равновесия

$$dp = \rho [\omega^2 y dy + (\omega^2 z - g) dz],$$

или после интегрирования

$$p = \rho \left(\frac{\omega^2 y^2}{2} + \frac{\omega^2 z^2}{2} - gz \right) + C.$$

Для того чтобы получить уравнение поверхности равных давлений положим $p = \text{const}$. Тогда

$$\frac{\omega^2 y^2}{2} + \frac{\omega^2 z^2}{2} - gz = C_1, \text{ или } y^2 + z^2 - \frac{2gz}{\omega^2} = \frac{C_1}{\omega^2}.$$

Прибавим к левой и правой частям полученного равенства $\frac{g^2}{\omega^4}$:

$$y^2 + z^2 - \frac{2gz}{\omega^2} + \frac{g^2}{\omega^4} = \frac{C_1}{\omega^2} + \frac{g^2}{\omega^4},$$

или окончательно

$$y^2 + \left(z - \frac{g}{\omega^2} \right)^2 = C_2. \quad (70)$$

При этом необходимо отметить, что уравнение (70) справедливо для случаев, когда $z > \frac{g}{\omega^2}$.

Следовательно, поверхности равного давления образуют семейство концентрических круговых цилиндров с осью, параллельной оси z и проходящей через точку O' . Последняя смещена вверх по оси z на расстояние $\frac{g}{\omega^2}$. Подобными же цилиндрическими поверхностями являются и свободные поверхности жидкости в ковшах верхненаливного колеса. Смещение оси этих цилиндрических поверхностей по отношению к началу координат равно

$$OO' = \frac{g}{\omega^2} = \frac{g(2\pi)^2}{\pi^2 n^2} = \frac{895}{n^2},$$

где n — число оборотов колеса в минуту.

Перейдем к решению некоторых числовых примеров.

Пример 5. При отливке бандажа для колеса с целью придания стали большей плотности форма, в которой отливается бандаж, приводится во вращение. Определить избыточное давление в точке A в неподвижной и вращающейся формах (рис. 35). Число оборотов формы $n = 120$ об/мин, $D = 1850$ мм, $h = 300$ мм, объемный вес расплавленной

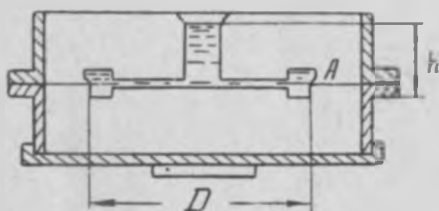


Рис. 35

бандажной стали $\gamma_{ст} = 7800$ кг/м³. Избыточное давление в неподвижной форме

$$p_1 = \gamma_{ст} h = 7800 \cdot 0,3 = 2340 \text{ кг/м}^2 = 0,234 \text{ кг/см}^2.$$

Избыточное давление при вращении, согласно зависимостям (68) и (69), будет больше на величину

$$p = \gamma_{ст} \frac{\omega^2 r^2}{2g} = \gamma_{ст} \frac{u^2}{2g}.$$

Следовательно, искомое избыточное давление при вращении формы равно

$$\begin{aligned} p_2 &= p_1 + \gamma_{ст} \frac{u^2}{2g} = p_1 + \frac{1}{2g} \left(\frac{\pi D n}{60} \right)^2 = \\ &= 2340 + \frac{1}{19,62} \left(\frac{3,14 \cdot 1,85 \cdot 120}{2} \right)^2 = 2340 + 53\,700 = 56\,050 \text{ кг/м}^2 = \\ &= 5,6 \text{ кг/см}^2. \end{aligned}$$

Пример 6. Определить силу осевого давления P_0 на верхний обод рабочего колеса гидравлической турбины, если гидродинамическое давление у периферии рабочего колеса равно $p = 6$ ат (рис. 36). Диаметр колеса турбины $D = 2000$ мм, число оборотов $n = 300$ об/мин. Искомая сила осевого давления P_0 будет

равна вертикальной составляющей силы давления жидкости на колесо турбины.

Указанная вертикальная составляющая равна $P_z = \gamma V$, где V — объем жидкого тела. В рассматриваемом случае объем жидкого тела равен объему цилиндра диаметром D и высотой $\frac{p}{\gamma} = 60$ м, сложенному с объемом параболоида вращения высотой $\Delta h = \frac{\omega^2 r^2}{2g}$, согласно зависимости (68). Тогда сила осевого давления P_0

$$P_0 = P_z = \frac{\gamma \pi D^2}{4} \left(\frac{p}{\gamma} + \frac{\Delta h}{2} \right) = \gamma \frac{\pi D^2}{4} \left(\frac{p}{\gamma} + \frac{\omega^2 r^2}{4g} \right) =$$

$$= \gamma \frac{\pi D^2}{4} \left[\frac{p}{\gamma} + \frac{1}{4g} \left(\frac{\pi n D^2}{60} \right)^2 \right],$$

так как

$$\omega = \frac{2\pi n}{60}$$

и

$$r = \frac{D}{2},$$

если предположить, что угловая скорость вращения ω колеса и воды одинакова.

Следовательно,

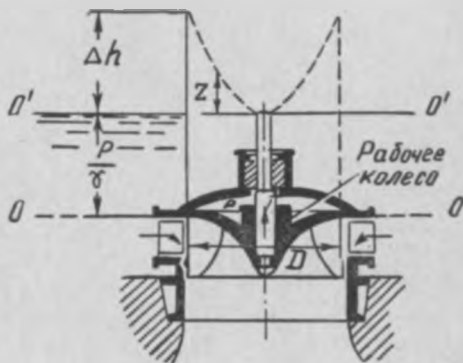


Рис. 36

$$P_0 = \frac{1 \cdot 3,14 \cdot 2^2}{4} \left[60 + \frac{1}{4 \cdot 9,81} \left(\frac{3,14 \cdot 360 \cdot 2^2}{60} \right)^2 \right] = 267 \text{ т.}$$

Пример 7. Выше отмечалось, что для измерения числа оборотов вала могут быть использованы жидкостные тахометры, принцип работы которых основан на теории относительного покоя жидкости.

На рис. 37 показана схема гидравлического тахометра. Он состоит из вала 1, воспринимающего скорость вращения вала машины, с насаженным на него диском, имеющим радиальные и осевые каналы. Диск помещен в герметически закрытую камеру 2, заполненную машинным маслом. Камера соединена с пьезометром 3, расположенным на шкале 4. Посредством пьезометра можно измерять давления, возникающие в камере 2 при вращении диска. Шкала пьезометра наносится опытным путем. При вращении диска в жидкости развиваются центробежные силы, а в камере увеличивается давление, что отражается на показаниях пьезометра.

Предположим, что в результате вращения диска пьезометр показал отсчет $H = 0,85$ м. Определим число оборотов вала,

если радиус диска тахометра равен 0,20 м, а показание пьезометра при остановке тахометра $h = 0,35$ м.

Пользуясь формулой (65), определим давление, которое будет возникать в камере у наружной поверхности диска:

$$p = \frac{\rho \omega^2 R^2}{2} + \gamma h.$$

С другой стороны, это давление должно быть равно

$$p = \gamma H,$$

где H — высота столба жидкости в пьезометрической трубке 3.

Тогда

$$\gamma H = \gamma \frac{\omega^2 R^2}{2g} + \gamma h,$$

или

$$H - h = \frac{\omega^2 R^2}{2g}.$$

Заменяя $\omega = \frac{2\pi n}{60} = \frac{\pi n}{30}$, окончательно получаем

$$n = \frac{30}{\pi R} \sqrt{2g(H - h)}. \quad (71)$$

Подставляя в найденную зависимость заданные числовые значения, определим число оборотов вала:

$$n = \frac{30 \sqrt{19,62(0,85 - 0,35)}}{3,14 \cdot 0,20} = 149,5 \text{ об./мин.}$$

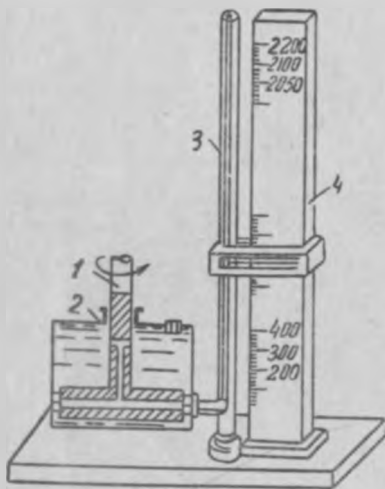


Рис. 37

§ 13. ЗАКОН ПАСКАЛЯ И ЕГО ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Предположим, что в закрытом сосуде, изображенном на рис. 38, в области точки A установлен поршень, который может оказывать давление на некоторую часть пограничной поверхности жидкости. Пусть поршень создает давление p кг/м².

Величина гидростатического давления в любой точке жидкости подчиняется основному уравнению гидростатики (33)

$$p = p_0 + \gamma h.$$

Член γh зависит только от веса столба жидкости высотой h , поэтому насколько изменим давление p_0 в точке A под поршнем, ровно настолько изменится давление p в любой точке внутри жидкости. В гидравлике это положение носит название закона Паскаля.

Закон Паскаля может быть сформулирован следующим образом.

Внешнее давление, производимое на пограничную поверхность жидкости, находящейся в равновесии в замкнутом сосуде, передается внутрь жидкости одинаково всем ее частицам.

Закон Паскаля имеет весьма широкое применение в технике и используется при конструировании различных гидравлических установок, действие которых основано на передаче давления внутри жидкости. На его принципе работают гидравлические прессы, гидравлические подъемники, гидравлические тормоза и т. д.

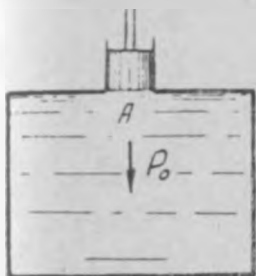


Рис. 38

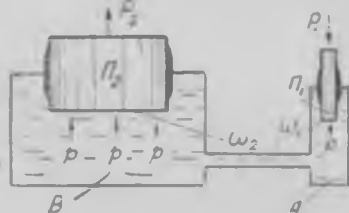


Рис. 39

Гидравлические установки, основанные на применении закона Паскаля. В задачу нашего курса не входит описание всего многообразия применяющихся гидравлических установок. Поэтому мы рассмотрим лишь гидравлические прессы, а также гидравлические аккумуляторы и мультипликаторы, использование которых тесно связано с эксплуатацией гидравлических прессов.

Гидравлический пресс в общем случае состоит из двух камер А и В, соединенных между собой трубопроводом (рис. 39). В каждой из камер имеется по поршню. В большой камере В установлен поршень P_2 площадью ω_2 , а в меньшей — поршень P_1 площадью ω_1 . Если камеры пресса заполнить жидкостью и к поршню P_1 с помощью насоса или иного устройства приложить силу P_1 , то под ним создается среднее давление p_1 , равное

$$p_1 = \frac{P_1}{\omega_1}.$$

По закону Паскаля это среднее давление p_1 передается во все точки жидкости и, в частности, в основание большого поршня P_2 . Это добавочное давление p_1 , будучи направлено нормально к основанию поршня P_2 , создает силу P_2 , равную $P_2 = \omega_2 p_1$, которая сможет прессовать тело С (рис. 40), заключенное между поршнем P_2 и неподвижной платформой. Таким образом, прессующая сила, получаемая в гидравлическом прессе, равна

$$P_2 = \omega_2 p_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1} P_1. \quad (72)$$

Следовательно, сила P_2 во столько раз больше силы P_1 , приложенной к малому поршню, во сколько площадь ω_2 боль-

ше площади ω_1 . Сила P_1 обычно создается с помощью поршневого насоса, который одновременно накачивает жидкость в камеру пресса. В качестве рабочей жидкости чаще всего используются технические масла.

Дадим вывод общей формулы, характеризующей работу простого гидравлического пресса, представленного на рис. 40. Примем следующие обозначения: a — большое плечо рычага (рукоятка насоса); b — малое плечо рычага, Q — сила, прикладываемая к рукоятке насоса.

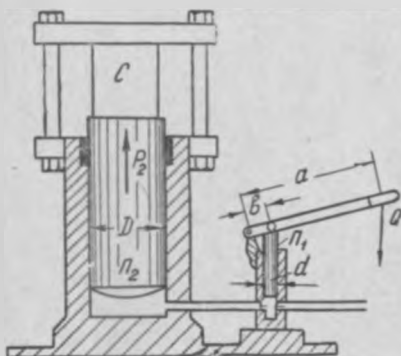


Рис. 40

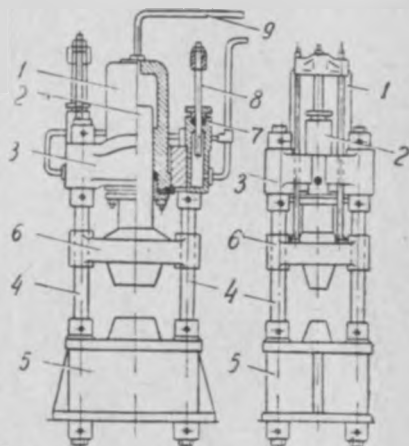


Рис. 41

Написав уравнение моментов

$$Qa = P_1 b,$$

получим

$$P_1 = Q \frac{a}{b}.$$

Подставив значение силы P_1 в зависимость (72), найдем формулу для определения той силы Q , которая должна быть приложена к рукоятке насоса для получения прессующей силы P_2 :

$$P_2 = \frac{\omega_2}{\omega_1} P_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{a}{b} Q, \quad (72')$$

или

$$Q = \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{b}{a} P_2. \quad (72'')$$

Фактически получаемая сила P_2 будет несколько меньше теоретической, определяемой зависимостью (72), вследствие наличия трения между поршнями и цилиндрами. Это уменьшение оценивается к. п. д. гидравлического пресса, который в среднем равен $\eta = 0,80$.

На рис. 41 приведена типовая конструктивная схема современного гидравлического пресса. Станина пресса состоит из

постамент 5, колонн 4 и верхней неподвижной поперечины 3. Главный рабочий плунжер 2 ходит в главном рабочем цилиндре 1 и приводит в движение подвижную поперечину 6, сообщая ей движение вниз. Жидкость от насоса высокого давления подается в рабочий цилиндр 1 через трубку 9. Прессование происходит между подвижной поперечиной 6 и постаментом 5, где размещаются рабочие инструменты (бойки, штампы и т. д.). Для подъема подвижной поперечины служит вспомогательный (подъемный) цилиндр 7 со вспомогательным (подъемным) плунжером 8.

На рис. 42 дан общий вид гидравлического листоштамповочного прессы с двумя рабочими цилиндрами, создающими усилие в 1000 т.

Гидравлические аккумуляторы и мультипликаторы. При работе гидравлических прессов широко используются гидравлические аккумуляторы. Они представляют собой установки, которые накапливают жидкость, подаваемую насосами в период холостого хода прессы, и отдают ее при рабочем ходе прессы. Следовательно, аккумулятор обеспечивает работу насоса с постоянной нагрузкой, соответствующей среднему потреблению жидкости прессами. Кроме того, он является регулятором статического давления в сети.

В технике применяются два основных типа гидравлических аккумуляторов: воздушные и грузовые. Для пояснения принципа работы гидравлического аккумулятора рассмотрим гидравлический грузовой аккумулятор, принципиальная схема которого показана на рис. 43. Он состоит из рабочего цилиндра, в котором помещается массивный плунжер P диаметром D и площадью ω . На плунжер надевается коромысло K с подвешенными к нему грузами.

Рабочий цилиндр при помощи трубы соединяется с насосом, который производит зарядку аккумуляторов. Во время зарядки насос накачивает в рабочий цилиндр рабочую жидкость (технические масла) под давлением, обеспечивающим подъем плун-

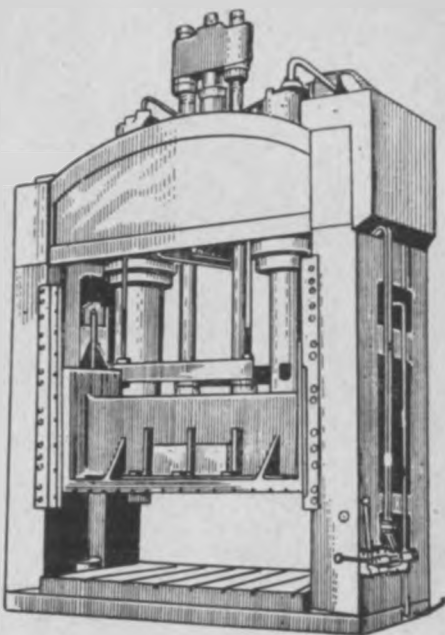


Рис. 42

жера с грузом на высоту h . Давление, необходимое для зарядки аккумулятора, должно быть равно

$$p = \frac{G + F}{\omega} \text{ кг/м}^2,$$

где G — вес плунжера аккумулятора с грузами;

F — сила трения в уплотнении.

После подъема плунжера на высоту h в аккумуляторе создается запас энергии Gh дж, а жидкость находится под давлением

$p = \frac{G}{\omega} \text{ кг/м}^2$. Сжатая жидкость, подводимая по специальной

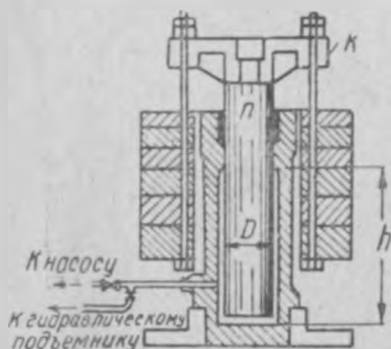


Рис. 43

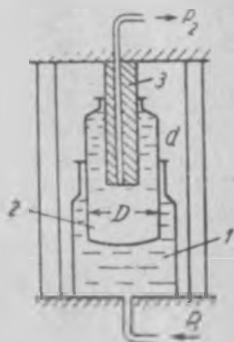


Рис. 44

трубке к рабочему цилиндру гидравлического пресса или другой аналогичной установке, произведет необходимую работу, истратив запасенную в аккумуляторе энергию. При этом работа, совершаемая плунжером аккумулятора, будет равна $W = p\omega h$, а за вычетом потерь в цилиндре аккумулятора

$$W_{\text{эфф}} = \eta_1 W = \eta_1 p\omega h \text{ дж},$$

где η — к. п. д. гидравлического цилиндра аккумулятора.

Для увеличения давления в жидкости, нагнетаемой из аккумулятора в рабочий цилиндр гидравлического пресса, применяются гидравлические мультипликаторы. Это необходимо в тех случаях, когда гидравлический аккумулятор не может обеспечить подачи жидкости в пресс под необходимым давлением.

На рис. 44 представлен типовой гидравлический мультипликатор. Он состоит из неподвижного рабочего цилиндра 1, в котором помещен подвижный пустотелый плунжер 2, наружный диаметр которого D_n . Внутри плунжера 2 находится неподвижный плунжер 3 с наружным диаметром $D_n < D_n$, по оси которого проложена трубка 4, соединенная с прессом. Гидравлический мультипликатор работает следующим образом: жидкость, сжатая в аккумуляторе, подается в цилиндр 1 и поднимает вверх плунжер 2. Одновременно по соединительному отверстию 4 она

поступает из полого плунжера 3 в пресс. В силу неподвижности плунжера 3 плунжер 2, поднимаясь, оказывает давление на жидкость, находящуюся внутри него. Поэтому жидкость вытесняется по трубке, помещенной внутри неподвижного плунжера 3, и передается к гидравлическому прессу с увеличенным давлением по сравнению с тем, которое создается аккумулятором.

Пример 8. Определить, какое усилие Q должно быть приложено к рукоятке поршневого насоса, представленного на рис. 40, чтобы гидравлический пресс сжимал тело C с силой $P = 3000$ кгГ. Диаметр поршня насоса $d = 5$ см, диаметр плунжера пресса $D = 30$ см, вес тела C и плунжера — 200 кгГ. Длина рукоятки насоса $a = 25$ см, длина плеча $b = 5$ см. На трение в манжетах пресса теряется 5% усилия, возникающего под плунжером пресса.

Определим сначала ту силу, которую необходимо приложить к плунжеру пресса.

$$P_2 = \frac{P + G}{0,95} = \frac{3000 + 200}{0,95} = 3368 \text{ кгГ.}$$

Среднее давление под плунжером пресса должно быть равно $p = \frac{P_2}{\pi D^2 / 4}$, а сила, приложенная к поршню насоса:

$$P_1 = p \frac{\pi d^2}{4} = \frac{P_2}{\pi D^2 / 4} \frac{\pi d^2}{4} = P_2 \left(\frac{d}{D} \right)^2.$$

Поэтому искомое усилие Q составляет

$$Q = \frac{b}{a} P_1 = \frac{b}{a} \left(\frac{d}{D} \right)^2 P_2 = \frac{5}{25} \left(\frac{5}{30} \right)^2 \cdot 3368 = 18,7 \text{ кгГ.}$$

Пример 9. Определить диаметр цилиндра D плунжера гидравлического аккумулятора (рис. 43), приводящего в движение гидравлический подъемник, который работает под давлением 3 ат и должен поднимать груз $G = 2000$ кгГ на высоту $H = 5$ м. Высота хода плунжера аккумулятора $H = 1,5$ м, к. п. д. подъемника $\eta_n = 0,45$, к. п. д. аккумулятора $\eta_a = 0,80$. Коэффициент полезного действия системы равен отношению произведенной полезной работы GH к энергии, израсходованной аккумулятором pW , где W — рабочий объем гидравлического цилиндра аккумулятора:

$$\eta_c = \frac{GH}{pW} = \eta_a \eta_n.$$

Следовательно, рабочий объем аккумулятора должен быть равен

$$W = \frac{\pi D^2}{4} h = \frac{GH}{p \eta_a \eta_n},$$

и соответственно диаметр плунжера

$$D = \sqrt{\frac{4W}{\pi h}} = \sqrt{\frac{4GH}{\pi p \eta_a \eta_n h}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 2000 \cdot 5}{3,14 \cdot 30\,000 \cdot 0,80 \cdot 0,45 \cdot 1,5}} = 0,687 \text{ м.}$$

§ 14. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ СУММАРНОГО ДАВЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ НА ПЛОСКИЕ ФИГУРЫ

Сила суммарного давления. Определим силу суммарного давления, действующего на погруженную в жидкость плоскую фигуру AB , расположенную перпендикулярно к плоскости чертежа и наклоненную к горизонту под углом α (рис. 45). Площадь фигуры обозначим через ω . Такая фигура может являться, например, частью наклонной стенки резервуара или пло-

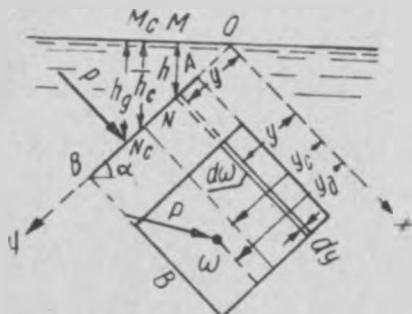


Рис. 45

ским откидным клапаном, служащим для опорожнения нефтехранилища.

За ось координат y примем линию, совпадающую с проекцией фигуры AB на плоскость чертежа, продолжим эту линию до пересечения с уровнем свободной поверхности жидкости в точке O . Из точки O проведем ось Ox , нормальную к направлению AB . Будем мысленно вращать фигуру AB вокруг оси Oy так, чтобы эта

фигура совместилась с плоскостью чертежа. Выделим на площади фигуры бесконечно малую полоску высотой dy , погруженную в жидкость на глубину h . При этом расстояние полоски от оси Ox равно y , а площадь полоски — $d\omega$.

Абсолютное гидростатическое давление в области бесконечно малой полоски может быть принято равным

$$p_{ax} = p_0 + \gamma h.$$

Тогда элементарная сила давления dP , приходящаяся на полосу, определится зависимостью

$$dP_{\text{acc}} = d\omega p_{\text{acc}} = (p_0 + \gamma h) d\omega. \quad (73)$$

Рассмотрим треугольник OMN (рис. 45). Две стороны его известны: сторона $MN = h$ и сторона $NO = y$. Следовательно, $h = y \sin \alpha$. Заменяя в уравнении (73) $h = y \sin \alpha$, получим

$$dP_{acc} = p_0 d\omega + \gamma y \sin \alpha d\omega. \quad (74)$$

Для установления силы суммарного абсолютного давления, действующего на плоскую фигуру AB , проинтегрируем выражение (74) по площади ω :

$$P_{\text{a6c}} = \int p_0 d\omega + \int \gamma y \sin \alpha d\omega = p_0 \omega + \gamma \sin \alpha \int y d\omega. \quad (75)$$

Интеграл $\int y d\omega$ представляет собой статический момент площади фигуры AB относительно оси Ox :

$$\int y d\omega = \omega y_c,$$

где y_c — расстояние центра тяжести площади фигуры AB от оси Ox .

Из треугольника OM_cN_c устанавливаем, что $y_c = \frac{h_c}{\sin \alpha}$, где h_c — глубина погружения центра тяжести площади фигуры в жидкость. Тогда

$$\int y d\omega = \frac{\omega h_c}{\sin \alpha}.$$

Окончательно получим

$$P_{\text{изб}} = p_0 \omega + \frac{\gamma \sin \alpha \omega h_c}{\sin \alpha} = p_0 \omega + \gamma \omega h_c = \omega (p_0 + \gamma h_c). \quad (76)$$

При этом сила суммарного избыточного гидростатического давления равна $P = \omega \gamma h_c$.

Следовательно, сила суммарного абсолютного давления, действующего на плоскую фигуру, погруженную в жидкость, выражается произведением площади фигуры на величину абсолютного гидростатического давления в ее центре тяжести. Сила суммарного избыточного гидростатического давления равна весу столба жидкости, основанием которого является площадь фигуры, а высотой — глубина погружения центра тяжести фигуры в жидкость.

Центр давления. Большой практический интерес представляет нахождение центра давления, т. е. точки, где приложена сила суммарного гидростатического давления. В соответствии с основным уравнением гидростатики давление, действующее на поверхность жидкости, равномерно распределяется по площади фигуры, а потому точки приложения суммарной силы поверхностного давления $p_0 = p_0 \omega$ будут совпадать с центром тяжести фигуры. Наоборот, суммарная сила избыточного гидростатического давления, распределяющегося по площади фигуры неравномерно, увеличиваясь с глубиной погружения, будет лежать ниже центра тяжести. Если на фигуру со всех сторон действует атмосферное давление, что чаще всего наблюдается на практике, положение центра давления зависит не от величины силы поверхностного давления, а только от величины силы избыточного давления, действующего на фигуру. В другом случае, когда поверхностная сила отлична от атмосферного давления и действует только с одной стороны фигуры, точка приложения силы суммарного абсолютного гидростатического давления будет ле-

жать ниже центра тяжести фигуры и зависеть от положения центра избыточного давления. Поэтому установим положение центра избыточного давления для плоскости AB (рис. 45).

Из механики известно, что момент равнодействующей силы относительно выбранной оси равен сумме моментов сил ее составляющих относительно той же оси. В нашем случае равнодействующей является сила суммарного избыточного гидростатического давления

$$P = \omega \gamma h_c = \omega \gamma y_c \sin \alpha,$$

а составляющими силами, из которых складывается сила P , — силы элементарного избыточного давления $dP = d\omega \gamma h$, приходящиеся на бесконечно малые полосы $d\omega$. Составим выражение для элементарного момента бесконечно малой силы dP относительно оси Ox , учитывая, что $h = y \sin \alpha$:

$$dM = dP y = d\omega \gamma h y = d\omega \gamma y^2 \sin \alpha. \quad (77)$$

Определим сумму всех элементарных моментов. Она будет выражаться интегралом зависимости (77) по площади ω :

$$M_c = \int_{\omega} dM = \int_{\omega} \gamma \sin \alpha y^2 d\omega = \gamma \sin \alpha \int_{\omega} y^2 d\omega = \gamma \sin \alpha J_x, \quad (78)$$

так как интеграл $\int_{\omega} y^2 d\omega = J_x$ есть момент инерции рассматриваемой фигуры относительно оси Ox .

Момент равнодействующей силы P может быть записан в виде

$$M_p = P y_d = \omega \gamma h_c y_d,$$

где y_d — расстояние точки приложения равнодействующей P от оси Ox , которое является координатой искомого нами центра давления. Так как $M_c = M_p$, то $\gamma \sin \alpha J_x = \omega \gamma y_c \sin \alpha y_d$, после сокращений $J_x = \omega y_c y_d$, или

$$y_d = \frac{J_x}{\omega y_c}. \quad (79)$$

Заменим в формуле (79) момент инерции J_x через центральный момент инерции J_0 , т. е. через момент инерции фигуры относительно оси, проходящей через ее центр тяжести. Так как эти два момента инерции связаны зависимостью

$$J_x = J_0 + \omega y_c^2,$$

то окончательно получим

$$y_d = \frac{J_0 + \omega y_c^2}{\omega y_c} = y_0 + \frac{J_0}{\omega y_c}. \quad (80)$$

Следовательно, центр избыточного гидростатического давления лежит ниже центра тяжести фигуры на величину $\frac{J_0}{\omega y_c}$.

Поясним использование полученных выше зависимостей на примере вертикально установленного прямоугольного плоского шарнирного клапана или затвора, подверженного действию избыточного гидростатического давления (рис. 46). Предположим, что плоский прямоугольный шарнирный клапан высотой H и шириной B поддерживает жидкость, глубина которой перед клапаном также равна H . Для определения избыточной силы давления жидкости на клапан воспользуемся формулой (76)

$$P = \omega \gamma h_c = \frac{BH\gamma H}{2} = \frac{\gamma BH^3}{2}.$$

При определении координаты центра давления будем иметь в виду, что ось Ox , относительно которой находим эту координату, совпадает с уровнем жидкости (вследствие вертикальности направления AC). Тогда

$$\begin{aligned} y_d &= h_c + \frac{J_0}{\omega y_c} = \frac{H}{2} + \frac{BH^3}{12BH} = \\ &= \frac{H}{2} + \frac{H}{6} = \frac{2}{3}H, \end{aligned} \quad (81)$$

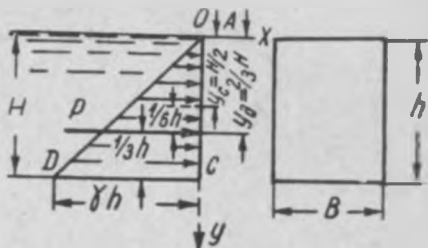


Рис. 46

так как момент инерции для прямоугольной фигуры $J_0 = \frac{BH^3}{12}$.

Таким образом, в прямоугольной плоской фигуре центр давления смещен по отношению к центру тяжести на $H/6$ и находится на глубине $2/3 H$ от уровня жидкости. Полезно отметить также, что избыточная сила, действующая на прямоугольный клапан $P = \frac{\gamma BH^3}{2}$, представляет собой площадь эпюры гидростатического давления $\frac{\gamma H^3}{2}$ (изображена треугольником ODC на рис. 46), умноженную на ширину клапана B . Следовательно, сила P , являющаяся равнодействующей элементарных сил $dP = d\omega \gamma h$, должна проходить в этом случае через центр тяжести эпюры гидростатического давления, т. е. через центр тяжести треугольника, который действительно лежит на расстоянии $2/3$ от его вершины.

Сила давления жидкости на дно сосуда и его стенки. Предположим, что мы имеем три сосуда A , B и C с плоскими днищами (рис. 47). При этом форма сосудов различна, но площадь дна ω и глубина воды H во всех сосудах одинаковы.

Определим силу давления жидкости, действующую на дно сосудов. Согласно зависимости (76), сила давления на плоскую фигуру, которой является дно сосуда, равна площади фигуры,

умноженной на гидростатическое давление в ее центре тяжести. Значит, сила давления на дно каждого сосуда будет соответственно равна:

$$P_A = \omega \gamma H, \quad P_B = \omega \gamma H \quad \text{и} \quad P_C = \omega \gamma H.$$

Таким образом, сила давления на дно сосуда зависит не от его формы, а только от площади дна и глубины жидкости в сосуде.

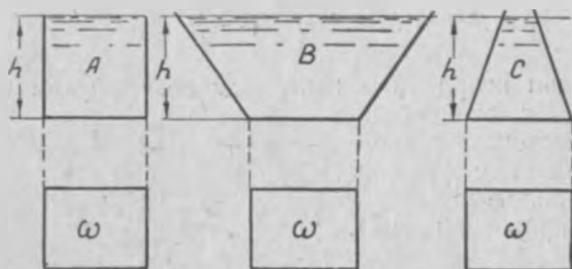


Рис. 47

Это положение носит в гидравлике название «гидростатического парадокса», так как считалось до известной степени парадоксальным равенство сил давлений на дно, например, в сосудах B и C.

Сила давления жидкости на стенки сосуда должна определяться по формуле (76), если стенки являются плоскими. Если же стенки, а также дно сосуда будут криволинейными, то сила давления, действующая на них, должна вычисляться методом, служащим для определения силы давления жидкости на криволинейные поверхности.

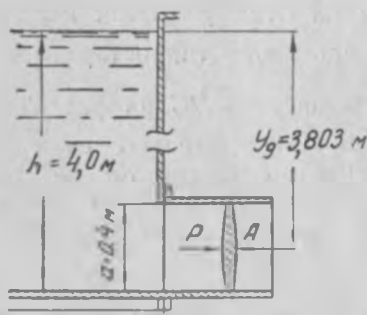


Рис. 48

Пример 10. Для выпуска воды из резервуара у его дна устроен прямоугольный затвор A высотой $a = 0,4$ м и шириной $b = 1,0$ м (рис. 48). Глубина воды в резервуаре $H = 4$ м. Требуется определить силу, передающуюся на

ось затвора, и глубину погружения центра давления.

Сила давления жидкости, действующая на затвор, равна

$$P = \omega \gamma h_c = ab \gamma \left(H - \frac{a}{2} \right) = 0,4 \cdot 1,0 \cdot 1,0 (4,0 - 0,2) = 1,52 \text{ т.}$$

Глубину погружения центра давления найдем по зависимости (80):

$$\begin{aligned} y_A = y_C + \frac{J_B}{\pi b_C} &= h_C + \frac{J_B}{\pi b_C} = \left(H - \frac{a}{2}\right) \frac{\frac{a^3 b}{12}}{ab \left(H - \frac{a}{2}\right)} = \\ &= \left(H - \frac{a}{2}\right) \frac{a^2}{12 \left(H - \frac{a}{2}\right)} = (4,0 - 0,2) + \frac{0,4^2}{12(4,0 - 0,20)} = 3,803 \text{ м.} \end{aligned}$$

§ 15. СИЛА СУММАРНОГО ДАВЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ НА КРИВОЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

В машиностроении часто приходится встречаться как с простыми, так и со сложными криволинейными поверхностями, подверженными гидростатическому давлению. В качестве примера можно привести сферические крышки резервуаров, шаровые клапаны насосов, внутренние криволинейные стенки круглых маслопроводов и трубопроводов, внутренние криволинейные стенки цилиндрических баков и цистерн и т. д.

Если мы при определении силы полного гидростатического давления, действующего на плоские фигуры, по существу производим простое сложение параллельных сил, то при решении аналогичной задачи для криволинейных поверхностей приходится производить сложение сил гидростатического давления, имеющих различные направления. Это обстоятельство значительно усложняет задачу, требуя применения специальных расчетных приемов. Принцип, положенный в основу существующих решений, заключается в определении составляющих силы суммарного гидростатического давления по нескольким направлениям, не лежащим в одной плоскости, с последующим геометрическим сложением этих частных сил. Результат сложения дает величину полной силы давления жидкости на криволинейную поверхность как по величине, так и по направлению. Одновременно графическим путем находится и центр давления для криволинейной поверхности. Обычно достаточно брать два направления: вертикальное и горизонтальное.

Ниже излагается метод определения суммарной силы давления жидкости, действующего на криволинейные поверхности. На рис. 49 представлена криволинейная поверхность фигуры $ABCD$, погруженной в жидкость. Выделим на криволинейной поверхности фигуры $ABCD$ бесконечно малую площадку, центр тяжести которой погружен в жидкость на глубину h (рис. 49). Проведем касательную к площадке $d\omega$ до пересечения с уровнем жидкости в точке O , которую примем за начало координат. При этом ось x расположим в плоскости уровня свободной поверх-

ности, ось z направим вниз, а ось y расположим в горизонтальной плоскости $хоу$.

Избыточное гидростатическое давление в центре тяжести рассматриваемой площадки равно

$$p = \gamma h,$$

а элементарная сила давления, действующая в направлении нормали к этой площадке, определяется зависимостью

$$dP = \gamma h d\omega. \quad (82)$$

Обозначив угол между нормальным направлением элементарной силы dP и осью z через α , разложим эту силу на вертикальную и горизонтальную составляющие dP_z и dP_x . Тогда

$$\begin{aligned} dP_z &= dP \cos \alpha = \gamma h \cos \alpha d\omega; \\ dP_x &= dP \sin \alpha = \gamma h \sin \alpha d\omega. \end{aligned} \quad (83)$$

Выражения $\cos \alpha d\omega$ и $\sin \alpha d\omega$ представляют собой площади проекций бесконечно малой площадки $d\omega$ на горизонтальную и вертикальную плоскости, т. е. на плоскости $хоу$ и $уoz$. Тогда

$$\begin{aligned} dP_z &= \gamma h d\omega_{хоу}; \\ dP_x &= \gamma h d\omega_{уoz}. \end{aligned} \quad (84)$$

Предположим, что вся поверхность фигуры $ABCD$, равная ω , разбита на бесконечно малые площадки $d\omega$, на которые действуют составляющие элементарных сил гидростатического давления dP_z и dP_x . Тогда вертикальные и горизонтальные составляющие полной силы давления определятся путем суммирования элементарных составляющих dP_z и dP_x , т. е.

$$\begin{aligned} P_z &= \int dP_z = \int \gamma h d\omega_{хоу} = \gamma \int \omega_{хоу}; \\ P_x &= \int dP_x = \int \gamma h d\omega_{уoz} = \gamma \int \omega_{уoz}. \end{aligned} \quad (85)$$

Если спроектировать площадку $d\omega$ на поверхность уровня жидкости (рис. 49), то можно установить, что выражение $h d\omega_{хоу}$ представляет собой объем элементарного вертикального цилиндра, основаниями которого являются площадка $d\omega$ и ее проекция $d\omega_{хоу}$, а боковой поверхностью — вертикальные образующие.

Следовательно, интеграл $\int h d\omega_{хоу}$ выражает сумму объемов элементарных цилиндров, из которых состоит объем жидкого тела $ABCD A'B'C'D'$, обозначаемый через $W_{тд}$ и называемый телом давления. Таким образом, тело давления $W_{тд}$ ограничено снизу криволинейной поверхностью $ABCD$, сверху — проекцией $A'B'C'D'$ контура этой фигуры на поверхность жидкости, а с боков — цилиндрической поверхностью, полученной в результате проектирования контура $ABCD$ на горизонтальную поверхность жидкости. Тогда вертикальная составляющая силы дав-

ления, действующей на криволинейную фигуру $ABCD$, будет равна

$$P_z = \gamma \int_{\omega} h d\omega_{xoy} = \gamma W'_{TA}. \quad (86)$$

Таким образом, вертикальная составляющая полной силы давления жидкости, действующей на криволинейную поверхность, равна весу жидкости, заключенной в объеме тела давления.

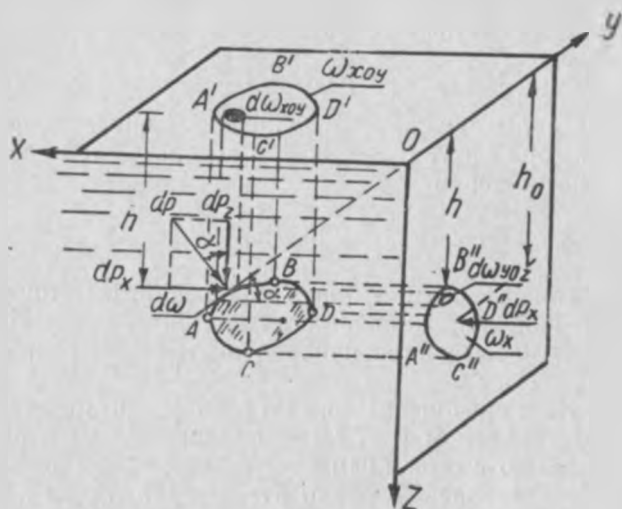


Рис. 49

Спроектировав теперь бесконечно малую площадку $d\omega$, а также всю фигуру $ABCD$ на вертикальную плоскость yoz (рис. 49) и получив соответствующие площадки проекций $d\omega_{yoz}$ и $A''B''C''D''$, можем установить, что интеграл $\int_{\omega} h d\omega_{yoz}$ является статическим моментом площади проекции криволинейной фигуры $ABCD$, обозначаемой нами через ω_x , на вертикальную плоскость yoz относительно оси oy .

Следовательно, горизонтальная составляющая полной силы давления, действующей на криволинейную фигуру $ABCD$, определится зависимостью

$$P_x = \gamma \int_{\omega} h d\omega_{yoz} = \omega_x \gamma h_c, \quad (87)$$

где h_c — глубина погружения центра тяжести площади проекции ω_x в жидкость.

Таким образом, горизонтальная составляющая P_x выражается произведением площади проекции криволинейной фигуры на вертикальную плоскость на гидростатическое давление в

ности, ось z направим вниз, а ось y расположим в горизонтальной плоскости xoy .

Избыточное гидростатическое давление в центре тяжести рассматриваемой площадки равно

$$p = \gamma h,$$

а элементарная сила давления, действующая в направлении нормали к этой площадке, определяется зависимостью

$$dP = \gamma h d\omega. \quad (82)$$

Обозначив угол между нормальным направлением элементарной силы dP и осью z через α , разложим эту силу на вертикальную и горизонтальную составляющие dP_z и dP_x . Тогда

$$\begin{aligned} dP_z &= dP \cos \alpha = \gamma h \cos \alpha d\omega; \\ dP_x &= dP \sin \alpha = \gamma h \sin \alpha d\omega. \end{aligned} \quad (83)$$

Выражения $\cos \alpha d\omega$ и $\sin \alpha d\omega$ представляют собой площади проекций бесконечно малой площадки $d\omega$ на горизонтальную и вертикальную плоскости, т. е. на плоскости xoy и yoz . Тогда

$$\begin{aligned} dP_z &= \gamma h d\omega_{xoy}; \\ dP_x &= \gamma h d\omega_{yoz}. \end{aligned} \quad (84)$$

Предположим, что вся поверхность фигуры $ABCD$, равная ω , разбита на бесконечно малые площадки $d\omega$, на которые действуют составляющие элементарных сил гидростатического давления dP_z и dP_x . Тогда вертикальные и горизонтальные составляющие полной силы давления определятся путем суммирования элементарных составляющих dP_z и dP_x , т. е.

$$\begin{aligned} P_z &= \int_{\omega} dP_z = \int_{\omega} \gamma h d\omega_{xoy} = \gamma \int_{\omega} h d\omega_{xoy}; \\ P_x &= \int_{\omega} dP_x = \int_{\omega} \gamma h d\omega_{yoz} = \gamma \int_{\omega} h d\omega_{yoz}. \end{aligned} \quad (85)$$

Если спроектировать площадку $d\omega$ на поверхность уровня жидкости (рис. 49), то можно установить, что выражение $h d\omega_{xoy}$ представляет собой объем элементарного вертикального цилиндра, основаниями которого являются площадка $d\omega$ и ее проекция $d\omega_{xoy}$, а боковой поверхностью — вертикальные образующие.

Следовательно, интеграл $\int_{\omega} h d\omega_{xoy}$ выражает сумму объемов элементарных цилиндров, из которых состоит объем жидкого тела $ABCD A'B'C'D'$, обозначаемый через $W_{\text{тд}}$ и называемый телом давления. Таким образом, тело давления $W_{\text{тд}}$ ограничено снизу криволинейной поверхностью $ABCD$, сверху — проекцией $A'B'C'D'$ контура этой фигуры на поверхность жидкости, а с боков — цилиндрической поверхностью, полученной в результате проектирования контура $ABCD$ на горизонтальную поверхность жидкости. Тогда вертикальная составляющая силы дав-

ления, действующей на криволинейную фигуру $ABCD$, будет равна

$$P_z = \gamma \int_{\omega} h d\omega_{xoy} = \gamma W'_{\text{тд}}. \quad (86)$$

Таким образом, вертикальная составляющая полной силы давления жидкости, действующей на криволинейную поверхность, равна весу жидкости, заключенной в объеме тела давления.

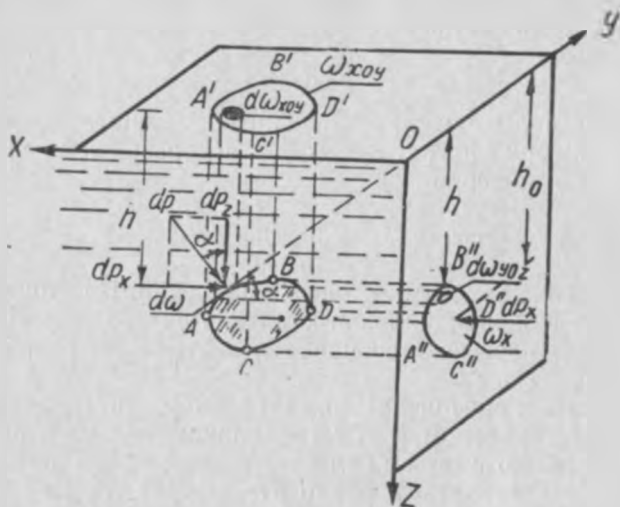


Рис. 49

Спроектировав теперь бесконечно малую площадку $d\omega$, а также всю фигуру $ABCD$ на вертикальную плоскость yoz (рис. 49) и получив соответствующие площадки проекций $d\omega_{yoz}$ и $A''B''C''D''$, можем установить, что интеграл $\int h d\omega_{yoz}$ является статическим моментом площади проекции криволинейной фигуры $ABCD$, обозначаемой нами через ω_x , на вертикальную плоскость yoz относительно оси oy .

Следовательно, горизонтальная составляющая полной силы давления, действующей на криволинейную фигуру $ABCD$, определится зависимостью

$$P_x = \gamma \int_{\omega} h d\omega_{yoz} = \omega_x \gamma h_c, \quad (87)$$

где h_c — глубина погружения центра тяжести площади проекции ω_x в жидкость.

Таким образом, горизонтальная составляющая P_x выражается произведением площади проекции криволинейной фигуры на вертикальную плоскость на гидростатическое давление в

центре тяжести этой площади. Итак, задача сводится к определению площади проекции ω_x и объема тела давления $W_{\text{тд}}$.

Для простых фигур указанные определения иногда можно выполнять аналитическим путем, а для фигур с более сложными очертаниями приходится прибегать к графическим построениям. С целью определения полной силы давления жидкости, под воздействием которой находится криволинейная поверхность, произведем геометрическое сложение ее вертикальной и горизонтальной составляющих:

$$P = \sqrt{P_z^2 + P_x^2}. \quad (88)$$

Направление силы суммарного давления P определяется углом ее наклона к горизонту, т. е. углом α , который может быть установлен из соотношений

$$\cos \alpha = \frac{P_z}{P} \text{ или } \sin \alpha = \frac{P_x}{P}. \quad (89)$$

В заключение отметим, что центр давления, т. е. точка приложения силы давления жидкости, находится графическим путем как точка, где пересекается направление силы P с криволинейной поверхностью.

Пример 11. Горизонтальная металлическая цистерна круглого сечения диаметром $D = 2,6$ м, длиной $l = 9,6$ м полностью заполнена нефтью с объемным весом $\gamma_{\text{нефт}} = 900$ кг/м³. Давление на поверхности нефти равно атмосферному (рис. 50). Требуется определить силу давления нефти на половину внутренней криволинейной поверхности цистерны adc , а также силу суммарного давления жидкости на эту поверхность.

На половину внутренней поверхности цистерны действует горизонтальная составляющая силы суммарного давления, равная, согласно зависимости (87):

$$\begin{aligned} P_x &= \omega_x \gamma_{\text{нефт}} h_c = l D \gamma_{\text{нефт}} \frac{D}{2} = l \gamma_{\text{нефт}} \frac{D^2}{2} = \\ &= 9,6 \cdot 900 \cdot \frac{2,6^2}{2} = 29\,200 \text{ кг} = 29,2 \text{ т}. \end{aligned}$$

Для определения суммарной силы давления жидкости необходимо предварительно установить ее вертикальную составляющую P_z по уравнению (86):

$$P_z = \gamma W_{\text{тд}} = \gamma_{\text{нефт}} \frac{l \pi D^3}{8} = 900 \cdot 9,6 \frac{3,14 \cdot 2,6^3}{8} = 22\,900 \text{ кг} = 22,9 \text{ т}.$$

Тогда сила суммарного давления нефти, действующего на половину внутренней поверхности цистерны, может быть найдена по уравнению (88):

$$P = \sqrt{P_z^2 + P_x^2} = \sqrt{22,9^2 + 29,2^2} = 37,11 \text{ т}.$$

Направление действия этой силы определится углом ее наклона к горизонту α по зависимости (89):

$$\sin \alpha = \frac{P_z}{P} = \frac{22,9}{37,11} \approx 0,61,$$

т. е. $\alpha = 37^\circ 30'$.

При нахождении положения центра давления надо иметь в виду, что вертикальная составляющая суммарного гидростатического давления P_z , равная весу тела давления, приложена

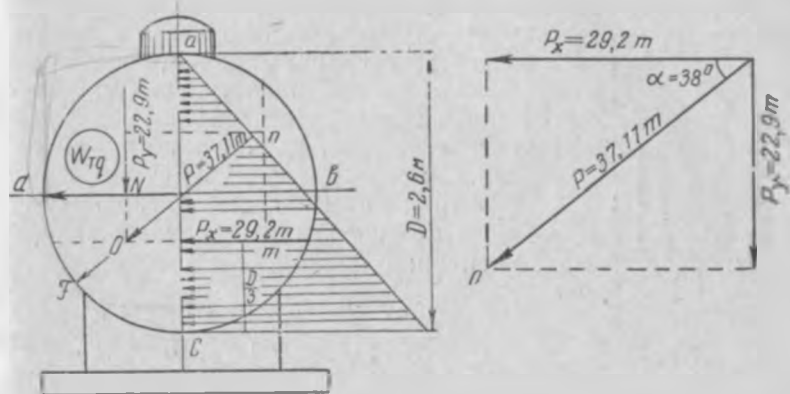


Рис. 50

в центре тяжести тела давления (точка N на рис. 50), а горизонтальная составляющая P_x — на $1/3$ глубины жидкости от дна (точка M на рис. 50). Для определения направления силы суммарного давления P произведем геометрическое сложение сил P_x и P_y , для чего из точки O , где пересекаются направления этих сил, построим треугольник Onm (рис. 50). Продолжив направление силы P до пересечения с криволинейной поверхностью adc , устанавливаем, что искомый нами центр давления будет находиться в точке F .

§ 16. ЗАКОН АРХИМЕДА. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЛАВАНИЯ ТЕЛ

Предположим, что вертикальный цилиндр, имеющий высоту H , площадь основания ω и объем V , погружен в жидкость (рис. 51). При этом верхнее основание цилиндра погружено на глубину h_1 , а нижнее — на глубину h_2 . Рассматриваемый цилиндр будет находиться под действием следующих сил гидростатического давления:

- 1) силы P_1 , действующей на верхнее основание цилиндра;
- 2) силы P_2 , действующей на нижнее основание цилиндра;

3) сил гидростатического давления, действующих со всех сторон на вертикальную поверхность цилиндра и направленных нормально к его вертикальной оси. (Последние будут между собой уравниваться, так как они равны по величине и направлены в противоположные стороны.)

Сила P_1 , нормальная к верхнему основанию цилиндра и равная $P_1 = \omega \gamma h_1$, будет направлена сверху вниз. Сила P_2 , нормальная к нижнему основанию цилиндра и равная $P_2 = \omega \gamma h_2$, будет действовать снизу вверх. Очевидно, что сила P_1 будет стремиться погрузить тело в жидкость, а сила P_2 , наоборот, — вытолкнуть тело из жидкости. Так как $P_2 > P_1$, то сила гидростатического давления, действующая на тело, погруженное в жидкость, будет стремиться вытолкнуть его из жидкости. Разность сил P_2 и P_1 называется поддерживающей силой:

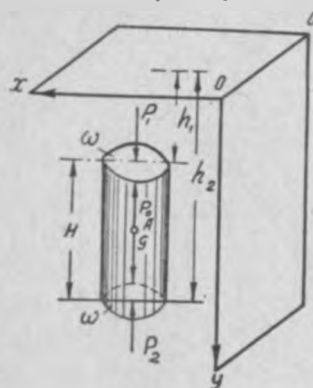


Рис. 51

$$P_n = P_2 - P_1 = \omega \gamma h_2 - \omega \gamma h_1 = \omega \gamma (h_2 - h_1) = \gamma \omega H = \gamma V, \quad (90)$$

где $V = \omega H$ — объем тела, погруженного в жидкость. Следовательно, поддерживающая сила, действующая на тело, погруженное в жидкость, равна весу объема жидкости, вытесненного телом.

Это положение и является законом Архимеда. Применительно к теории плавания тел закон Архимеда может быть сформулирован следующим образом.

Тело, погруженное в жидкость, находится под действием поддерживающей силы гидростатического давления, направленной снизу вверх и равной весу объема жидкости, вытесненного телом.

Поддерживающая сила P_n , являющаяся равнодействующей элементарных поддерживающих сил, приложена в центре тяжести вытесненного объема жидкости, который называется центром водоизмещения. Центр водоизмещения в общем случае не совпадает с центром тяжести плавающего тела.

Основы теории плавания тел

В теории плавания тел в качестве первых задач определяются *плавучесть и остойчивость тел*. Плавучестью тела называется способность тела плавать в полупогруженном состоянии. Остойчивостью называется способность плавающего тела при отклонении в заданных пределах от положения равновесия возвра-

щаться в это положение после прекращения действия отклоняющих сил.

Плаваемость тел. Обозначим вес тела через G . В зависимости от соотношения поддерживающей силы P_n и веса тела G возможны следующие состояния тела, погруженного в жидкость:

- 1) $G > P_n$ — тело тонет;
- 2) $G < P_n$ — тело всплывает;
- 3) $G = P_n$ — тело плавает в погруженном состоянии.

Установим необходимые условия равновесия плавающего тела на примере плавающего тела в погруженном состоянии (третий случай). В этом случае для равновесия тела, кроме соблюдения основного условия $G = P_n$, необходимо также, чтобы центр тяжести тела и центр водоизмещения лежали на одной вертикали. В противном случае возникает пара сил (рис. 52, б), которая приводит тело во вращение.

Рассмотрим случай плавания тел в полупогруженном состоянии. Этот случай особенно важен для практики. Если поддерживающая сила P_n больше веса тела G , то тело начнет всплывать.

После того как часть тела поднимется из жидкости, поддерживающая сила уменьшится, так как уменьшится объем жидкости, вытесняемой телом. В тот момент, когда уменьшенная поддерживающая сила равна весу тела, т. е. соблюдено равенство $G = P_n$, вытеснение тела из жидкости прекращается и тело плавает в полупогруженном состоянии.

Так как $P' = \gamma V$, то для обеспечения плавания необходимо соблюдение условия

$$G = \gamma V. \quad (91)$$

Остойчивость плавающих тел

К плавающему телу могут прикладываться дополнительно внешние силы, под воздействием которых возможны отклонения тела от положения равновесия (ветер, неравномерная нагрузка и т. д.). В связи с этим анализируем вопрос об остойчивости равновесия, т. е. об остойчивости тела, например, для случая полностью погруженного в жидкость тела.

1. Если центр тяжести A расположен ниже центра водоизмещения B (рис. 52, а), то тело будет стремиться возвратиться

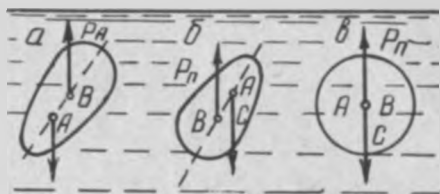


Рис. 52

имеет место состояние безразличного равновесия, не обеспечивающее остойчивость.

Изложенные положения об остойчивости плавающих тел могут быть представлены аналитически с помощью метацентрической высоты h_m :

- 1) $h_m > 0$ — положение судна остойчиво;
- 2) $h_m < 0$ — положение судна нестойчиво;
- 3) $h_m = 0$ — безразличное нестойчивое состояние равновесия.

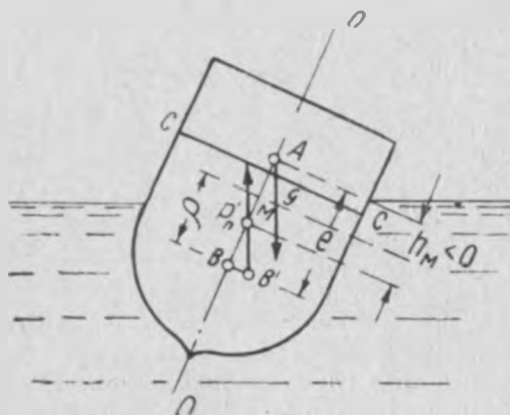


Рис. 55

При этом чем больше величина метацентрической высоты, тем больше стремление плавающего тела вернуться в первоначальное положение равновесия ($h_m > 0$) или, наоборот, уклониться от него ($h_m < 0$). Практически суда строятся с метацентрической высотой от 0,3 до 1,5 м в зависимости от их типа и размеров. Остойчивость судна может характеризоваться также величиной метацентрического радиуса ρ . Если через e обозначить расстояние между центром тяжести судна A и центром водоизмещения B (рис. 53, 54 и 55), то для обеспечения остойчивого положения судна необходимо соблюдение следующего условия:

$$\rho - e > 0. \quad (93)$$

В теории плавания тел величина метацентрического радиуса определяется по следующей формуле (для кренов менее 15°):

$$\rho = \frac{I}{W}. \quad (94)$$

где I — момент инерции площади грузовой ватерлинии относительно горизонтальной продольной оси, проходящей через центр тяжести этой площади;

W — водоизмещение судна (объем части судна, погруженной в воду).

Пользуясь понятием метацентрического радиуса, метацентрическую высоту h_m можно представить следующим образом:

$$h_m = \rho \pm e = \frac{I}{W} \pm e. \quad (95)$$

Следовательно, для придания судну заданного водоизмещения большей остойчивости необходимо увеличить момент инерции плоскости плавания. Это условие приводит, например, к устройству поплавков для повышения остойчивости гидросамолетов.

Пример 12. Прямолинейный понтон весом $G_1 = 4000$ кг имеет следующие размеры: длина равна 8,0 м, ширина $C = 4,0$ м, высота $H = 1,0$ м (рис. 56). Центр тяжести понтона расположен на высоте $h_1 = 0,45$ м от дна понтона. Определить предельную грузоподъемность понтона G_2 при высоте бортов над уровнем воды 0,20 м, а также метацентрический радиус ρ , обеспечивающий остойчивость понтона.

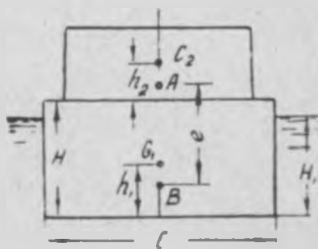


Рис. 56

Предельная грузоподъемность понтона равна разности между весом вытесненного погруженной частью понтона объема воды и весом понтона:

$$G_2 = \gamma H_1 LB - G_1 = 1(1 - 0,2) 8 \cdot 4 - 4 = 21,6 \text{ т.}$$

Понтон с грузом G_2 будет остойчив, если метацентрический радиус ρ больше расстояния e между центром тяжести A понтона с грузом и центром водоизмещения:

$$\rho - e > 0.$$

Предположим, что в результате выполненных расчетов для предельной грузоподъемности в 21,6 т расстояние между центром тяжести груженого понтона и центром его водоизмещения $e = 1,05$ м. Примем для запаса, что $\rho = 1,3e$. Тогда

$$\rho = \frac{I}{W} = \frac{LC^3}{12LH_1} = \frac{C^3}{12H_1} = \frac{4^3}{12 \cdot 0,8} = 1,67 \text{ м.}$$

По принятому выше условию метацентрический радиус должен быть равен

$$\rho = 1,3e = 1,3 \cdot 1,05 = 1,365 \text{ м.}$$

Так как $1,67 > 1,365$, остойчивость понтона обеспечена.

Пример 13. Регулирование подачи бензина в карбюратор мотора автомобиля производится с помощью поплавка, соединенного с рычагом, укрепленным на шарнире. При переполнении поплавковой камеры горячим поплавком поворачивает рычаг, благодаря чему игла перекрывает доступ горючего. Опре-

делить диаметр поплавка, исходя из условия, что в камере поддерживается постоянный уровень бензина и поплавков в момент прекращения доступа бензина погружен наполовину.

При этом (рис. 57) $a = 50$ мм; $b = 15$ мм; $d = 5$ мм; вес поплавка $G = 20$ г; вес иглы $Q = 10$ г; $\gamma_6 = 700$ кг/м³; избыточное давление бензина на иглу $p = 0,4$ ат. Весом рычага можно пренебречь.

Обозначив поддерживающую силу поплавка через P_n и силу давления бензина на иглу через P , составим уравнение равновесия относительно шарнира рычага:

$$(P_n - G)a - (Q + P)b = 0.$$

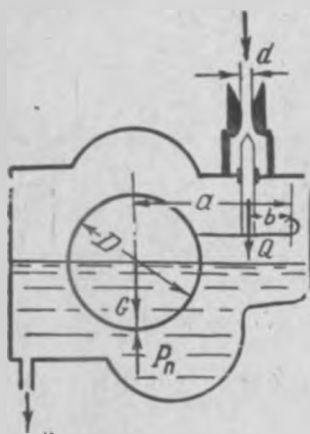
Отсюда

$$P_n = (Q + P) \frac{b}{a} + G;$$

$$P = p \frac{\pi d^2}{4} = 0,4 \frac{3,14 \cdot 0,5^2}{4} = 0,785 \text{ кг} = 785 \text{ г};$$

$$P_n = (10 + 785) \cdot \frac{15}{50} + 20 = 258,5 \text{ г}.$$

С другой стороны, подъемная сила P_n может быть определена по зависимости (91): $P_n = \frac{\pi D^3}{12} \gamma_6$.



К жиклеру

Рис. 57

Отсюда

$$D = \sqrt[3]{\frac{12 P_n}{\pi \gamma_6}} = \sqrt[3]{\frac{12 \cdot 258,5}{3,14 \cdot 0,70}} = 5,2 \text{ см}.$$

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ГИДРОДИНАМИКИ

§ 17. КЛАССИФИКАЦИЯ ДВИЖЕНИЙ

Основной задачей гидродинамики как части гидравлики является изучение законов движения жидкости. Так же как и в гидростатике, в гидродинамике широко используется понятие об «идеальной» жидкости. Решения, полученные для «идеальной» жидкости, применяются и к «реальной» с внесением необходимых поправок на ее свойства и в первую очередь — на вязкость, а также на сжимаемость. Исследования в области гидродинамики заключаются преимущественно в нахождении основных величин, характеризующих движение: скоростей течения и давлений, возникающих в движущейся жидкости.

Движение жидкости определяется скоростями движения частиц в отдельных точках потока жидкости, давлениями, возникающими на различных глубинах, глубинами, а также общей формой потока. При этом глубины потока жидкости, скорости, ускорения и давления в точках потока зависят от положения точек, определяемого координатами x, y, z . Следовательно, указанные величины являются функциями координат. Кроме того, величины, характеризующие движение жидкости, могут изменяться и во времени, являясь также функцией времени t . В связи с этим различают два вида движения: установившееся и неуставившееся.

Установившимся движением называется такой вид движения, при котором скорости, ускорения, давления, глубины не меняются с течением времени, а зависят только от положения в потоке жидкости рассматриваемой точки, являясь функцией координат:

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

Здесь u — скорость движения жидкости; p — гидродинамическое давление в рассматриваемой точке; h — глубина потока.

Неустановившимся движением называется такой вид движения, при котором все перечисленные выше компоненты являются функцией не только координат, но и времени:

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

Приведенные виды движения проиллюстрируем на примере вытекания жидкости из резервуара. Предположим, что в резервуаре имеется кран для выпуска воды. Подвод воды к резервуару осуществляется водопроводной трубой, оборудованной задвижкой. Если одновременно открыть выпускной кран и задвижку в трубе и отрегулировать их положение так, чтобы количество вытекающей воды было равно количеству поступающей воды, то мы будем наблюдать в резервуаре установившееся движение. Действительно, глубина воды в резервуаре H будет постоянной, не изменяющейся с течением времени; поэтому в любой точке жидкости гидродинамическое давление p , глубина погружения h рассматриваемой точки и скорость также не будут меняться с течением времени.

Закроем задвижку водопроводной трубы, а впускной кран оставим открытым. Резервуар будет опоражняться. При этом мы будем наблюдать неуставившееся движение жидкости. На самом деле глубина воды в резервуаре H с течением времени уменьшается. В связи с этим уменьшаются глубина h погружения рассматриваемой точки в жидкость, давление и скорость течения в этой точке. В результате наступит момент, когда резервуар опорожнится и все компоненты движения (u, p, h) будут равны нулю.

Установившееся движение разделяется на равномерное и неравномерное. Равномерным движением называется такой вид установившегося движения, при котором все компоненты движения — скорость, давление, форма русла, глубина — не меняются по длине (ось x) потока. В частности, поперечное сечение потока при равномерном движении постоянно по длине.

Примером равномерного движения может служить движение в канале правильной формы с постоянной глубиной наполнения (рис. 58).

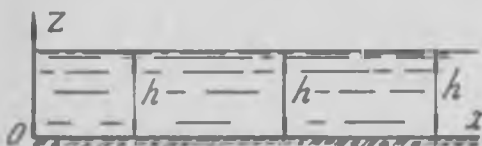


Рис. 58

Движение потока с постоянной скоростью в цилиндрической трубе постоянного сечения будет также равномерным. Неравномерное движение можно наблюдать в конической трубе, в которой по длине меняются поперечные сечения потока и, следовательно, скорости (рис. 59), давления и глубины.

В зависимости от причин и общих условий, при которых происходит движение, различают напорное и безнапорное движение. Напорным движением называют движение жидкости в потоке без свободной поверхности; оно обычно наблюдается в закрытых трубопроводах или иных гидравлических системах.

При напорном движении жидкость полностью заполняет поперечное сечение, образуемое ограничивающими поток твердыми стенками. Напорное движение происходит в силу наличия разности напоров по длине потока, создаваемой, например, водонапорной башней, питающим баком самотечной топливной системы, насосом, включенным в сеть, и т. д.

Движение, когда поток не со всех сторон ограничен твердыми стенками, а имеет свободную поверхность, называется безнапорным, или движением со свободной поверхностью. В большинстве случаев свободная поверхность соприкасается с атмосферой, а потому при безнапорном движении давление на поверхности потока почти всегда равно атмосферному. Причиной безнапорного движения является действие силы тяжести.

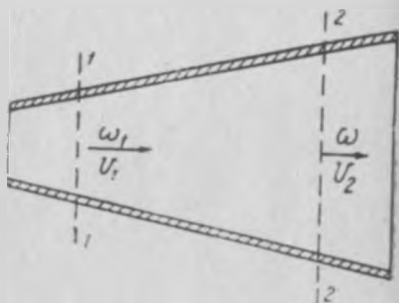


Рис. 59

На рис. 60 показан бензопровод, соединяющий бензобак с поплавковой камерой карбюратора. Движение жидкости в таком бензопроводе напорное. Примером безнапорного движения

является движение воды по каналу (рис. 58), движение воды в трубе, когда труба не полностью заполнена водой, и т. д.

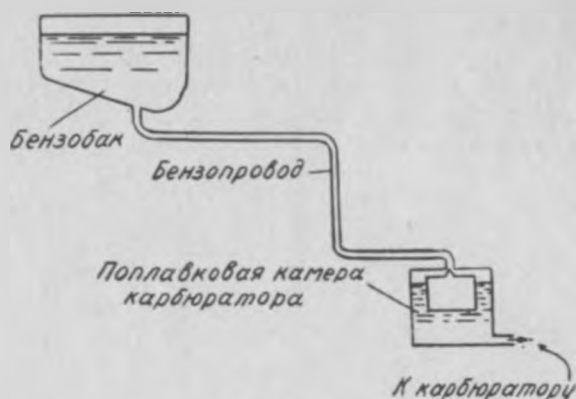


Рис. 60

§ 18. ПОНЯТИЕ О СТРУЙЧАТОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ

При решении многих задач практической гидродинамики делается предположение о том, что поток движущейся жидкости состоит из отдельных элементарных струек, не меняющих своей формы. Таким образом, поток мысленно разбивается на ряд элементарных струек-трубок, как это схематически показано на рис. 61, и будет рассматриваться нами как совокупность движущихся элементарных струек. Дадим определение понятию элементарной струйки и приведем ее свойства.



Рис. 61

Рассмотрим поток жидкости, находящийся в установившемся движении (рис 62). Возьмем в этом потоке точку 1 и построим в ней вектор скорости u_1 , выражающий ее по величине и направлению. На этом векторе возьмем точку 2 на бесконечно малом расстоянии ds_1 от точки 1. В точке 2 построим вектор скорости u_2 , на котором возьмем точку 3 на бесконечно малом расстоянии ds_2 от точки 2 и т. д. Если мы расстояния между точками ds_1 , ds_2 и т. д. будем уменьшать до нуля, то вместо ломаной линии 1—2—3—4—5—6—7—8 в пределе получим кривую, начинающуюся в точке 1 и называемую линией тока. *Линией тока называется линия, в каждой точке которой в данное мгновение вектор скорости жидкости совпадает с направлением касательной к этой линии.* При установившемся движении ли-

нии тока совпадают с траекториями частиц жидкости. При этом частица жидкости перемещается по линии тока. Поэтому в установившемся движении линии тока совпадают с траекториями движущихся частиц.

Построим вокруг точки 1 замкнутый контур, образующий бесконечно малую площадку $d\omega$, а через все точки контура проведем линии тока (рис. 63). Мы получим так называемую трубку тока. Если через все точки бесконечно малой площадки

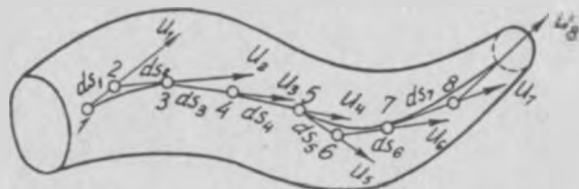


Рис. 62

$d\omega$ мы проведем линии тока, то получим элементарную струйку, заполненную «пучком» линий тока.

На основании всего изложенного принимается, что элементарная струйка обладает следующими свойствами:

1. Форма элементарной струйки остается неизменной с течением времени, так как вид линий тока, из которых состоит струйка, в установившемся движении во времени не меняется.

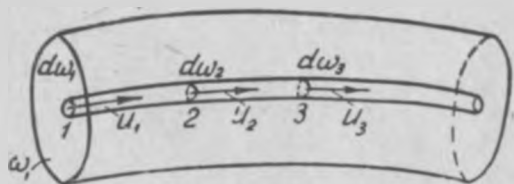


Рис. 63

2. Поверхность элементарной струйки, образованная линиями тока, является как бы непроницаемой для частиц жидкости, движущихся в соседних струйках. Частицы жидкости из соседних струек, скользя по поверхности струйки, не могут проникать внутрь нее.

3. Вследствие малости поперечного сечения элементарной струйки скорости во всех точках ее поперечного сечения являются одинаковыми.

Поток жидкости, состоящий из элементарных струек, обладающих перечисленными выше свойствами, иногда называют

«струйной моделью движения жидкости». Такой поток может быть, например, представлен движением жидкости в модели, состоящей из трубы, заполненной тонкими стеклянными трубками.

§ 19. ЖИВОЕ СЕЧЕНИЕ И РАСХОД ЖИДКОСТИ

Понятия о живом сечении и расходе жидкости рассмотрим применительно к элементарной струйке.

Живым сечением называют поверхность в пределах потока жидкости, которая нормальна в каждой своей точке к соответствующей осредненной скорости в этой точке. Живым сечением элементарной струйки называется элементарно малая площадка $d\omega$, являющаяся площадью поперечного сечения струйки, нормальной к линиям тока (рис. 63).

Расходом элементарной струйки, или элементарным расходом, называется объемное количество жидкости, проходящее в единицу времени через живое сечение элементарной струйки.

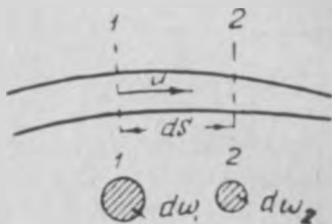


Рис. 64

Покажем, что расход элементарной струйки dQ равен площади живого сечения струйки $d\omega$, умноженной на скорость движения частиц в рассматриваемом сечении струйки: $dQ = d\omega u$. Предположим, что в сечении 1—1 (рис. 64) скорость движения частиц жидкости — u . Данная скорость одинакова для всех частиц жидкости, движущихся через сечение 1—1 (3-е свойство элементарной струйки). Тогда через некоторый элемент времени dt частицы жидкости, находящиеся в сечении 1—1, двигаясь со скоростью u , переместятся в сечение 2—2, совершив путь ds .

Следовательно, за время dt через живое сечение элементарной струйки $d\omega$ пройдет количество жидкости, равное объему цилиндра $d\omega ds$. Если наши расчеты относить к единице времени (обычно к 1 сек), то получим выражение для элементарного расхода

$$dQ = d\omega ds = d\omega u, \quad (96)$$

так как скорость $u = \frac{ds}{dt}$ при $dt = 1$ равна $u = ds$ (скорость — это путь, совершенный в единицу времени).

Выше было сказано, что поток движущейся жидкости рассматривается как совокупность движущихся элементарных струек. Поэтому, сложив живые сечения элементарных струек, получим живое сечение целого потока жидкости, обозначаемое ω :

$$\omega = \int d\omega. \quad (97)$$

я движением жидкости называется дви-
я очень малым углом расхождения
его струек (линий токов) и весьма не-
значительной их кривизной. Очевидно,
что в условиях плавно изменяющегося
движения в качестве живого сечения
целого потока может быть принята
плоскость, нормальная к направлению
движения, которая будет весьма мало
отличаться от живого сечения в стро-
гом смысле.

В результате получим эпюру скоростей, показывающую характер их изменения по глубине. Эпюры скоростей в общем случае ограничиваются кривой, по форме близкой к параболе. Средней скоростью, которая обычно обозначается буквой v , здесь является основание прямоугольника $AEFD$, равновеликого эпюре скоростей $ABCD$ (рис. 66).

Расходом жидкости в рассматриваемом сечении называется объем жидкости, проходящий в единицу времени через живое сечение потока. Расход потока Q равен сумме расходов элемен-

Итак, при установившемся движении произведение площади живого сечения потока на среднюю скорость есть величина постоянная, причем средние скорости потока обратно пропорциональны площадям соответствующих живых сечений. Расход жидкости во всех сечениях потока одинаков.

§ 22. ДВА РЕЖИМА ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

В природе существует два режима движения жидкости: ламинарный и турбулентный. При ламинарном режиме поток

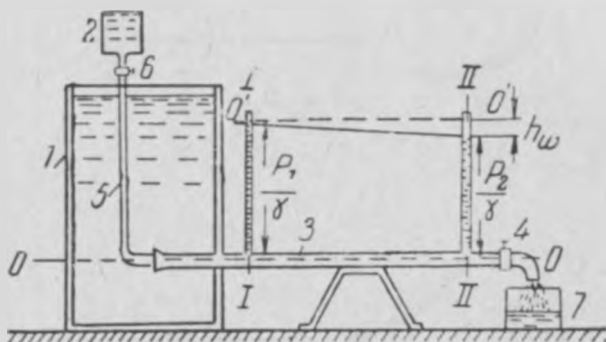


Рис. 70

жидкости движется отдельными струйками или слоями, и траектории отдельных частиц между собой не пересекаются. При турбулентном режиме движения струйчатость потока нарушается, все струйки перемешиваются, и траектории движущихся частиц приобретают весьма сложную форму, пересекаясь между собой.

В 1883 г. английский физик Осборн Рейнольдс опубликовал результаты своих экспериментальных исследований, весьма наглядно иллюстрирующих существование в природе двух указанных режимов движения жидкости.

О. Рейнольдс выполнил свои исследования на специальном приборе, принципиальная схема которого до настоящего времени используется для демонстраций режимов движения. Такой прибор, представленный на рис. 70, состоит из большого бака 1, заполняемого исследуемой жидкостью, и небольшого бачка 2, в который наливается красящее вещество. Из бака 1 выходит круглая стеклянная трубка 3 постоянного диаметра d . Трубка 3 имеет на конце кран 4, позволяющий регулировать расход жидкости через трубку 3. Измерение расхода жидкости осуществляется с помощью мерного сосуда 7. Трубка 3 для обеспечения

плавного входа жидкости в нее имеет входную воронку, к которой из бачка 2 подведена тонкая трубка 5, имеющая сверху кран 6. Через трубку 5 поступает красящее вещество из бачка 2 во входную воронку трубки 3 и происходит подкрашивание жидкости во время опыта.

Опыт обычно начинается с малых скоростей. Для этого крану 4 дают самое малое открытие и одновременно пускают кра-

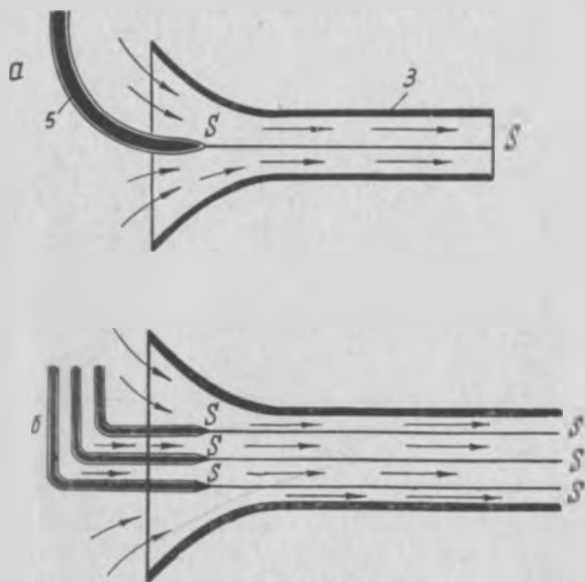


Рис. 71

сящее вещество через трубку 5. При этом в трубке 3 мы увидим окрашенную струйку $S-S$ (рис. 71, а), которая четко выделяется в движущемся потоке. Вся остальная масса жидкости окрашиваться не будет. Если пустить краску в нескольких точках входной воронки, то мы получим несколько окрашенных струек, не пересекающихся между собой, как показано на рис. 71, б. Следовательно, частицы жидкости, движущейся в струйке $S-S$, не перемешиваются с частицами соседних струек, и в рассматриваемом случае мы имеем струйчатое движение. Режим движения, соответствующий струйчатому движению вязкой жидкости, называется ламинарным.

Продолжая опыт, дадим крану 4 большие открытия и получим тем самым большие средние скорости в стеклянной трубке. При этом до известного предела характер окрашенной струйки изменяться не будет. Однако по мере увеличения средней

скорости струйка начнет искривляться, приобретая волнистый характер с местными разрывами.

Наконец, наступает момент, когда струйка совершенно исчезнет и вся масса жидкости в стеклянной трубке 3 окажется окрашенной, правда, в более бледный цвет, чем до этого была окрашена отдельная струйка. В данном случае происходит нарушение струйчатого движения, и ламинарный режим переходит в турбулентный. Турбулентный режим, схема которого показана на рис. 72, характеризуется интенсивным перемешиванием потока жидкости в результате движения частиц по весьма сложным траекториям; частицы сталкиваются между собой, перемещаются поперек потока, совершая весьма сложные пути при своем общем движении вперед.

Опыт, схему которого мы описали, демонстрирует переход ламинарного режима движения в турбулентный при достижении определенной средней скорости. Данный опыт можно провести и в обратном направлении, а именно: начинать наблюдение с больших средних скоростей и постепенно уменьшать их. При этом вначале вся масса жидкости будет окрашенной и мы будем наблюдать турбулентный режим. По мере уменьшения скорости начнет появляться колеблющаяся волнообразная окрашенная струйка, которая затем примет устойчивую форму, соответствующую ламинарному режиму.

Однако необходимо отметить, что процесс перехода одного режима движения в другой не является полностью обратимым: ламинарный режим переходит в турбулентный при значительно больших скоростях, чем те, при которых турбулентный режим переходит в ламинарный. Иначе говоря, для «успокоения» турбулентного режима движения требуется достижение меньших скоростей по сравнению с теми, которые выводят поток из ламинарного режима в турбулентный.

Ламинарный режим наблюдается преимущественно при движении вязких жидкостей (нефти, битума, смазочных масел, мазута и т. д.), а также воды через тонкие капиллярные трубки.

Очень часто приходится сталкиваться и с турбулентным режимом. Так, например, движение воды в водопроводных трубах, в разного рода напорных водоводах, в каналах, реках и т. д. при обычно встречающихся на практике скоростях течения почти всегда характеризуется турбулентным режимом.

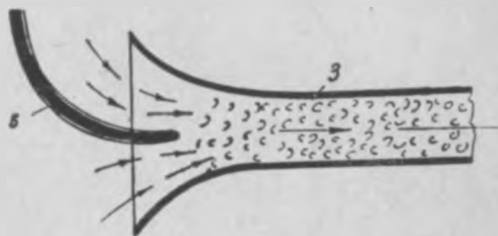


Рис. 72

§ 23. ЧИСЛО РЕЙНОЛЬДСА И КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ

На основании анализа результатов опытных исследований и анализа размерностей О. Рейнольдс предложил безразмерный критерий

$$Re = \frac{vd}{\nu}, \quad (104)$$

называемый числом Рейнольдса, где

v — средняя скорость;

d — диаметр трубы;

ν — кинематический коэффициент вязкости жидкости.

Число Рейнольдса является условием динамического подобия движущихся потоков жид-

кости, находящихся преимущественно под действием сил внутреннего трения, и служит для характеристики потока независимо от рода движущейся жидкости. Оно широко применяется в гидравлике, в частности, служит для характеристики режима движения жидкости.

В результате экспериментов установлено, что при заданном диаметре трубки d и коэффициенте кинематической вязкости один режим переходит в другой при совершенно определенной средней скорости движения потока. Скорость, при которой происходит смена режимов движения, называется критической. Различают две критические скорости: верхнюю $v_{кр. в}$ и нижнюю $v_{кр. н}$.

При верхней критической ско-

рости ламинарный режим движения переходит в турбулентный; при нижней — турбулентный режим переходит в ламинарный. При этом всегда $v_{кр. в} > v_{кр. н}$. Представим результаты опытов Рейнольдса схематически в виде логарифмического графика, устанавливающего связь между потерями энергии h_w и скоростью v (рис. 73), где потери энергии h_w определяются как разность показаний пьезометров, установленных в I—I и II—II сечениях трубы (рис. 70).

Из рассмотрения графика можно сделать следующие выводы. В области начальной части кривой AB обязателен ламина-

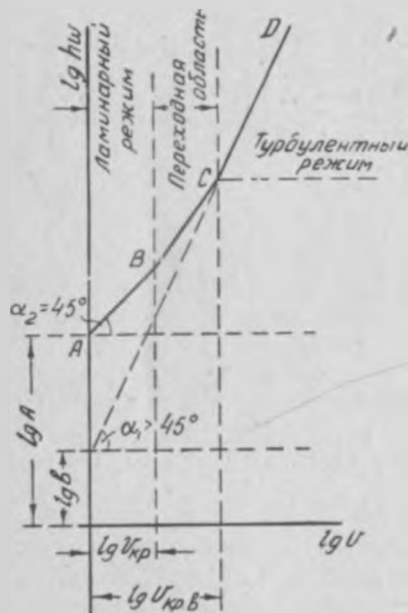


Рис. 73

нарный режим, в области конечной кривой CD — турбулентный режим, наконец, в области BC возможны оба режима движения, в зависимости от характера изменения скоростей (увеличение или уменьшение их). Однако режим движения в области BC является неустойчивым и легко нарушается под влиянием самых незначительных причин. Особенно неустойчив ламинарный режим.

Кроме того, как следует из опытов Никурадзе, в этой области на отдельных участках трубы возникают зоны турбулентного режима, которые разрастаются, а затем исчезают и снова появляются. Такую область иногда называют зоной переменной турбулентности. Область неустойчивого режима называется переходной областью между двумя режимами.

Опытным путем установлено, что значения критических скоростей зависят от ряда факторов, а именно: от вязкости жидкости, ее плотности и диаметра трубки d .

Для определения значения критической скорости Рейнольдс предложил следующую формулу:

$$v_{кр} = \frac{v_{Re_{кр}}}{d}, \quad (105)$$

где d — диаметр трубки;

v — кинематический коэффициент вязкости;

$Re_{кр}$ — критическое число Рейнольдса, постоянное для всех жидкостей и соответствующее критической скорости.

Следовательно, критическая скорость прямо пропорциональна вязкости жидкости и обратно пропорциональна диаметру трубки. Поэтому чем меньше диаметр трубки, тем больше критическая скорость и тем дольше сохраняется ламинарный режим.

Формула (105) часто записывается в таком виде:

$$Re_{кр} = \frac{v_{кр} d}{v}. \quad (106)$$

Значительный интерес представляет установление верхнего и нижнего критических чисел Рейнольдса $Re_{кр.в}$ и $Re_{кр.н}$, соответствующих верхним и нижним критическим скоростям.

В результате многочисленных опытов установлено, что значения критических чисел Рейнольдса в большой мере зависят от условий проведения эксперимента. Более или менее устойчивым значением обладает нижнее критическое число Рейнольдса $Re_{кр.н}$, которое для труб может быть принято равным около

$$Re_{кр.н} \cong 2300.$$

Следовательно,

$$v_{кр.н} = \frac{Re_{кр.н} v}{d} = \frac{2300 v}{d}. \quad (107)$$

Преобразуем формулу (107), для чего вместо диаметра трубки введем так называемый гидравлический радиус R (подроб-

нее см. далее), представляющий собой отношение площади живого сечения ω к смоченному периметру χ :

$$R = \frac{\omega}{\chi}.$$

Для круглой трубы гидравлический радиус равен

$$R = \frac{\pi d^2}{4\pi d} = \frac{d}{4},$$

или

$$d = 4R.$$

Подставим это значение в формулу (107):

$$v_{кр. п} = \frac{2320v}{4R} = \frac{58v}{R}. \quad (108)$$

Как следует из приведенного выше, опыты на приборе Рейнольдса позволяют установить связь между потерями энергии и скоростями движения жидкости в трубке, т. е. экспериментальным путем получить зависимость $h_w = f(v)$. При этом эксперимент производится следующим образом: для ряда значений скорости движения жидкости в трубке измеряются показания пьезометров $\frac{p_1}{\gamma}$ и $\frac{p_2}{\gamma}$. Согласно полученным данным, строится график $\lg h_w = f(\lg v)$ (рис. 73), представляющий собою ломаную линию. Анализ его позволяет сделать такие выводы: в области ламинарного режима движения (прямая AB) существует линейная связь между потерей энергии и скоростью движения, так как угол $\alpha_2 = 45^\circ$:

$$h_w = Av, \quad (109)$$

где A — угловой коэффициент прямой AB .

В области турбулентного режима движения (прямая CD) зависимость между скоростью и потерями энергии графически изображается прямой, наклоненной к горизонту под углом $\alpha_1 > 45^\circ$. Аналитически данная зависимость приводится к соотношению

$$h_w = Bv^n, \quad (110)$$

где B — угловой коэффициент прямой C .

n — показатель степени.

Для области устойчивого турбулентного режима (кривая CD , рис. 73) $n \approx 2,0$, что подтверждено данными многочисленных исследований. Поэтому в гидравлике для турбулентного режима движения жидкости и принята квадратичная зависимость между средней скоростью движения и потерями энергии:

$$h_w = Bv^2. \quad (110')$$

Опытами установлено также, что для переходной области (кривая BC , рис. 73) показатель n изменяется в пределах

$1 < n < 2$. При этом показатель n увеличивается с повышением степени турбулентности потока.

Таким образом, установлено, что потери энергии при движении вязкой жидкости непосредственно зависят от величины средней скорости движения потока.

Пример 14. По трубопроводу диаметром $d = 150$ мм перекачивается нефть в количестве 15 л/сек. Требуется определить: 1) режим движения при температуре 10°C ; 2) критическую скорость при той же температуре.

Определим среднюю скорость движения нефти по трубопроводу:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 0,015}{3,14 \cdot 0,15^2} = 0,85 \text{ м/сек} = 85 \text{ см/сек.}$$

Вычислим число Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{vd}{\nu} = \frac{85 \cdot 15}{0,415} = 3070 > 2300.$$

Так как $\text{Re} > \text{Re}_{\text{кр. н}}$, то движение в нефтепроводе будет происходить в переходной области. Установим по формуле (105) значение нижней критической скорости:

$$v_{\text{кр. н}} = \frac{\text{Re}_{\text{кр. н}} \nu}{d} = \frac{2300 \cdot 0,415}{15} = 64 \text{ см/сек.}$$

§ 24. ПОНЯТИЕ О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОДОБИИ И КРИТЕРИЯХ ПОДОБИЯ

Современная теория моделирования гидравлических машин и гидротехнических сооружений основана на теории гидродинамического подобия. Основной закон динамического подобия, установленный в 1686 г. Ньютоном применительно к движущимся потокам жидкости, может быть сформулирован следующим образом.

В динамически подобных потоках действующие силы в сходственных точках потоков должны находиться в одинаковых соотношениях. Эти соотношения носят в гидравлике наименования числа Ньютона.

Два потока считаются геометрически подобными, если между их линейными размерами L и l , площадями Ω и ω , объемами W и w соблюдаются соотношения:

$$\frac{L}{l} = \lambda; \quad \frac{\Omega}{\omega} = \lambda^2; \quad \frac{W}{w} = \lambda^3. \quad (111)$$

где λ — линейный масштаб моделирования, показывающий, во сколько раз размеры модели уменьшены по сравнению с нату-

рой. Если потоки геометрически и динамически подобны, то они будут и кинематически подобны, т. е. выполняется условие

$$\frac{T}{t} = \tau, \quad (112)$$

где τ — масштаб моделирования времени.

Одним из условий динамического подобия является постоянство отношений между плотностями жидкости в движущихся потоках:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = r, \quad (113)$$

где r — масштаб плотности;

ρ_1 и ρ_2 — плотности жидкости первого и второго потоков.

Если массу первого потока, имеющего объем W , обозначить через M , а массу второго потока, имеющего объем w , — через m , то

$$M = \rho_1 W \text{ и } m = \rho_2 w,$$

или на основании (111) и (113)

$$\frac{M}{m} = \frac{\rho_1 W}{\rho_2 w} = r \lambda^3, \quad (114)$$

Если скорость первого потока равна V , а второго — v , то

$$V = \frac{L}{T} \text{ и } v = \frac{l}{t}.$$

Следовательно,

$$\frac{V}{v} = \frac{\frac{L}{T}}{\frac{l}{t}} = \frac{Lt}{lT} = \frac{\lambda}{\tau}. \quad (115)$$

Если ускорение первого потока U , а второго — u , то

$$\dot{U} = \frac{L}{T^2}; \quad u = \frac{l}{t^2},$$

или

$$\frac{U}{u} = \frac{\frac{L}{T^2}}{\frac{l}{t^2}} = \frac{Lt^2}{T^2 l} = \frac{\lambda}{\tau^2}. \quad (116)$$

Обратимся теперь к моделированию сил, действующих на движущиеся потоки.

Запишем: $S = MU$; $s = mu$,

где S и s — силы, действующие на первый и второй потоки;

M и m — массы; а $U = \frac{L}{T^2}$ и $u = \frac{l}{t^2}$ — ускорения первого и второго потоков.

Тогда

$$S = \frac{\rho_1 W L}{T^2} = \frac{\rho_1 W L^2}{T^2 L} = \frac{\rho_1 W V^2}{L};$$

$$s = \frac{\rho_2 \omega l}{t^2} = \frac{\rho_2 \omega l^3}{t^2 l} = \frac{\rho_2 \omega v^2}{l}.$$

Определим соотношения сил S и s :

$$\frac{S}{s} = \frac{\rho_1 W V^2 l}{L \rho_2 \omega v^2} = \frac{\rho_1 L^2 V^2}{\rho_2 l^2 v^2},$$

так как

$$\frac{W}{\omega} = \lambda^3 = \frac{L^3}{l^3}.$$

Для динамического подобия необходимо соблюдение следующего условия:

$$\frac{S}{s} = \frac{\rho_1 L^2 V^2}{\rho_2 l^2 v^2} = \text{const} = Ne. \quad (117)$$

Равенство (117) является математическим выражением основного закона динамического подобия.

Если движущиеся потоки жидкости находятся только под действием сил тяжести, то закон динамического подобия получит более простое выражение. Действительно, в этом случае силы S и s определяются такими зависимостями:

$$S' = \rho_1 g_1 W \text{ и } s' = \rho_2 g_2 \omega,$$

где ρ_1 , ρ_2 и g_1 , g_2 — соответственно плотности жидкости и ускорения силы тяжести в первом и втором потоках. Тогда

$$\frac{S'}{s'} = \frac{\rho_1 g_1}{\rho_2 g_2 \omega} = \frac{\rho_1 g_1 L^3}{\rho_2 g_2 l^3}.$$

Так как по формуле (117)

$$\frac{S}{s} = \frac{S'}{s'} = \text{const} = Ne,$$

то

$$\frac{\rho_1 g_1 L^3}{\rho_2 g_2 l^3} = \frac{\rho_1 L^2 V^2}{\rho_2 l^2 v^2};$$

следовательно,

$$\frac{\rho_1 g_1 L}{\rho_2 g_2 l} = \frac{\rho_1 V^2}{\rho_2 v^2},$$

а значит,

$$\frac{g_1 L}{g_2 l} = \frac{V^2}{v^2}.$$

Таким образом,

$$\frac{V^2}{g_1 L} = \frac{v^2}{g_2 l} = Fr. \quad (118)$$

Зависимость (118), являющаяся частным случаем общего закона динамического подобия, действительна для потоков жидкости, находящихся только под действием сил тяжести, и называется законом гравитационного подобия Фруда. Постоянная безразмерная величина Fr есть число Фруда.

Обычно ускорения силы тяжести в подобных потоках одинаковы:

$$g_1 = g_2.$$

Тогда закон Фруда получает такое выражение:

$$\frac{V^2}{L} = \frac{v^2}{l} = Fr. \quad (119)$$

Для подобия двух потоков жидкости, находящихся под действием сил тяжести, необходимо, чтобы число Фруда в обоих потоках было одинаково. При этом переход от гидравлических элементов, получаемых на модели (обозначены нами малыми буквами), к гидравлическим элементам действительного потока (обозначены большими буквами) осуществляется по зависимостям (120)—(125), которые могут быть получены на основании ранее установленных соотношений (111), (115), (117) и (119).

1) Для скоростей

$$\frac{V^2}{v^2} = \frac{L}{l} = \lambda,$$

или

$$V = v \sqrt{\lambda}. \quad (120)$$

2) Для расхода

$$\frac{Q}{q} = \frac{\Omega V}{\omega v} = \lambda^2 \sqrt{\lambda},$$

или

$$Q = q \lambda^2 \sqrt{\lambda}. \quad (121)$$

3) Для времени

$$\text{так как } \frac{L}{T} = V \text{ и } \frac{l}{t} = v, \text{ то } \frac{Lt}{Tl} = \frac{V}{v}, \text{ или } \frac{Tl}{lL} = \frac{v}{V},$$

$$\text{тогда } \frac{T}{t} = \frac{Lv}{lV} = \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda}} = \sqrt{\lambda},$$

или

$$T = t \sqrt{\lambda}. \quad (122)$$

4) Для сил

$$S = \rho g L^3 \text{ и } s = \rho g l^3.$$

Следовательно,

$$\frac{S}{s} = \frac{\rho g L^3}{\rho g l^3} = \lambda^3,$$

или

$$S = s\lambda^3. \quad (123)$$

5) Для гидростатических давлений

$$P = \frac{S}{\Omega} \text{ и } p = \frac{s}{\omega},$$

тогда

$$\frac{P}{p} = \frac{S\omega}{\Omega s} = \frac{\lambda^3}{\lambda^3} = \lambda,$$

или

$$P = \lambda p. \quad (124)$$

6) Для уклонов

$$J = \frac{H}{L} \text{ и } i = \frac{h}{l},$$

тогда

$$\frac{J}{i} = \frac{Hl}{Lh} = \frac{\lambda}{\lambda} = 1,$$

или

$$J = i. \quad (125)$$

Если потоки жидкости находятся только под действием сил внутреннего трения (сил вязкости), то закон динамического подобия (117) будет представлен в ином виде.

Ранее указывалось, что сила внутреннего трения жидкости может быть определена зависимостью (4):

$$T_{\text{тр}} = \mu S \frac{du}{dh}.$$

Установим размерность силы внутреннего трения:

$$T_{\text{тр}} = \mu_1 L^2 V L^{-1}$$

и

$$l_{\text{тр}} = \mu_2 l^2 v l^{-1}.$$

Составим отношение

$$\frac{T_{\text{тр}}}{l_{\text{тр}}} = \frac{\mu_1 L V}{\mu_2 l v}.$$

С другой стороны, согласно этому выражению, для действующих сил динамически подобных потоков должно быть соблюдено условие

$$\frac{S}{s} = \frac{T_{\text{тр}}}{l_{\text{тр}}} = \frac{\rho_1 L^2 V^2}{\rho_2 l^2 v^2} = \text{const} = Ne.$$

Следовательно, можно записать:

$$\frac{\mu_1 L V}{\mu_2 l v} = \frac{\rho_1 L^2 V^2}{\rho_2 l^2 v^2}, \text{ или } \frac{VL}{\rho_1} = \frac{lv}{\rho_2}.$$

Тогда

$$\frac{VL}{\nu_1} = \frac{l\nu}{\nu_2} = \text{Re}, \quad (126)$$

так как выражение $\frac{VL}{\nu_1}$ и $\frac{l\nu}{\nu_2}$ есть не что иное, как число Рейнольдса, где вместо диаметра трубки d стоят линейные параметры L и l .

Таким образом, для подобия двух потоков жидкости, находящихся только под действием сил внутреннего трения (сил вязкости), необходимо, чтобы число Re в обоих потоках было одинаково. Значит, число Re представляет собой условие динамического подобия потоков жидкости, находящихся под действием сил внутреннего трения. В этом заключается физический смысл числа Re .

Отметим, что создать модель сооружения, одновременно удовлетворяющую условиям моделирования по Фрудру и Рейнольдсу, не представляется возможным, так как по Фрудру должно быть соблюдено условие (120):

$$V = v \sqrt{\lambda},$$

а по Рейнольдсу — условие (126):

$$V = v \frac{\nu_1}{\nu_2 \lambda}.$$

Совершенно очевидно, что одновременно эти условия выдержаны быть не могут.

Пример 15. Определить основные размеры модели отсасывающей трубы гидравлической турбины, имеющей следующие размеры:

диаметр рабочего колеса турбины $D = 840$ мм;
 входной диаметр отсасывающей трубы $D_{\text{вх}} = 1170$ мм;
 наибольшая длина конусной части $l_{\text{к}} = 2500$ мм;
 выходной диаметр отсасывающей трубы $D_{\text{вых}} = 1740$ мм;
 общая длина отсасывающей трубы $L = 3500$ мм;
 расход воды, проходящей через турбину, $Q = 970$ л/сек;
 линейный масштаб моделирования $\lambda = 5$.

Определим основные размеры модели:

диаметр рабочего колеса турбины

$$D_{\text{м}} = \frac{D_{\text{н}}}{\lambda} = \frac{840}{5} = 168 \text{ мм};$$

входной диаметр отсасывающей трубы

$$D_{\text{вх. м}} = \frac{D_{\text{вх. н}}}{\lambda} = \frac{1170}{5} = 234 \text{ мм};$$

наибольшая длина конусной части

$$l_{\text{к. м}} = \frac{l_{\text{к. н}}}{\lambda} = \frac{2500}{5} = 500 \text{ мм};$$

выходной диаметр отсасывающей трубы

$$D_{\text{вых. м}} = \frac{D_{\text{вых. н}}}{\lambda} = \frac{1740}{5} = 348 \text{ мм};$$

общая длина отсасывающей трубы

$$L_{\text{м}} = \frac{L_{\text{н}}}{\lambda} = \frac{3500}{5} = 700 \text{ мм.}$$

Так как при истечении жидкости через отсасывающую трубу основной действующей силой является сила тяжести, то моделирование будем производить по закону Фруда. Пользуясь зависимостью (121), определим масштаб расходов:

$$\frac{Q_{\text{м}}}{Q_{\text{н}}} = \lambda^2 \sqrt{\lambda} = 5,0^2 \sqrt{5,0} = 55,9.$$

Следовательно, расход модели должен составлять

$$Q_{\text{м}} = \frac{Q_{\text{н}}}{\lambda^2 \sqrt{\lambda}} = \frac{970}{55,9} = 17,35 \text{ л/сек.}$$

Установим режим движения на модели в выходном сечении отсасывающей трубы, где скорость течения является наименьшей:

$$w_{\text{м}} = \frac{\pi D_{\text{вых. м}}^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,348^2}{4} = 0,0952 \text{ м}^2;$$

$$v_{\text{м}} = \frac{Q_{\text{м}}}{w_{\text{м}}} = \frac{0,01735}{0,0952} = 0,182 \text{ м/сек} = 18,2 \text{ см/сек.}$$

Для этого вычислим число Re (при $t = 10^\circ\text{C}$):

$$\text{Re}_{\text{м}} = \frac{v_{\text{м}} D_{\text{м}}}{\nu} = \frac{18,2 \cdot 34,8}{0,0131} = 48400 > 2300.$$

Значит, в отсасывающей трубе имеет место устойчивый турбулентный режим.

В данном случае соблюдается одно из важных условий моделирования: режим движения на модели и в натуре одинаков. Если бы на модели оказался ламинарный режим, то пришлось бы увеличить масштаб модели для получения одинакового с натурой режима.

Определим масштаб скоростей по зависимости (120):

$$\lambda_v = \sqrt{\lambda} = \sqrt{5} = 2,236.$$

Таким образом, для определения величин скоростей течения, которые будут на действительной установке, необходимо скорости, получаемые на модели, умножить на 2,236.

§ 25. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СМАЗКИ

Для уменьшения трения при вращении отдельных частей механизмов и увеличения их сохранности применяются различные смазочные масла. Так, например, смазываются поверхности

цапф и подшипников вращающихся осей и валов, поверхности поршней и цилиндров двигателей внутреннего сгорания и т. д. В результате смазки между цапфой и подшипником образуется тонкий слой смазочного масла.

Долгое время трение между цапфой и подшипником во всех случаях определялось как трение между двумя твердыми телами. На неправильность такого способа определения трения

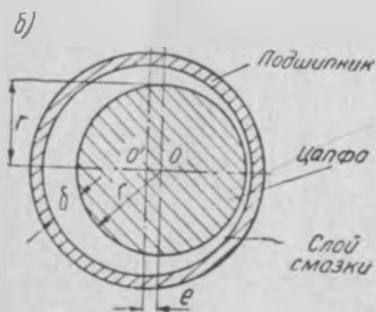
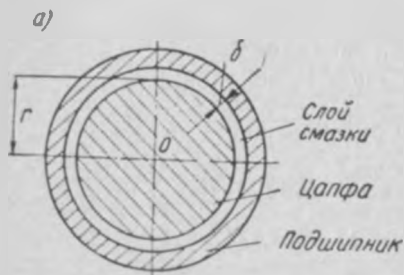


Рис. 74

впервые указал крупный русский ученый проф. Н. П. Петров. Он отметил, что в данном случае не происходит трения между поверхностями твердых тел, так как смазывающий слой совершенно отделяет трущиеся твердые поверхности одну от другой, не допуская их взаимного соприкосновения. В силу этого обстоятельства не может существовать непосредственного трения твердых тел, если будет обеспечена необходимая минимальная толщина смазывающего слоя.

В соответствии с теорией проф. Н. П. Петрова смазывающий слой, помещающийся между двумя несприкасающимися поверхностями, отделяет их друг от друга, прилипая к каждой из них. Во время движения смазываемой детали машины прилипшие к ней частицы увлекают часть слоя смазки, заставляя его двигаться вместе с прилегающей к ней металлической частью.

При определенной скорости вращения вала в этом случае происходит жидкостное трение между отдельными слоями жидкости без непосредственного контакта между поверхностью шипа и подшипника. В классической работе «Трение в машинах и влияние на него смазывающей жидкости», опубликованной в 1883 г. в «Инженерном журнале»¹, проф. Н. П. Петров

¹ См. также Н. П. Петров. Гидродинамическая теория смазки. Избр. работы, Изд-во АН СССР, 1948; В. И. Костомаров и А. Г. Бургвиц. Основоположник теории гидродинамического трения в машинах Николай Павлович Петров. Машгиз, 1952.

изложил свою гидродинамическую теорию смазки, принесшую ему мировую известность и признанный приоритет в решении этой чрезвычайно важной проблемы. Ниже мы приводим лишь краткое изложение этой теории, а также сведения о ее дальнейшем развитии в трудах отечественных ученых, так как данная проблема весьма обширна и в нашу задачу не может входить ее подробное изложение, тем более, что ей посвящено много специальных исследований и трудов.

Для составления общего представления о данной теории рассмотрим простейший случай в концепции Н. П. Петрова, соответствующий трению цапфы в подшипнике при концентрическом ее вращении (без эксцентриситета) в предположении, что цапфа покрыта равномерным слоем смазочного масла толщиной δ (рис. 74, а). При этом радиус цапфы обозначим через r , а ее длину — через l . При вращении цапфы с окружной скоростью u частицы смазочного масла, расположенные у поверхности цапфы и прилипшие к ней, будут вращаться с такой же скоростью. По мере удаления частиц смазочного масла от цапфы окружная скорость вращения их будет уменьшаться, падая до нуля у стенки подшипника. Обозначим через τ напряжение силы трения цапфы о смазочное масло, приходящееся на единицу площади, которое называется удельной силой трения. Воспользуемся аналитическим выражением закона внутреннего трения, полученным Н. П. Петровым из рассмотрения условий динамического равновесия бесконечно малого жидкого клина смазки, заключенного между двумя цилиндрами:

$$\tau = \mu \frac{du}{dr},$$

где $\frac{du}{dr}$ — градиент скорости;

μ — динамический коэффициент вязкости.

Полная поверхность цапфы, по которой происходит трение о смазку, равна

$$S = 2\pi rl.$$

Полная сила трения цапфы о слой смазочного масла определится выражением

$$T = \tau S = \mu S \frac{du}{dr}. \quad (127)$$

Приняв, что скорость вращения частиц смазочного масла на толщине слоя δ линейно изменяется от u до нуля, можно определить градиент скорости $\frac{du}{dr}$ по следующей зависимости:

$$\frac{du}{dr} = \frac{u}{\delta}.$$

Тогда

$$T = \mu \frac{2\pi rlu}{\delta}. \quad (128)$$

Формулу (127) можно выразить и несколько иначе, введя в рассмотрение угловую скорость вращения $\omega = \frac{\pi n}{30}$, где n — число оборотов вала. Так как $u = \omega r$, то

$$\frac{du}{dr} = \frac{u}{r} = \frac{\omega r}{r} = \frac{\pi n}{30}.$$

Поэтому выражение (127) для полной силы трения цапфы может быть представлено следующим образом:

$$T = 2\mu \frac{\pi n r}{30\delta} \pi r l = \mu \frac{\pi^2 r^2 l n}{15\delta}. \quad (128')$$

Итак, сила трения цапфы при заданных ее размерах (r и l) прямо пропорциональна вязкости жидкости и числу оборотов и обратно пропорциональна толщине смазывающего слоя. Определим теперь момент силы трения цапфы относительно оси вращения. Этот момент, равный

$$M_T = \mu \frac{2\pi r^3 l u}{\delta} = \mu \frac{\pi^2 r^3 l n}{15\delta}, \quad (129)$$

дает возможность установить работу сил трения цапфы:

$$A_T = M_T \omega = \frac{\mu \pi^2 r^3 l n \pi n}{15 \cdot 30} = \frac{\mu \pi^3 r^3 l n^2}{450\delta}. \quad (130)$$

Приведенные зависимости получены в предположении, что толщина слоя смазывающей жидкости δ одинакова по всей окружности цапфы. Это соответствует случаю строго центрального расположения цапфы в подшипнике, когда цапфа вращается без эксцентриситета. Практически же всегда имеет место эксцентриситет вращения цапфы вала относительно подшипника, так как геометрическая ось вращения цапфы не совпадает с геометрической осью подшипника, как это, например, показано на рис. 74, б. В этом случае значения полной силы трения T , момент этой силы M_T , а также работа A_T должны умножаться на поправочный коэффициент:

$$\beta = \frac{2(1 + 2c^2)}{(2 + c^2) \sqrt{1 - c^2}},$$

где $c = \frac{e}{\delta}$;

e — величина эксцентриситета.

Тогда

$$T = \beta \frac{\mu \pi^2 r^2 l n}{15\delta}; \quad (131)$$

$$M_T = \beta \frac{\mu \pi^2 r^3 l n}{15\delta}; \quad (132)$$

$$A_T = \beta \frac{\mu \pi^3 r^3 l n^2}{450\delta}. \quad (133)$$

Крупнейший русский ученый Н. Е. Жуковский развил решение поставленной проф. Н. П. Петровым задачи о движении вязкой жидкости в смазочном слое между шипом и подшипником. Эта задача нашла свое полное решение в совместной работе Н. Е. Жуковского и С. А. Чаплыгина «О трении смазочного слоя между шипом и подшипником», опубликованной в 1906 году.

Дальнейшее развитие идей проф. Н. П. Петрова с учетом всех граничных условий и условий подачи смазки осуществлено во многих трудах советских ученых и, в частности, в работах акад. Л. С. Лейбензона.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

§ 26. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Как указывалось выше, основной задачей гидродинамики является изучение движения жидкости, характеризующегося скоростями движения частиц и давлением.

В различных точках движущейся жидкости в результате действия внешних сил возникает давление, называемое гидродинамическим, в отличие от гидростатического давления, свойственного жидкости, находящейся в равновесии. Поэтому одной из задач гидродинамики является определение величин гидродинамического давления, возникающего внутри жидкости, а также скоростей движения частиц и всего потока в целом. Для решения этих задач необходимо составить уравнения движения жидкости, связывающие между собой скорости и ускорения с силами, действующими на движущиеся частицы жидкости. Рассмотрим движение элементарного жидкого тела в виде параллелепипеда, выделенного в потоке идеальной жидкости (рис. 75). Обозначим p — давление; u — скорость движения отдельной частицы жидкости; u_x , u_y и u_z — составляющие скорости u по осям координат (рис. 75).

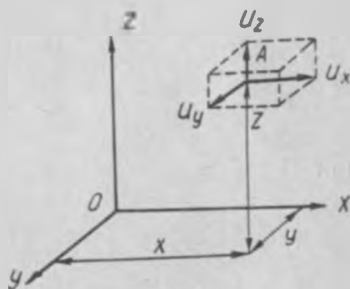


Рис. 75

Предположим, что на движущуюся жидкость действуют объемные силы, проекции которых на оси координат, отнесенные

к единице массы, соответственно равны X , Y , Z (здесь мы сохраняем обозначения, принятые в гидростатике при выводе дифференциальных уравнений равновесия).

Общие уравнения движения идеальной жидкости могут быть получены из дифференциальных уравнений равновесия той же жидкости, если, согласно принципу Д'Аламбера, к действующим силам присоединить силы инерции.

Силы давления и массовые силы, входящие в дифференциальные уравнения равновесия, представлены в виде проекций на координатные оси x , y , z , причем эти проекции отнесены к единице массы. Поэтому и проекции сил инерции должны быть присоединены к уравнениям равновесия, будучи отнесенными к единице массы, т. е. в виде:

$$\dot{j}_x = -\frac{du_x}{dt}; \quad \dot{j}_y = -\frac{du_y}{dt}; \quad \dot{j}_z = -\frac{du_z}{dt}. \quad (134)$$

Знак минус здесь показывает, что силы инерции направлены в сторону, противоположную ускорению.

Итак, присоединив к дифференциальным уравнениям равновесия Эйлера проекции сил инерции (134), получим:

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{du_x}{dt} &= 0 \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{du_y}{dt} &= 0 \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{du_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (135)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{du_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{du_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\}, \quad (136)$$

Полученная система уравнений (136) устанавливает связь между проекциями объемных сил и скоростей, давлением и плотностью жидкости. Эти уравнения предложены действительным членом Петербургской академии наук Леонардом Эйлером в 1755 г. и опубликованы им в 14-м томе «Известий Петербургской Академии наук» в 1769 году. Поэтому приведенные выше дифференциальные уравнения движения идеальной жидкости, ставшие научной основой для изучения главнейших вопросов гидродинамики, и называются уравнениями Эйлера.

§ 27. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ ДЛЯ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Выше мы получили три дифференциальных уравнения движения, число которых не является достаточным для определения скоростей и давлений в потоке жидкости.

Выведем четвертое уравнение, которым является уравнение неразрывности. Для этого выделим в идеальной жидкости, находящейся в движении, в области точки A (рис. 76) бесконечно малый параллелепипед $1-2-3-4-5-6-7-8$ с бесконечно малыми ребрами dx , dy и dz .

Этот параллелепипед, представляющий собой часть пространства, является неподвижным, но частицы жидкости движутся через него с некоторыми скоростями. Предположим, что скорость в точке A равна u , а проекции этой скорости на оси координат — u_x , u_y и u_z . Будем считать, что точка A лежит на грани параллелепипеда $1-2-3-4$. Так как скорости движения частиц изменяются в зависимости от их положения в жидкости, скорость в точке A' , расположенной на грани $5-6-7-8$, будет отличаться от скорости в точке A , поскольку точка A' отстоит от точки A на расстояние dx .

По аналогии с понятием о градиенте давления воспользуемся понятием градиента скорости. Градиент скорости представляет собой величину $\frac{\partial u_x}{\partial x}$. Частная производная здесь взята потому, что при переходе частиц жидкости из точки A в точку A' меняется только одна координата x . Следовательно, скорость в точке A' может быть выражена суммой

$$u'_x = u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx.$$

Так как грани параллелепипеда $1-2-3-4-5-6-7-8$ являются бесконечно малыми площадками, скорости во всех точках этих граней можно принять одинаковыми. Подсчитаем массу жидкости, вытекающей за время dt вдоль оси x в рассматриваемый параллелепипед через грань $1-2-3-4$, и массу жидкости, вытекающей из него через грань $5-6-7-8$ за то же время. За время dt через грань $1-2-3-4$ площадью $dydz$ вытекает

$$\rho dydz u_x dt,$$

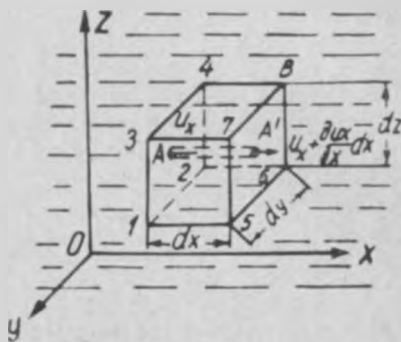


Рис. 76

а через грань 5—6—7—8 площадью $dydz$ вытекает масса жидкости

$$\rho dydz \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) dt.$$

Следовательно, изменение массы жидкости в параллелепипеде в результате движения ее через грани, нормальные к оси x , будет равно разности указанных величин:

$$\begin{aligned} \rho dydz \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) dt - \rho dydz u_x dt &= \rho dydz u_x dt + \\ + \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dydz dt - \rho dydz u_x dt &= \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dydz dt. \end{aligned} \quad (137)$$

Изменение массы жидкости в параллелепипеде, происходящее в результате движения ее через грани, нормальные к осям y и z , определяется аналогичными выражениями:

$$\rho \frac{\partial u_y}{\partial y} dx dydz dt; \quad (137')$$

$$\rho \frac{\partial u_z}{\partial z} dx dydz dt. \quad (137'')$$

Так как жидкость считается несжимаемой, то масса жидкости внутри рассматриваемого параллелепипеда должна быть постоянной. Следовательно, общая сумма изменений массы жидкости в параллелепипеде должна быть равна нулю:

$$\rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dydz dt + \rho \frac{\partial u_y}{\partial y} dx dydz dt + \rho \frac{\partial u_z}{\partial z} dx dydz dt = 0,$$

или после сокращений

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (138)$$

Полученная зависимость (138) является дифференциальным уравнением неразрывности для несжимаемой жидкости, представляющим собой четвертое уравнение в системе дифференциальных уравнений движения жидкости.

§ 28. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТРУИКИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Рассмотрим элементарную струйку идеальной жидкости, находящуюся в установившемся движении. Для исследования воспользуемся дифференциальными уравнениями движения в форме (136):

$$\frac{du_x}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

$$\frac{du_x}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{du_y}{dt} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$

Умножим первое уравнение данной системы на dx , второе — на dy и третье — на dz :

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} dx &= X dx - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} dx \\ \frac{du_y}{dt} dy &= Y dy - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} dy \\ \frac{du_z}{dt} dz &= Z dz - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} dz \end{aligned} \right\} \quad (139)$$

Сложим полученную систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} dx + \frac{du_y}{dt} dy + \frac{du_z}{dt} dz &= X dx + Y dy + Z dz - \\ &- \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right). \end{aligned} \quad (140)$$

Так как

$$\frac{dx}{dt} = u_x; \quad \frac{du}{dt} = u_y; \quad \frac{dz}{dt} = u_z,$$

то

$$dx = u_x dt; \quad dy = u_y dt \quad \text{и} \quad dz = u_z dt.$$

Подставим эти значения в левую часть уравнения (140), тогда получим

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} u_x dt + \frac{du_y}{dt} u_y dt + \frac{du_z}{dt} u_z dt &= u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = \\ &= \frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2). \end{aligned} \quad (141)$$

Полная скорость выражается через ее составляющие по осям координат следующим образом:

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2.$$

Тогда

$$\frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2} d(u^2).$$

В правой части уравнения (140) выражение

$$X dx + Y dy + Z dz$$

является полным дифференциалом силовой функции U , как это уже отмечалось в § 5:

$$X dx + Y dy + Z dz = dU. \quad (142)$$

Поскольку мы рассматриваем установившееся движение, в котором гидродинамическое давление p не зависит от времени, то

трехчлен в скобках представляет собой полный дифференциал давления:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp. \quad (143)$$

Итак, уравнение (140) может быть приведено к следующему виду:

$$\frac{1}{2} d(u^2) = dU - \frac{1}{\rho} dp,$$

или окончательно

$$\frac{1}{2} d(u^2) + \frac{1}{\rho} dp - dU = 0. \quad (144)$$

Полученное дифференциальное уравнение устанавливает связь между скоростью частицы u , давлением p и силовой функцией U для частицы жидкости, находящейся в движении. Проинтегрировав уравнение (144), получим

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} - U = \text{const}. \quad (145)$$

Так как сумма трех членов в уравнении (145) является постоянной для любой точки линии тока, то для двух положений движущейся частицы 1—1 и 2—2 (рис. 77) можем записать:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} - U_1 = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} - U_2, \quad (146)$$

здесь u_1 , p_1 , U_1 и u_2 , p_2 , U_2 — скорости, давления и силовые функции, соответствующие положению движущейся частицы в сечениях 1—1 и 2—2.

Применим полученную зависимость (146) для частного случая, когда на жидкость извне действует только сила тяжести. Рассмотрим элементарную струйку движущейся жидкости, показанную на рис. 77. Координатные оси расположим так, чтобы ось z была направлена вверх. Тогда силовая функция, соответствующая силе тяжести, может быть представлена таким образом:

$$U = -gz. \quad (147)$$

Подставляя значение силовой функции по (147) в уравнение (145), получим

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \text{const} \quad (148)$$

или, по аналогии с зависимостью (146),

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + gz_1 = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + gz_2. \quad (149)$$

На основании изложенного выше можно заключить, что все элементы уравнения (149) отнесены к единице массы жидкости. Отнесем элементы этого уравнения к единице веса жидкости,

помним, что вес единицы массы равен g . Разделив левую и правую части уравнения (149) на g , получим

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \quad (150)$$

Зависимость (150) является уравнением Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости, устанавливающим связь между скоростью движения, давлением и геометрическим положением частиц. Уравнение (150), носящее имя Бернулли, впервые было получено в 1738 г. действительным членом Петербургской Академии наук Даниилом Бернулли в результате применения к движущейся жидкости закона «кинетической энергии». Появление уравнения Бернулли явилось важнейшим этапом в развитии гидравлики как самостоятельной науки. Оно дало возможность решать многие практические задачи гидравлики.

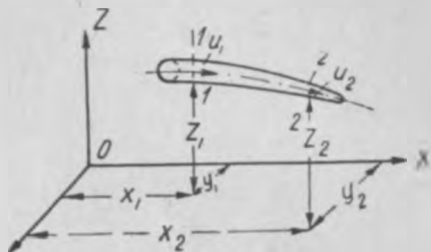


Рис. 77

§ 29. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ И ФИЗИЧЕСКИЙ (ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ) СМЫСЛ УРАВНЕНИЯ БЕРНУЛЛИ

Для пояснения смысла каждого из членов уравнения Бернулли обратимся к рис. 78, на котором показана элементарная струйка движущейся жидкости. Предположим, что центры тяжести живых сечений струйки I—I и II—II расположены на высотах z_1 и z_2 от плоскости сравнения O—O и что в этих центрах тяжести установлены пьезометрические трубки. Вследствие наличия в точках установки пьезометров давления жидкость в каждой трубке поднимается на высоту

$h_p = \frac{p}{\gamma}$, которая так же,

как и в гидростатике, может быть названа пьезометрической.

Следовательно, члены уравнения Бернулли z_1 и z_2 представляют собой геометрические высоты центров тяжести живых се-

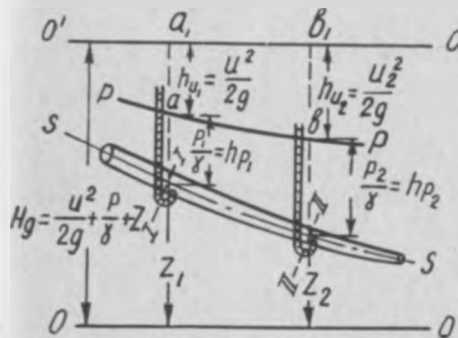


Рис. 78

чений элементарной струйки над плоскостью сравнения, а члены $\frac{p_1}{\gamma}$ и $\frac{p_2}{\gamma}$ — пьезометрические высоты, соответствующие давлениям в указанных центрах тяжести; эти два члена уравнения имеют размерность длины. Обратимся теперь к третьему члену уравнения $\frac{u^2}{2g}$, который также имеет размерность длины.

Для понимания уравнения Бернулли предварительно рассмотрим измерительный прибор, носящий название трубки Пито. Это

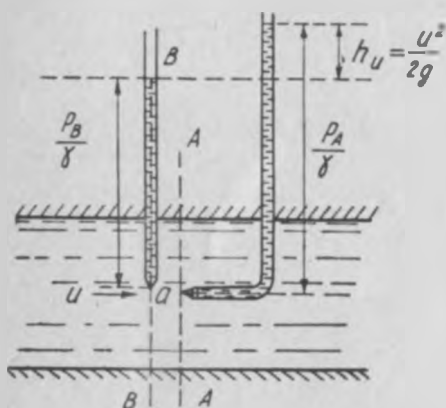


Рис. 79

изогнутая под углом 90° трубка с наконечником меньшего диаметра, чем диаметр самой трубки. Такая трубка, будучи опущена в движущуюся жидкость отверстием наконечника против течения, может служить для измерения скоростей течения в той точке, в которой помещен ее наконечник.

Будем рассматривать поток жидкости в напорной трубе с установленной в точке a трубкой Пито. Предположив, что точка a расположена в сечении $A-A$ (рис. 79), возьмем в непо-

средственной близости от него второе сечение $B-B$. В этом сечении поместим обычную пьезометрическую трубку таким образом, чтобы нижний конец ее находился на верхней границе струйки, ось которой совпадает с осью трубки Пито (рис. 79).

В результате действия давления жидкость в пьезометрической трубке поднимается на высоту $\frac{p_A}{\gamma}$, а в трубке Пито под действием полного напора — на высоту $\frac{p_B}{\gamma}$.

Напишем уравнение Бернулли для сечений $B-B$ и $A-A$ этой струйки относительно плоскости сравнения, совпадающей с осью трубки Пито. В рассматриваемом случае $z_B \cong z_A$, а скорость движения жидкости в точке a равна нулю. Так как частицы жидкости в наконечнике трубки Пито неподвижны, то

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p_B}{\gamma} = \frac{p_A}{\gamma}, \quad (151)$$

здесь u — скорость движения жидкости в пределах струйки.

p_B — гидродинамическое давление в сечении $B-B$, измеряемое пьезометрической высотой $\frac{p_B}{\gamma}$.

p_1 — гидродинамическое давление в точке a , оказываемое со стороны жидкости, поднявшейся в трубке Пито и измеряемой высотой столба $\frac{p_A}{\gamma}$.

Из уравнения (151) получаем, что

$$\frac{u^2}{2g} = \frac{p_A}{\gamma} - \frac{p_B}{\gamma}. \quad (152)$$

Разность высот, измеряемая с помощью двух вышеуказанных трубок, обычно совмещенных в одном приборе, равная

$$h_u = \frac{u^2}{2g}, \quad (153)$$

называется в гидравлике высотой скоростного напора.

Измерив высоту скоростного напора, можно определить скорость движения жидкости в той точке, где установлен наконечник трубки Пито, по зависимости

$$u = \sqrt{2gh}. \quad (154)$$

При использовании зависимости (154) в практических условиях вводится поправочный коэффициент, определяемый опытным путем и учитывающий потери энергии.

Рассмотрим теперь элементарную струйку идеальной жидкости (рис. 78), предположив, что на оси струйки взяты две точки A и B , высоты которых над плоскостью сравнения $O-O$ равны z_1 и z_2 . Отложим от точки A отрезок Aa , равный пьезометрической высоте $\frac{p_1}{\gamma}$, а от точки B — отрезок Bb , равный пьезометрической высоте $\frac{p_2}{\gamma}$. Затем от точек a и b отложим отрезки aa_1 и bb_1 , соответственно равные высотам скоростных напоров $\frac{u_1^2}{2g}$ и $\frac{u_2^2}{2g}$.

Аналогичные построения можно сделать для ряда живых сечений, взятых вдоль рассматриваемой нами элементарной струйки.

Так как сумма трех членов $\frac{u^2}{2g}$, $\frac{p}{\gamma}$ и z для идеальной жидкости постоянна вдоль оси струйки, то вершины вертикальных отрезков aa_1 и bb_1 и т. д. располагаются на одинаковых вертикальных расстояниях от плоскости сравнения. Следовательно, вершины этих отрезков должны лежать в одной горизонтальной плоскости, называемой напорной плоскостью $O'-O'$ (рис. 78).

Итак, напорная плоскость в идеальной жидкости есть плоскость горизонтальная. Далее, если мы плавной кривой соединим уровни жидкости в пьезометрических трубках, то получим так называемую пьезометрическую линию. На рис. 78 пьезометрической является линия $P-P$.

В гидродинамике сумма трех высот $\frac{u^2}{2g}$, $\frac{p}{\gamma}$ и z называется полным напором и обозначается H_0 :

$$H_0 = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const.} \quad (155)$$

Все изложенное и заключает в себе геометрический смысл уравнения Бернулли.

Особый интерес представляет выяснение физического смысла уравнения Бернулли. Будем рассматривать частицу жидкости, имеющую массу δm , которая движется по линии тока $S-S$ (рис. 78).

Определим величину полной энергии, которой обладает частица в сечениях $I-I$ и $II-II$. Полная энергия представляет собой сумму кинетической и потенциальной энергии. Кинетическая энергия частицы в сечении $I-I$ равна $\frac{\delta m u_1^2}{2}$, а в сечении

$$II-II - \frac{\delta m u_2^2}{2},$$

Потенциальная энергия частицы относительно плоскости сравнения $O-O$ равна произведению веса частицы на высоту подъема ее по отношению к этой плоскости. В сечении $I-I$ частица будет поднята над плоскостью сравнения на высоту $z + \frac{p_1}{\gamma}$, где $\frac{p_1}{\gamma}$ — высота, соответствующая давлению, которому подвержена частица и которое поднимает эту частицу, например, в пьезометрической трубке. В сечении $II-II$ частица будет поднята на высоту $z_2 + \frac{p_2}{\gamma}$. Таким образом, в сечении $I-I$ частица обладает потенциальной энергией в количестве

$$\gamma \delta V \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right),$$

здесь δV — объем частицы;
 γ — ее объемный вес.

Следовательно, потенциальная энергия частицы может быть записана в таком виде:

$$\gamma \delta V \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) = g \delta m \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right),$$

так как

$$\gamma \delta V = g \delta m.$$

Аналогично определится величина потенциальной энергии частицы, находящейся в сечении $II-II$:

$$g \delta m \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right).$$

Обозначим через δE_1 и δE_2 полную энергию частицы в сечениях I—I и II—II. Тогда можно написать

$$\begin{aligned}\delta E_1 &= \frac{\delta m u_1^2}{2} + g \delta m \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right); \\ \delta E_2 &= \frac{\delta m u_2^2}{2} + g \delta m \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right).\end{aligned}\quad (156)$$

Разделив почленно уравнения (156) на вес частицы $g \delta m$, мы определим полную энергию, которая заключается в единице веса жидкости. Ранее отмечено, что энергия, заключенная в единице веса жидкости, называется удельной энергией. Обозначив удельную энергию частицы в сечении I—I через $\delta \mathcal{E}_1$, а в сечении II—II — через $\delta \mathcal{E}_2$, можем написать

$$\begin{aligned}\delta \mathcal{E}_1 &= \frac{\delta E_1}{g \delta m} = \frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1; \\ \delta \mathcal{E}_2 &= \frac{\delta E_2}{g \delta m} = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2.\end{aligned}\quad (157)$$

Здесь

$\frac{u_1^2}{2g}$ и $\frac{u_2^2}{2g}$ — удельная кинетическая энергия;

$\frac{p_1}{\gamma}$ и $\frac{p_2}{\gamma}$ — удельная потенциальная энергия давления;

z_1 и z_2 — удельная потенциальная энергия положения частицы в сечениях I—I и II—II.

Согласно уравнению Бернулли, сумма трех указанных членов является постоянной:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 = \text{const},$$

что приводит к равенству

$$\delta \mathcal{E}_1 = \delta \mathcal{E}_2 = \text{const}.\quad (158)$$

Сечения I—I и II—II были взяты нами произвольно по длине струйки. Поэтому мы можем записать в общем виде:

$$\delta \mathcal{E} = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const}.\quad (159)$$

Итак, сумма трех членов уравнения Бернулли есть сумма трех удельных энергий: удельной кинетической энергии, удельной потенциальной энергии давления и удельной потенциальной энергии положения. Для идеальной жидкости сумма трех удельных энергий (полная удельная энергия) по длине элементарной струйки постоянна.

§ 30. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ СТРУЙКИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Распространим уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости на элементарную струйку вязкой жидкости. Это необходимо для получения практических решений, поскольку в действительности инженеру приходится обращаться с жидкостью вязкой, обладающей рядом свойств, которые не учитываются при использовании понятия об идеальной жидкости. В первую очередь следует отметить вязкость реальной жидкости.

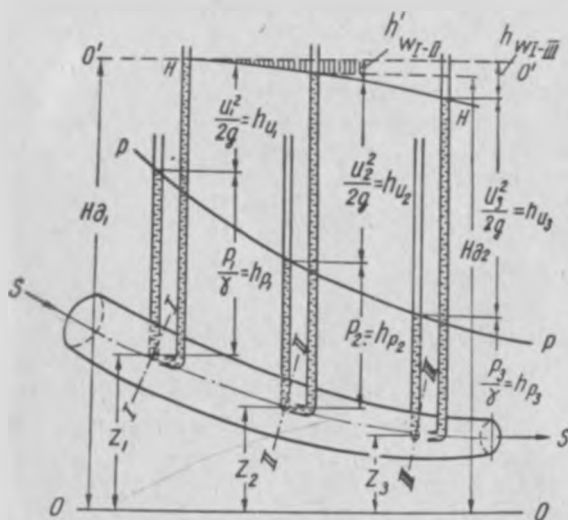


Рис. 80

Вязкость обуславливает сопротивление движению и, как следствие, вызывает потерю части энергии, содержащейся в движущейся струйке.

В струйке идеальной жидкости, в которой вязкость и, следовательно, сопротивления движению отсутствуют, полная удельная энергия по длине струйки постоянна:

$$\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}_2 = \text{const},$$

или

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 = \text{const}.$$

Наоборот, в вязкой жидкости энергия по длине струйки уменьшается, переходя в результате трения в тепловую.

Если в сечении I—I полная удельная энергия реальной струйки равна $\mathfrak{E}_1$ (рис. 80), то в сечении II—II полная удель-

ная энергия $\delta\mathcal{E}_2$ будет меньше $\delta\mathcal{E}_1$, вследствие затраты части ее на преодоление сопротивлений движению, т. е. $\delta\mathcal{E}_1 > \delta\mathcal{E}_2$, или

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 > \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2.$$

Обозначим потерю полной удельной энергии по длине струйки между сечениями I—I и II—II через h_w . Эту потерю можно определить как разность полных удельных энергий в сечениях I—I и II—II:

$$h_w = \delta\mathcal{E}_1 - \delta\mathcal{E}_2.$$

или

$$h_w = \left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right). \quad (160)$$

откуда

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_w. \quad (161)$$

Уравнение (161) является уравнением Бернулли для элементарной струйки вязкой жидкости.

Так как смысл членов, входящих в сумму полной удельной энергии, был подробно пояснен выше, остановимся сейчас только на рассмотрении дополнительного члена h_w . Размерность потери энергии h_w устанавливается из зависимости (160). Действительно, потеря энергии является разностью энергий в сечениях I—I и II—II, т. е. разностью двух линейных величин. Поэтому она также должна иметь размерность длины, как и все члены уравнения Бернулли.

На рис. 80 представлена схема элементарной струйки реальной жидкости, по оси которой в трех сечениях установлены трубки Пито. Если бы данная струйка являлась стружкой идеальной жидкости, то уровни жидкости в трубках Пито лежали бы в напорной плоскости $O' - O'$ на высоте полного напора:

$$H_0 = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const.}$$

Но мы рассматриваем стружку вязкой жидкости, полный напор которой уменьшается по длине:

$$H_0 = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z \neq \text{const.}$$

При этом уровни в трубках Пито будут понижаться по сравнению с положением горизонтальной плоскости $O' - O'$. Линия $H - H$, соединяющая уровни жидкости в трубках Пито, в данном случае также называется напорной. В стружке вязкой жидкости напорная линия является наклонной, нисходящей.

Данный вывод поясняет геометрический смысл уравнения Бернулли для элементарной струйки вязкой жидкости. Согласно рис. 80, потеря энергии или потеря напора h_{Σ} представляет собой разность между высотой горизонтальной линии $O' - O'$, проведенной через уровень жидкости в трубке Пито в начальном сечении, и высотой уровня жидкости в трубке Пито в рассматриваемом сечении относительно плоскости сравнения $O - O$.

Обратимся к более подробному анализу понятий о гидравлическом и пьезометрическом уклонах. Как уже указывалось, гидравлическим уклоном называется падение напора на единицу длины потока, а потому средний гидравлический уклон на участке между двумя сечениями $I - I$ и $II - II$ может быть определен следующим образом:

$$J_{\text{ср}} = \frac{h_{\Sigma}}{l} = \frac{\left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1\right) - \left(\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2\right)}{l}, \quad (162)$$

где l — расстояние между сечениями $I - I$ и $II - II$.

Наконец, гидравлический уклон, соответствующий бесконечно малой длине dl (так называемый гидравлический уклон в точке), может быть выражен такой зависимостью:

$$J = -\frac{dh'_{\Sigma}}{dl} = -\frac{d\left(\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z\right)}{dl}. \quad (163)$$

Знак минус здесь показывает, что имеет место действительное понижение напорной линии. Пьезометрическим уклоном называется падение потенциальной энергии на единицу длины. Поэтому средний пьезометрический уклон между двумя сечениями $I - I$ и $II - II$ равен

$$J_{p\text{ср}} = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right)}{l}, \quad (164)$$

и пьезометрический уклон в точке

$$J_p = -\frac{d\left(z + \frac{p}{\gamma g}\right)}{dl}. \quad (165)$$

Гидравлический уклон мыслим только в вязкой жидкости. Он всегда направлен в сторону движения, так как потеря энергии по длине неуклонно возрастает. Пьезометрический уклон также связан с потерей энергии. Обычно он направлен в сторону движения. Но в тех случаях, когда живые сечения струйки по течению увеличиваются в результате перехода кинетической энергии в потенциальную, пьезометрические уклоны могут иметь направление, обратное движению.

На рис. 81 показана горизонтальная элементарная струйка идеальной жидкости, живое сечение которой переменено по длине.

В сечении I—I скорость u_1 будет меньше скорости u_2 в сечении II—II (так как $d\omega_1 > d\omega_2$). Поэтому скоростной напор $\frac{u_1^2}{2g} < \frac{u_2^2}{2g}$. Так как

$$z_1 = z_2 = z_3$$

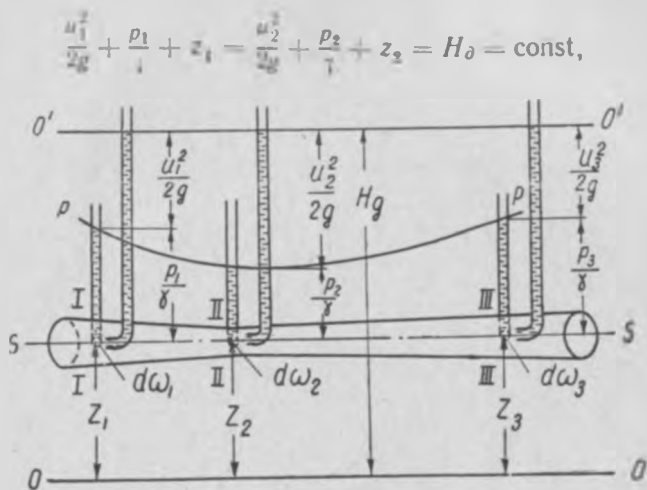


Рис. 81

то постоянство напора может быть обеспечено лишь за счет перехода части потенциальной энергии в кинетическую. На рис. 81 в сечении II—II показано увеличение кинетической энергии $\frac{u_2^2}{2g}$ и уменьшение потенциальной — $\frac{p_2}{\gamma}$.

При переходе же от сечения II—II к сечению III—III наблюдается противоположная картина, так как скорость $u_2 > u_3$ ($d\omega_2 < d\omega_3$). В этом случае происходит повышение пьезометрического давления $\frac{p_3}{\gamma}$ в сечении III—III за счет перехода кинетической энергии в потенциальную вследствие уменьшения

скоростного напора $\frac{u_2^2}{2g}$. Следовательно, пьезометрическая линия по отношению к направлению движения жидкости на участке между сечениями I—I и II—II имеет прямой уклон, а на участке между сечениями II—II и III—III — обратный.

Необходимо отметить, что в струйках, имеющих постоянные живые сечения по длине, гидравлический и пьезометрический уклоны одинаковы по величине и направлению, поскольку ско-

рости по длине потока постоянны. Из выражений (162) и (164) следует, что если $\frac{u^2}{2g} = \text{const}$, то $J = J_p$.

Предположим, что на рис. 82 представлена струйка вязкой жидкости, расположенная горизонтально, причем живые сечения струйки, а следовательно, и скорости u постоянны по длине. Тогда напорная линия $H-H$ будет параллельна пьезометрической $P-P$, причем напорная линия будет лежать выше пьезометрической на высоту постоянного скоростного напора $\frac{u^2}{2g}$. В этом

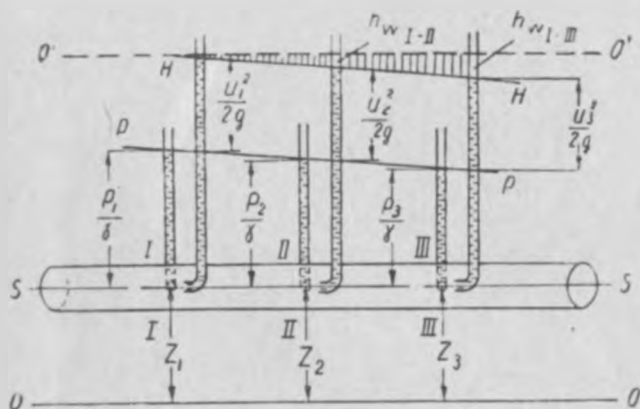


Рис. 82

случае кинетическая энергия остается постоянной по длине струйки, а потенциальная расходуется на преодоление сопротивлений движению.

§ 31. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ПЛАВНО ИЗМЕНЯЮЩЕМСЯ ДВИЖЕНИИ

Уравнение Бернулли для целого потока вязкой жидкости выводится и является справедливым для условий плавно изменяющегося движения, по своему характеру близкого к параллельно-струйному.

При плавно изменяющемся движении угол расхождения струек (линий токов) крайне незначителен, а радиус их кривизны весьма велик.

Схема плавно изменяющегося движения представлена на рис. 83, где угол расхождения струек α близок к нулю.

Необходимо при этом добавить, что при плавно изменяющемся движении давления, возникающие в движущейся жидкости,

обладают всеми свойствами гидростатического давления, подчиняясь известному уравнению гидростатики (36):

$$p = p_0 + \gamma h.$$

Это положение будет подтверждено при анализе дифференциальных уравнений Эйлера (136) путем применения этих уравнений к целому потоку вязкой жидкости для условий плавно изменяющегося движения. На рис. 84 схематически показан поток жидкости, находящийся в условиях плавно изменяющегося движения. При этом будем считать, что на жидкость данного потока действует только сила тяжести.

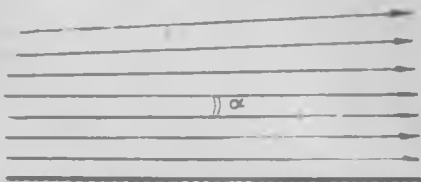


Рис. 83

Построим систему координатных осей: ось x дадим направление, совпадающее с направлением движения, ось z разместим в плоскости чертежа; ось y проведем нормально к плоскости xoz . Так как плавно изменяющееся движение принимается близким к параллельно-струйному, то скорости движения в нем следует считать практически нормальными к плоскости живых сечений потока. В условиях исследуемого нами потока при принятом расположении осей скорости течения будут практически параллельны оси x и нормальны к осям y и z . Поэтому составляющие полной

скорости u и ускорения в плоскости живого сечения потока равны нулю:

$$u_y = 0; u_z = 0; \frac{du_y}{dt} = 0;$$

$$\frac{du_z}{dt} = 0. \quad (166)$$

Поскольку мы рассматриваем поток вязкой жидкости, то следовало бы учитывать также силы сопротивления движению. Однако нужно иметь в виду, что си-

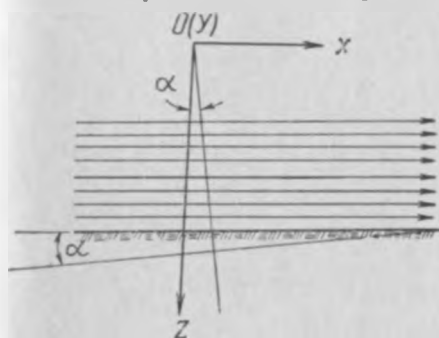


Рис. 84

лы сопротивления (силы внутреннего трения) действуют на поверхности соприкосновения соседних струек, будучи направленными вдоль потока. Поэтому они нормальны к осям Oy и Oz , а их проекции на указанные оси равны нулю.

Выше отмечалось, что жидкость рассматриваемого потока подвержена действию только сил тяжести. Обозначим через α угол наклона оси потока к горизонту (рис. 84). Составим проекции на координатные оси x , y и z объемных сил, отнесенных к

единице массы, учитывая, что на единицу массы действует вертикальная сила, равная g :

$$X = g \sin \alpha; \quad Y = 0; \quad Z = g \cos \alpha. \quad (167)$$

Обращаясь теперь к системе дифференциальных уравнений движения (136) и взяв уравнения для осей y и z , в соответствии с условиями (166) можем записать:

$$\begin{aligned} 1 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (168)$$

Наконец, подставляя в зависимость (168) значения Y и Z по (167) получим окончательные уравнения для плавно изменяющегося движения относительно осей y и z :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ g \cos \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (169)$$

С другой стороны, дифференциальные уравнения равновесия с учетом для данного случая условий (167) получают следующее выражение:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ g \cos \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (170)$$

Таким образом, уравнения равновесия (170) и уравнения движения (169) для осей y и z являются одинаковыми. При этом уравнения движения (169) определяют характер распределения гидродинамических давлений в плоскостях живых сечений *уоз*. Это позволяет сделать следующий важный для практики вывод.

Распределение давлений в плоскостях живых сечений потока при плавно изменяющемся движении вязкой жидкости подчиняется гидростатическому закону.

§ 32. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ЦЕЛОГО ПОТОКА ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Выше было получено уравнение Бернулли для струйки идеальной жидкости, и полученные результаты распространены на струйку вязкой жидкости. Выведем теперь уравнение Бернулли для плавно изменяющегося потока вязкой жидкости, состоящего из совокупности элементарных струек, что и будет являться конечным результатом нашего рассмотрения.

Напишем уравнение (161) для элементарной струйки:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_w.$$

Так как мы предполагаем, что поток состоит из совокупности элементарных струек, то уравнение Бернулли для целого потока вязкой жидкости может быть получено путем суммирования полных энергий всех элементарных струек, составляющих поток, и потерь энергии, в них происшедших (рис. 85)

Если весовой расход струйки γdQ , то полная энергия струйки в сечениях I — I и II — II будет равна

$$\left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) \gamma dQ = \left(\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h'_w \right) \gamma dQ. \quad (171)$$

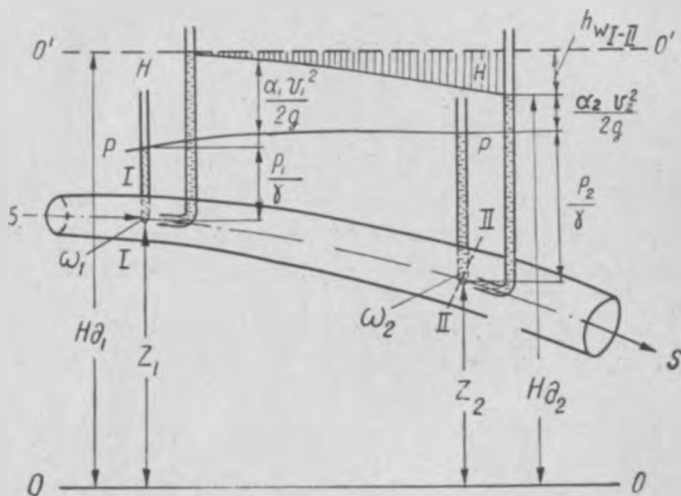


Рис. 85

Проинтегрируем уравнение (171) по живому сечению потока:

$$\int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{u_1^2}{2g} \gamma dQ + \int_{\omega_1}^{\omega_2} (p_1 + \gamma z_1) dQ = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{u_2^2}{2g} \gamma dQ + \int_{\omega_1}^{\omega_2} (p_2 + \gamma z_2) dQ + \int_{\omega_1}^{\omega_2} h'_w \gamma dQ. \quad (172)$$

Таким образом, мы должны вычислить три интеграла:

$$\int_{\omega}^{\omega} \frac{u^2}{2g} \gamma dQ; \quad \int_{\omega}^{\omega} (p + \gamma z) dQ \quad \text{и} \quad \int_{\omega}^{\omega} h'_w \gamma dQ.$$

Первый интеграл представляет собой сумму кинетических энергий всех элементарных струек, пронизывающих площадь живого

сечения потока ω . Учитывая, что $dQ = u d\omega$, перепишем этот интеграл следующим образом:

$$\int \frac{u^3}{2g} \gamma dQ = \frac{\gamma}{2g} \int u^3 d\omega.$$

Полученный интеграл выражает кинетическую энергию всего потока в рассматриваемом сечении, а $u = f(x, y)$ представляет собой местную скорость, величина которой в пределах живого сечения потока является переменной.

В гидравлике при интегрировании приведенного выше выражения для кинетической энергии потока применяется следующий прием: предположив, что скорости по всему живому сечению потока одинаковы и равны средней скорости v , можно записать

$$K_y = \frac{\gamma}{2g} \int v^3 d\omega = \frac{\gamma}{2g} v^3 Q. \quad (173)$$

Полученное выражение (173) характеризует величину некоторой «условной» кинетической энергии потока — K_y , отличной от «действительной» кинетической энергии $K_z = \frac{\gamma}{2g} \int u^3 d\omega$, определяемой с учетом изменения скоростей в пределах живого сечения потока.

Разделив выражение для «действительной» кинетической энергии на выражение для «условной» кинетической энергии:

$$\frac{K_z}{K_y} = \frac{\frac{\gamma}{2g} \int u^3 d\omega}{\frac{\gamma}{2g} v^3 Q} = \frac{\int u^3 d\omega}{v^3 Q} = \alpha, \quad (174)$$

мы получим коэффициент α , называемый коэффициентом неравномерности распределения скоростей по живому сечению потока и являющийся отношением указанных энергий.

Коэффициент α определяется опытным путем на основании специальных измерений скоростей в различных точках исследуемого потока жидкости. Для установившегося плавно изменяющегося движения в каналах и трубах при турбулентном режиме движения среднее значение коэффициента неравномерности принимается равным $\alpha \approx 1,05 \div 1,10$. В условиях ламинарного режима движения жидкости в круглоцилиндрической трубе этот коэффициент составляет величину $\alpha = 2,0$.

Обратимся теперь ко второму интегралу выражения (172):

$$\int (p + \gamma z) dQ = \gamma \int \left(\frac{p}{\gamma} + z \right) u d\omega. \quad (175)$$

Так как для любой элементарной струйки потока сумма удельных потенциальных энергий — давления $\frac{p}{\gamma}$ и положения z —

постоянна, то эту сумму $\left(\frac{p}{\gamma} + z\right)$ можно вынести за знак интеграла. Тогда

$$\gamma \left(\frac{p}{\gamma} + z\right) \int_{\omega} u d\omega = \left(\frac{p}{\gamma} + z\right) \gamma Q. \quad (176)$$

Постоянство удельной потенциальной энергии

$$\frac{p}{\gamma} + z = \text{const} \quad (177)$$

справедливо для любой точки живого сечения плавно изменяющегося потока. Будем считать, что эта сумма соответствует центру тяжести живого сечения, для которого p будет давлением, а z — расстоянием от плоскости сравнения $O-O$.

Следовательно,

$$\int_{\omega} (p + \gamma z) dQ = \gamma \left(\frac{p}{\gamma} + z\right) \int_{\omega} dQ = \left(\frac{p}{\gamma} + z\right) \gamma Q. \quad (178)$$

Обратимся к третьему интегралу выражения (172), определяющему сумму потерь энергии:

$$\int_{\omega} h_{\omega} \gamma dQ. \quad (179)$$

По аналогии с понятием средней скорости потока воспользуемся понятием о средней потере энергии в струйках между сечениями $I-I$ и $II-II$. При этом будем считать, что средней потерей энергии в струйках между сечениями должна быть такая потеря, которая, будучи одинаковой на длине всех струек, соответствовала бы полной потере энергии всего потока между сечениями $I-I$ и $II-II$, отвечающей действительным потерям в струйках, составляющих поток. Обозначим среднюю потерю энергии через h_{ω} .

Тогда

$$\int_{\omega} h_{\omega} \gamma dQ = \int_{\omega} h_{\omega} \gamma dQ = \gamma h_{\omega} \int_{\omega} dQ. \quad (180)$$

Теперь уравнение Бернулли для целого потока вязкой жидкости, записанное нами в общем виде (172), мы можем переписать следующим образом:

$$\frac{\gamma Q z_1 v_1^2}{2g} + \left(\frac{p_1}{\gamma} + z_1\right) \gamma Q = \frac{\gamma Q z_2 v_2^2}{2g} + \left(\frac{p_2}{\gamma} + z_2\right) \gamma Q + \gamma Q h_{\omega}. \quad (181)$$

Отнесем все элементы потока к единице веса жидкости, для чего разделим уравнение (181) на значение веса жидкости γQ .

Тогда окончательно получим

$$\frac{z_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{z_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_{\omega}. \quad (182)$$

Уравнение (182) является уравнением Бернулли для целого потока вязкой жидкости. При этом сумма трех его членов

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \text{ и } \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2$$

есть сумма трех удельных энергий целого потока вязкой жидкости в сечениях I—I и II—II (рис. 85). Члены $\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g}$ и $\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}$ представляют собой удельную кинетическую энергию потока, члены $\frac{p_1}{\gamma}$ и $\frac{p_2}{\gamma}$ — удельную потенциальную энергию давления и, наконец, члены z_1 и z_2 — удельную энергию положения.

Таким образом, мы устанавливаем, что уравнение Бернулли для целого потока вязкой жидкости по своему построению аналогично уравнению Бернулли для элементарной струйки. Мы как бы увеличили элементарную струйку до размеров целого потока. Новым элементом здесь являются коэффициенты α_1 и α_2 , учитывающие влияние неравномерности распределения скоростей по живому сечению потока на его кинетическую энергию.

§ 33. ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ

Уравнение Бернулли широко применяется в различных разделах гидравлики для решения многих практических задач. Так, например, с помощью уравнения Бернулли определяется высота всасывания насоса и производится расчет всасывающих линий. Явление кавитации, наблюдаемое в лопастных насосах и гидравлических турбинах, возникающее в области пониженных давлений, характеризующееся наличием местных ударов при конденсации пузырьков пара и приводящее к разрушению металла и понижению к. п. д. машин, также изучается с применением уравнения Бернулли. На использовании уравнения Бернулли основаны расчеты многих водомерных устройств (водомеры Вентури, водомерные шайбы и диафрагмы) и некоторые водоподъемные установки (например, эжекторы).

Уравнение Бернулли используется при расчете маслопроводов и бензопроводов, систем водяного охлаждения, при определении величины понижения давления в карбюраторах, при построении пьезометрических линий в напорных трубопроводах и т. д. Короче говоря, в гидравлике почти нет разделов, где уравнение Бернулли не использовалось бы в той или иной степени. Поэтому ниже мы приведем несколько случаев применения уравнения Бернулли, ограничиваясь пока только теми задачами, где потерей энергии при движении можно пренебречь.

Обратимся сначала к теории водомера Вентури, представляющего собой устройство, с помощью которого можно производить измерение расхода жидкости в трубах.

Водомер Вентури, схема которого изображена на рис. 86, состоит из конусообразной сходящейся трубы со вставкой меньшего диаметра, чем диаметр цилиндрической трубы, к которой присоединяется водомер. За вставкой следует конус водомера, расширяющийся в направлении течения.

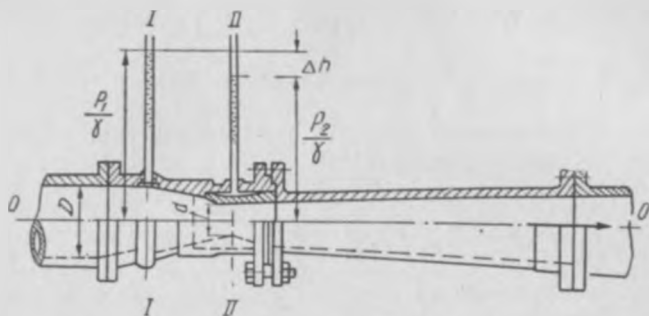


Рис. 86

По оси прибора устанавливаются два пьезометра: один перед началом конусообразного сужения, а другой посередине суженной вставки.

Обозначим:

D — диаметр трубы, в которой производится измерение расхода жидкости;

d — диаметр суженной вставки;

v_1 — средняя скорость в трубе диаметром D ;

v_2 — средняя скорость в области суженной вставки.

Применим уравнение Бернулли к потоку жидкости, движущемуся по водомеру Вентури. Для этого проведем плоскость сравнения $O—O$ по оси прибора и рассмотрим два сечения: сечение $I—I$ в начале сужения, где установлен первый пьезометр, и сечение $II—II$ суженной вставки, где установлен второй пьезометр.

Вследствие незначительной длины прибора между указанными сечениями (обычно 3—5 диаметров трубы) и плавного конусообразного подхода к суженной вставке потерями энергии можно пренебречь. Поэтому мы можем записать уравнение Бернулли применительно к рассматриваемому случаю следующим образом:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma}. \quad (183)$$

Геометрические высоты z_1 и z_2 равны нулю вследствие того, что плоскость сравнения проходит через центры тяжести живых сечений, совпадающие с осью прибора. Так как расход

$$Q = v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2,$$

то

$$v_1 \frac{\pi D^3}{4} = v_2 \frac{\pi d^3}{4}.$$

Определим отсюда скорость v_2 :

$$v_2 = v_1 \frac{D^3}{d^3}.$$

Подставим полученное значение v_2 в уравнение (183). Тогда

$$\frac{a_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} = \frac{a_2 v_1^2 D^4}{2g d^4} + \frac{p_2}{\gamma}, \text{ или } \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \Delta h = v_1^2 \left(\frac{a_2 D^4}{2g d^4} - \frac{a_1}{2g} \right).$$

если через Δh обозначим разность пьезометрических высот, отсчитываемую по шкале прибора.

Следовательно,

$$v_1 = \sqrt{\frac{2g \Delta h}{\frac{D^4}{a_2 d^4} - a_1}}.$$

С другой стороны, расход жидкости, проходящей через водомер, равен

$$Q = \omega_1 v_1.$$

Поэтому

$$Q = \omega_1 \sqrt{\frac{1}{\frac{D^4}{a_2 d^4} - a_1}} \sqrt{2g \Delta h}. \quad (184)$$

При выводе зависимости (184) мы не учитывали потерь энергии при движении воды через прибор. Практически эти потери учитываются введением коэффициента расхода водомера $\mu < 1$. Следовательно, окончательная формула для расхода жидкости, проходящей через водомер, получит такое выражение:

$$Q = \mu \omega_1 \sqrt{\frac{1}{\frac{D^4}{a_2 d^4} - a_1}} \sqrt{2g \Delta h}. \quad (185)$$

Таким образом, для определения расхода жидкости с помощью водомера рассматриваемой конструкции надо знать постоянную прибора, зависящую от его размеров:

$$\omega_1 \sqrt{\frac{1}{\frac{D^4}{a_2 d^4} - a_1}},$$

коэффициент расхода $\mu = 0,985$ для новых водомеров и $\mu = 0,98$ для водомеров, бывших в употреблении.

При определении постоянной водомера коэффициенты неравномерности α_1 и α_2 могут быть приняты равными

$$\alpha_1 = \alpha_2 \cong 1,1.$$

Кроме того, нужно иметь в виду, как будет показано далее, что в некоторых случаях коэффициент расхода μ может зависеть от числа Рейнольдса, т. е. $\mu = f(Re)$.

Следовательно, зная μ и $\omega_1 \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 \frac{D^4}{d^4} - \alpha_1}}$, необходимо только

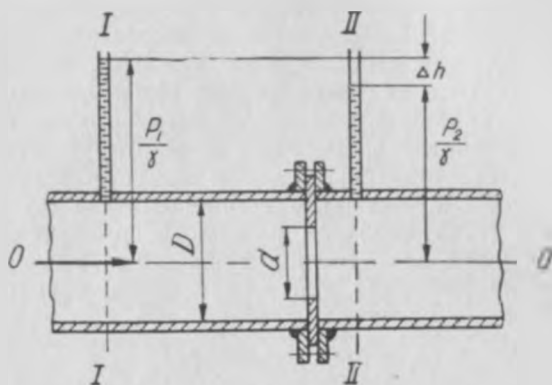


Рис. 87

произвести отсчет по пьезометрам. При этом показание второго пьезометра будет всегда меньше показания первого, так как в суженной части трубки скорости будут больше, а давление ниже. Таким образом, суженная вставка устраивается для получения разности пьезометрических высот.

Кроме рассмотренного выше водомера, для измерения расхода жидкости в трубах применяются измерительные шайбы (диафрагмы), расчет которых также основан на уравнении Бернулли. На рис. 87 показана измерительная шайба, вставленная между раздвинутыми фланцами труб. Шайба, сужая поперечное сечение трубы, понижает давление за собой. Разность показаний пьезометров, из которых один установлен перед шайбой, а другой — за ней, позволяет определить расход по зависимости, аналогичной (185).

В заключение исследуем работу эжектора, служащего для подъема жидкостей, одна из возможных схем которого представлена на рис. 88.

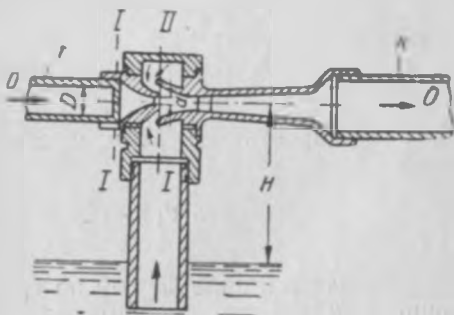


Рис. 88

Эжектор представляет собой конструкцию, состоящую из камеры смешения, в которой частично размещены две конические трубы, не соединенные между собой (сужающаяся и расширяющаяся), и всасывающей трубы, опущенной в резервуар (рис. 88). Сужающаяся коническая труба соединена с трубой T диаметром D , по которой в эжектор поднимается рабочая жидкость в количестве Q . В конечном сечении сужающейся конической трубы, где ее диаметр равен d , скорость сильно возрастает, в результате чего давление здесь падает ниже атмосферного. Вследствие образования вакуума жидкость засасывается эжектором из резервуара по вертикальной всасывающей трубе и движется далее вместе с рабочей жидкостью по трубе K , в которую она поступает из эжектора через коническую расширяющуюся трубу.

Величина вакуума в эжекторе определяется по уравнению Бернулли. Для этого проведем плоскость сравнения через ось эжектора и возьмем два сечения, показанные на чертеже. Напишем уравнение Бернулли для этих сечений, пренебрегая для простоты потерями энергии:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{a_2 v_2^2}{2g}. \quad (186)$$

Величина вакуума, определяемая зависимостью (43), равна

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_{\text{ам}}}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \text{ и } \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_{\text{ам}}}{\gamma} - h_{\text{вак}}.$$

Подставив значение для $\frac{p_2}{\gamma}$ в уравнение (186), после несложных преобразований получаем выражение для величины вакуума, образующегося в эжекторе:

$$h_{\text{вак}} = \frac{a_2 v_2^2}{2g} - \frac{a_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_{\text{ам}}}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma}.$$

Так как скорости в первом и втором сечениях соответственно равны

$$v_1 = \frac{Q}{\pi D^2/4} \text{ и } v_2 = \frac{Q}{\pi d^2/4},$$

где Q — расход, подаваемый по трубе T , то окончательное выражение для величины вакуума, образующегося в эжекторе, получим в следующем виде:

$$h_{\text{вак}} = \frac{16Q^2}{\pi^2 2g} \left(\frac{a_1}{d^4} - \frac{a_2}{D^4} \right) + \frac{p_{\text{ам}}}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma}. \quad (187)$$

Перейдем к решению некоторых численных примеров.

Пример 16. Пусть водомер Вентури имеет размеры $D = 200$ мм и $d = 80$ мм (рис. 89). Дифференциальный манометр водомера заполнен ртутью и водой. Определить расход воды Q при показании манометра $\Delta h = 200$ мм.

Коэффициент расхода, учитывающий потери энергии в водоме-
ре, $\mu = 0,98$.

Тогда расход определится по формуле (185)

$$Q = \mu \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{1}{\alpha_2 \frac{D^4}{d^4} - \alpha_1}} \sqrt{2g\Delta h \frac{p_{рт} - p}{\rho}} =$$

$$= 0,98 \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4,0} \sqrt{\frac{1}{1,1 \frac{0,2^4}{0,08^4} - 1,1}} \sqrt{19\,62 \cdot 0,2 \frac{13,6 - 1,0}{1,0}} =$$

$$= 0,0344 \text{ м}^3/\text{сек} = 34,4 \text{ л/сек.}$$

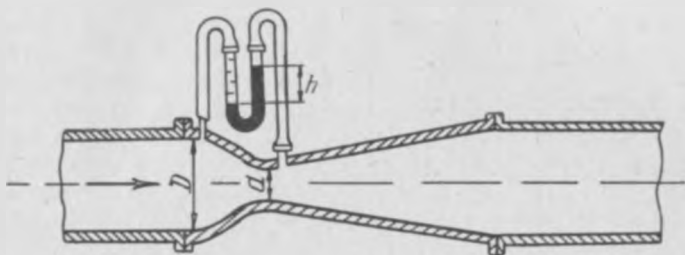


Рис. 89

Пример 17. Вода в количестве $Q = 30 \text{ л/сек}$ подается в эжектор с помощью центробежного насоса, создающего в подводящей трубе T давление $p_1 = 2 \text{ ат}$. Размеры эжектора следующие: $D = 100 \text{ мм}$ и $d = 50 \text{ мм}$ (рис. 88). Вода из напорной линии установки должна изливаться в атмосферу. Можно ли данным эжектором поднять воду из резервуара, расположенного на $H = 4,5 \text{ м}$ ниже оси эжектора?

По зависимости (187) определим вакуум, который создается в эжекторе при заданных его размерах:

$$h_{\text{вак}} = \frac{16Q^2}{\pi^2 2g} \left(\frac{\alpha_1}{d^4} - \frac{\alpha_2}{D^4} \right) + \frac{p_{\text{ат}}}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} =$$

$$= \frac{16,0 \cdot 0,03^2}{3,14^2 \cdot 2,0 \cdot 9,81} \left(\frac{1,1}{0,05^4} - \frac{1,1}{0,10^4} \right) + 10,0 - 20,0 = 1,84 \text{ м.}$$

Так как образующийся вакуум меньше высоты подъема $H = 4,5 \text{ м}$, то эжектор воду из резервуара засосать не сможет. Следовательно, требуется увеличение расхода рабочей жидкости или снижение давления в подводящей трубе.

Пример 18. Определить величину вакуума в начале отсасывающей трубы гидравлической турбины, если ее длина равна $h_b = 5,0 \text{ м}$. Кроме того, известны входной диаметр отсасывающей трубы $D_1 = 0,7 \text{ м}$, выходной диаметр ее $D_2 = 1,40 \text{ м}$ и расход турбины $Q = 1,50 \text{ м}^3/\text{сек}$ (рис. 90).

Для установления величины вакуума в начале отсасывающей трубы (сечение I—I) составим уравнение Бернулли для сечений I—I и II—II, приняв за плоскость сравнения уровень свободной поверхности жидкости (сечение II—II). Тогда в условиях нашего

примера, пренебрегая потерями энергии по длине трубы, на основании (182) можем написать

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}.$$

Так как в рассматриваемом случае

$$z_1 = h_b; \quad z = 0; \quad v_1 = \frac{Q}{\omega_1} = \frac{4Q}{\pi D_1^2};$$

$$v_2 = \frac{Q}{\omega_2} = \frac{4Q}{\pi D_2^2}; \quad p_2 = p_a,$$

то

$$h_b + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{16\alpha_1 Q^2}{2g\pi^2 D_1^4} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{16\alpha_2 Q^2}{2g\pi^2 D_2^4}$$

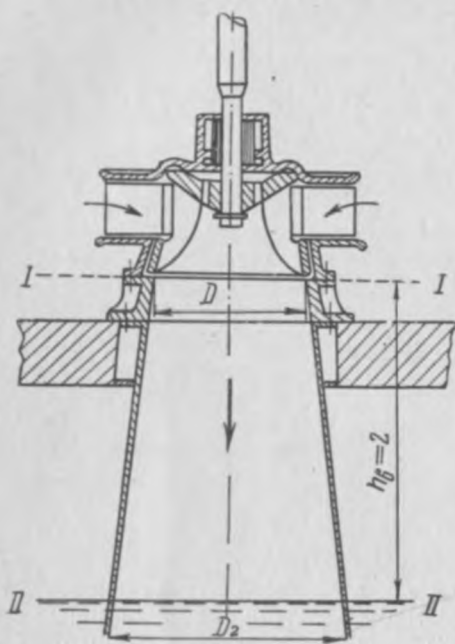


Рис. 90

и

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} = h_b + \frac{16Q^2}{2g\pi^2} \left(\frac{\alpha_1}{D_1^4} - \frac{\alpha_2}{D_2^4} \right).$$

Следовательно,

$$h_{\text{вак}} = 5,0 + \frac{16 \cdot 1,5^2}{2 \cdot 9,81 \cdot 3,14^2} \left(\frac{1,1}{0,7^4} - \frac{1,1}{1,4^4} \right) = 5,8 \text{ м.}$$

§ 34. РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ И ОТКРЫТЫХ РУСЛАХ

Как было указано выше, равномерным движением называется установившееся движение, при котором скорости частиц жидкости не изменяются вдоль траекторий. При равномерном движении жидкости в водопроводных трубах, нефтепроводах, бензопроводах и маслопроводах жидкой смазки, а также в открытых руслах живые сечения, средние скорости течения и глубины по длине потока остаются постоянными.

Выведем основное уравнение равномерного движения, которое служит для гидравлического расчета всех перечисленных выше потоков. Будем рассматривать поток жидкости произвольной формы площадью ω , имеющий по длине постоянное живое сечение и наклоненный к горизонту под углом α_0 . Выделим в потоке сечениями I—I и II—II отсек жидкости ABCD длиной L (рис. 91).

Обозначим давления в центрах тяжести живых сечений потока I—I и II—II соответственно p_1 и p_2 , геометрические высоты этих центров тяжести над плоскостью сравнения O—O— z_1 и z_2 . Из треугольника abc устанавливаем, что

$$\sin \alpha_0 = \frac{z_1 - z_2}{L} \text{ и } L = \frac{z_1 - z_2}{\sin \alpha_0}.$$

Внешние силы, приводящие жидкость в движение, в условиях равномерного движения должны быть равны силам сопротивления, возникающим при движении, так как равномерное движение может происходить только при соблюдении взаимного уравновешивания всех действующих сил. Поэтому сумма проекций внешних сил, приводящих жидкость в движение, на любую ось должна быть равна сумме проекций сил сопротивления на ту же ось. Если за ось проекций принять ось потока (ось движения), то в уравнение равновесия войдут следующие силы: силы давления в сечениях I—I и II—II, сила тяжести отсека жидкости и силы сопротивления движению (так называемые «силы трения на стенке»).

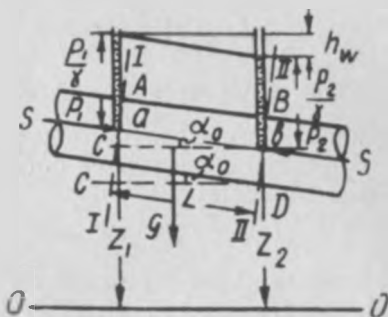


Рис. 91

Внешние силы, приводящие жидкость в движение. Силы давления в сечениях I—I (P_1) и II—II (P_2) определяются по установленной ранее зависимости для величины давления, действующего на плоскую фигуру (мы рассматриваем равномерное движение, где гидродинамические давления распределяются по гидростатическому закону):

$$P_1 = \omega p_1 \text{ и } P_2 = \omega p_2.$$

Отметим, что сила P_2 , как действующая нормально к плоскости живого сечения II—II, направлена против движения. Сила тяжести (веса) отсека равна $G = \omega L \gamma$, где γ — объемный вес жидкости.

Силы сопротивления движению. Эти силы приложены вдоль поверхности стенок отсека ABCD. Обозначим через τ_0 удельную силу трения (силу трения, приходящуюся на единицу внутренней поверхности отсека ABCD), а через λ — смоченный периметр (длину контура живого сечения, по которому

жидкость соприкасается со стенкой). Тогда полная сила трения $T = L, \tau_0$.

Составим уравнение равновесия сил, действующих на отсек $ABCD$ относительно оси потока:

$$P_1 - P_2 + G \sin \alpha_0 - T = 0,$$

или

$$P_1 - P_2 + G \sin \alpha_0 = T. \quad (188)$$

Подставляя в уравнение (188) определенные ранее значения сил, получим

$$\omega p_1 - \omega p_2 + \frac{\omega L \gamma (z_1 - z_2)}{L} = L \tau_0.$$

Разделим уравнение на $\gamma \omega$:

$$\begin{aligned} \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} + z_1 - z_2 &= \frac{L \tau_0}{\omega \gamma}; \\ \left(\frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right) &= \frac{L \tau_0}{\omega \gamma}. \end{aligned} \quad (189)$$

Так как кинетическая энергия $\left(\frac{\omega v^2}{2g} \right)$ в сечениях $I-I$ и $II-II$ одинакова, то левая часть уравнения является разностью удельных энергий и выражает потери энергии на длине отсека. Тогда можно записать:

$$\left(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = h_w = \frac{L \tau_0}{\omega \gamma} \right). \quad (190)$$

Уравнение (190) является основным уравнением равномерного движения и служит для определения потерь энергии по длине потока. Оно справедливо как для напорного движения в трубах, так и для безнапорного движения в открытых руслах.

Таким образом, сопротивления, возникающие при равномерном движении вязкой жидкости, прямо пропорциональны длине потока, смоченному периметру, напряжению силы трения на стенке и обратно пропорциональны площади живого сечения потока.

Гидравлический радиус. В гидравлике широко используется понятие о гидравлическом радиусе, представляющем собой отношение площади живого сечения потока ω к смоченному периметру χ :

$$R = \frac{\omega}{\chi}. \quad (191)$$

Остановимся на этом понятии несколько подробнее. Гидравлический радиус является величиной, в некоторой степени характеризующей форму живого сечения потока. Размерность гидравлического радиуса линейная. Определим значения гидравлического радиуса для двух предельных случаев:

1) для напорной круглой трубы диаметром d , работающей полным сечением:

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2}{4\pi d} = \frac{d}{4};$$

2) для весьма широкого открытого русла глубиной h и шириной по дну B (влиянием откосов берега при определении площади живого сечения и смоченного периметра потока можно пренебречь):

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{Bh}{B} \approx h.$$

Таким образом, сопоставляя гидравлический радиус с глубиной потока, видим, что наименьшее значение он имеет в напорных трубах, составляя $1/4$ глубины наполнения, а наибольшее — в очень широком открытом русле, где гидравлический радиус практически равен глубине потока. Поэтому гидравлический радиус можно рассматривать как величину, близкую к глубине потока в очень широком открытом русле. В этом заключается физический смысл понятия гидравлического радиуса.

Введем гидравлический радиус в зависимость (190). Тогда основное уравнение равномерного движения получим в таком виде:

$$h_w = \frac{L\tau_0}{R\gamma}. \quad (192)$$

Разделим уравнение (192) на длину L :

$$\frac{h_w}{L} = \frac{\tau_0}{\gamma R}.$$

Так как $\frac{h_w}{L} = J$ — гидравлический уклон, то

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ \text{ или } \tau_0 = \gamma RJ. \quad (193)$$

ГЛАВА ПЯТАЯ

ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ ПО ТРУБАМ

Инженерам-механикам приходится производить гидравлические расчеты бензопроводов, нефтепроводов, маслопроводов жидкой смазки, систем охлаждения, водопроводных линий и т. д. В этих трубопроводах возможен как ламинарный (например, при движении вязких жидкостей: технических масел, густой нефти и т. д.), так и турбулентный режим движения. Поэтому рассмотрим оба режима движения жидкости по трубам.

§ 35. ЛАМИНАРНЫЙ РЕЖИМ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

При ламинарном режиме движения вязкой жидкости в круглой цилиндрической трубе отдельные струйки движутся параллельно друг другу. Стенки, вдоль которых происходит движение,

Разделим числитель и знаменатель выражения (197) на ρ :

$$du = -\frac{\Delta p}{2l\rho\nu} h dh.$$

Пронтегрируем полученное дифференциальное уравнение:

$$u = -\frac{\Delta p}{4l\rho\nu} h^2 + C. \quad (198)$$

Постоянную интегрирования определим из пограничных условий на стенке трубы, где при $h = r$ скорость $u = 0$. Тогда

$$C = \frac{\Delta p}{4l\rho\nu} r^2.$$

Окончательно имеем

$$u = \frac{\Delta p}{4l\rho\nu} (r^2 - h^2). \quad (199)$$

Полученное уравнение является уравнением параболы, которое имеет максимум при $h = 0$:

$$u_{\text{макс}} = \frac{\Delta p r^2}{4l\rho\nu}. \quad (200)$$

Следовательно, при ламинарном режиме движения в круглой трубе скорости по живому сечению распределяются по параболическому закону. При этом наибольшая скорость наблюдается по оси трубы.

Определим расход жидкости, проходящей по трубе. Элементарный расход жидкости, проходящей через концентрический слой толщиной dh (рис. 92), расположенный на расстоянии h от оси трубы, равен

$$dQ = 2\pi h dhu = 2\pi h dh \frac{1}{4l} \frac{\Delta p}{\rho\nu} (r^2 - h^2). \quad (201)$$

Полный расход определится интегралом выражения (201):

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^r dQ = \int_0^r 2\pi h dh \frac{1}{4l} \frac{\Delta p}{\rho\nu} (r^2 - h^2) = \frac{\pi \Delta p}{2l\rho\nu} \int_0^r (r^2 - h^2) h dh = \\ &= \frac{\pi \Delta p}{2l\rho\nu} \left(\frac{r^4}{2} - \frac{r^4}{4} \right) = \frac{\Delta p \pi r^4}{8l\rho\nu}. \end{aligned} \quad (202)$$

Средняя скорость при этом будет равна

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi r^2} = \frac{\Delta p \pi r^4}{8l\rho\nu \pi r^2} = \frac{\Delta p r^2}{8l\rho\nu}. \quad (203)$$

Сопоставляя выражение для средней скорости (203) с зависимостью для максимальной скорости (200), устанавливаем:

$$v = \frac{u_{\text{макс}}}{2}. \quad (204)$$

Значит, средняя скорость в круглой трубе при ламинарном режиме движения равна половине максимальной скорости.

Установим зависимость для определения потерь энергии в круглой трубе при ламинарном режиме. Выше указано, что $\frac{\Delta p}{\gamma}$ есть разность давлений в сечениях I—I и II—II, которая расходуется на преодоление сопротивлений: $\frac{\Delta p}{\gamma} = h_w$. Подставив это значение в уравнение (203), получим

$$v = h_w \frac{gr^2}{8vl},$$

или

$$h_w = \frac{8vlv}{gr^2}. \quad (205)$$

Следовательно, потери энергии при ламинарном режиме движения пропорциональны первой степени скорости, как это уже указано ранее при анализе результатов экспериментальных исследований.

Установим выражение для гидравлического уклона. Оно получается путем почленного деления уравнения (205) на l . Действительно,

$$\frac{h_w}{l} = J = \frac{8vv}{gr^2} = \frac{32vv}{gd^2}. \quad (206)$$

Перепишем выражение (206) следующим образом:

$$J = \frac{2 \cdot 32 \cdot vv^2}{vd2gd} = \frac{64vv^2}{vd2gd}.$$

Так как

$$\frac{vd}{v} = Re,$$

то

$$J = \frac{64v^2}{Re \cdot 2gd}. \quad (207)$$

Следовательно, гидравлический уклон при ламинарном режиме движения зависит от числа Re . Выражение $\frac{64}{Re}$ в гидравлике обозначают через

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

и называют коэффициентом сопротивления. Тогда формулы для определения потери энергии и гидравлического уклона могут быть записаны в таком виде (формула Вейсбаха Дарси):

$$\begin{aligned} h_w &= \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g}; \\ J &= \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}. \end{aligned} \quad (208)$$

§ 36. ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕЖИМ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

При турбулентном режиме движения, описанном в § 22, наблюдается непрерывное интенсивное перемешивание частиц жидкости в результате их перемещения в направлении, перпендикулярном к основному направлению движения потока. При этом возникают мгновенные изменения величин и направлений скоростей движения отдельных частиц, называемые пульсацией скоростей.



Рис 94

Явление пульсации скоростей заключается в том, что местные скорости (скорости движения в точке) непрерывно изменяются, колеблясь около некоторой постоянной величины, называемой местной осредненной скоростью. На рис. 94 показана картина пульсации скорости по данным М. А. Великанова, всесторонне изучавшего это явление теоретически и экспериментально. Определим осредненную местную скорость. Возьмем в жидкости элементарную площадку $d\omega$, в области которой происходит пульсация скорости. За время dt через эту площадку проходит количество жидкости, равное $u_m d\omega dt$, где u_m — переменная величина скорости. За время T через эту площадку пройдет объем жидкости

$$dW = \int_0^T u_m d\omega dt = d\omega \int_0^T u_m dt.$$

Тогда элементарный расход жидкости за время T , проходящей через рассматриваемую нами площадку, будет равен

$$dQ = \frac{dW}{T} = \frac{d\omega \int_0^T u_m dt}{T}$$

Соответственно осредненная местная скорость определится как

$$v_{\text{оср}} = \frac{dQ}{d\omega} = \frac{\int_0^T u_m dt}{T} \quad (209)$$

Если измерить мгновенные скорости u_m с помощью специальных точных приборов и вычислить осредненную местную ско-

рость по зависимости (209), то можно убедиться, что осредненная местная скорость является практически постоянной и направленной вдоль потока. Поэтому потоки, находящиеся в турбулентном режиме движения, можно рассматривать условно параллельно-струйными и применять к ним уравнение Бернулли.

На основании результатов экспериментальных исследований и теоретических предположений Прандтля, Никурадзе и других считается, что в потоках, находящихся в условиях турбулентного режима, на границах поверхностей труб, стенок каналов и т. д. имеется весьма тонкий слой жидкости с режимом движения, близким к ламинарному. Этот слой жидкости называется «ламинарным подслоем». Толщина его очень мала и измеряется долями миллиметра. Остальная же часть

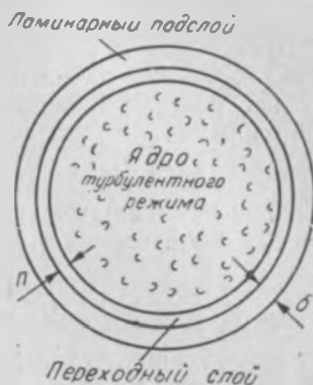


Рис. 95

потока занимается так называемым «турбулентным ядром». Однако в процессе последних исследований было установлено, что между ламинарным подслоем и турбулентным ядром существует еще переходный слой со смешанным режимом движения (временами ламинарным, временами турбулентным с хорошо замечаемыми срывами вихрей).

В соответствии с указанными предположениями поток, находящийся в турбулентном режиме движения, состоит из ламинарного подслоя, переходного слоя и турбулентного ядра (рис. 95).

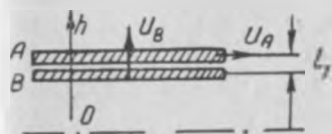


Рис. 96

Отмеченные особенности турбулентного режима движения дали возможность предложить теорию потерь энергии, основанную на использовании понятия о касательных напряжениях, действие которых усугубляет турбулентное перемешивание частиц движущейся жидкости (по работам Прандтля и Кармана).

Ниже излагаются основы этой теории.

Выделим в жидкости два слоя A и B (рис. 96), которые имеют площадь взаимного соприкосновения S и относительную скорость движения слоя A по слою B, равную u_A . В результате относительного движения слоя A со скоростью u_A по слою B между ними возникает напряжение трения, равное

$$\tau_1 = \mu \frac{du}{dh}.$$

Как уже отмечалось, кроме перемещения жидкости в направлении общего движения потока, происходит поперечное движение частиц жидкости от слоя B к слою A , т. е. обмен количествами движения между слоями, в результате чего возникает касательная сила.

Предположим, что скорость поперечного перемещения частиц равна u_B . Тогда за единицу времени из слоя B в слой A переместится масса жидкости $\rho S u_B$, что вызовет появление касательной силы T :

$$T = \rho S u_B u_A.$$

Касательное напряжение (внутреннее трение), обусловливаемое обменом количества движения между слоями, будет равно

$$\tau_2 = \frac{T}{S} = \frac{\rho S u_B u_A}{S} = \rho u_B u_A.$$

В соответствии с теорией Прандтля

$$u_A = k_1 l_1 \left(\frac{du}{dh} \right) \text{ и } u_B = k_2 l_1 \left(\frac{du}{dh} \right),$$

где l_1 — расстояние между слоями (рис. 96);

k_1 и k_2 — коэффициенты пропорциональности.
Следовательно,

$$\tau_2 = \rho k_1 l_1 \left(\frac{du}{dh} \right) k_2 l_1 \left(\frac{du}{dh} \right) = \rho k_1 k_2 l_1^2 \left(\frac{du}{dh} \right)^2 = \rho l^2 \left(\frac{du}{dh} \right)^2, \quad (210)$$

где величина $\sqrt{k_1 k_2 l_1^2} = l$ по предложению Прандтля названа «длиной пути перемешивания».

Таким образом, суммарное напряжение трения в условиях турбулентного режима движения получает такое выражение:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = \mu \frac{du}{dh} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dh} \right)^2. \quad (211)$$

Как показывают опытные данные, первый член зависимости (211), выражающий вязкостное трение, мал по сравнению со вторым, а потому при турбулентном режиме преимущественное значение имеют потери энергии, возникающие в результате перемешивания частиц.

Однако воспользоваться изложенной выше теорией на настоящей стадии ее разработки крайне затруднительно в силу неопределенности многих величин, входящих в зависимости, получаемые на основании этой теории. В частности, весьма неопределенной величиной является длина пути перемешивания. Тем не менее зависимость (211) дает возможность получить приближенное аналитическое решение задачи о распределении скоростей по живому сечению круглой трубы.

Распределение скоростей по живому сечению трубы в условиях турбулентного режима движения изучено только экспериментально; вследствие сложности процессов, происходящих в потоке, точного аналитического решения до сих пор нет. Опытами установлено следующее:

1) скорости на поверхности стенки равны нулю вследствие прилипания к ней частиц жидкости;

2) на весьма малом расстоянии от поверхности стенки скорости могут достигать значительной величины, мало отличающейся от значений скоростей в других точках живого сечения;

3) в точках живого сечения потока, более удаленных от поверхности стенки, скорости возрастают медленнее (рис. 97).

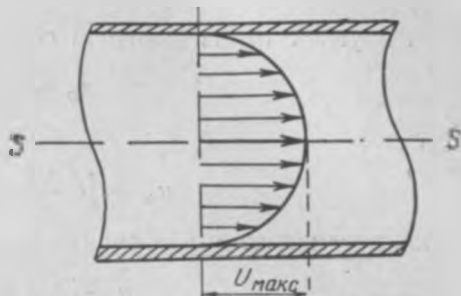


Рис. 97

Условно приняв допущение Л. Прандтля о линейной связи между длиной пути перемешивания l и расстоянием от стенки h , т. е. $l \approx kh$, и используя зависимости (210) и (211), можем написать

$$\tau = \tau_s = \rho k^2 h^2 \left(\frac{du}{dh} \right)^2,$$

или

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = kh \frac{du}{dh},$$

откуда

$$du = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \frac{dh}{h}. \quad (212)$$

Для области потока около стенки переменное касательное напряжение трения τ можно заменить постоянным напряжением трения на стенке τ_0 . Тогда

$$du = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{dh}{h}. \quad (213)$$

Величина $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ имеет размерность скорости

$$\left[\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \right] = \sqrt{\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}}{\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}}} [\text{м/сек}].$$

Поэтому выражение $\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ в гидравлике получило наименование

«динамической скорости», или «скорости среза», и обозначается через u_* .

Для выяснения связи, существующей между величиной скорости среза и потерями энергии, воспользуемся основным уравнением равномерного движения (193)

$$\frac{\tau_0}{\gamma} = RJ.$$

Для круглой трубы радиусом r можем записать

$$\tau_0 = \frac{\gamma J}{2} r.$$

Тогда

$$u_* = \sqrt{\frac{gJr}{2}} = \sqrt{gJR}. \quad (214)$$

Принтегрировав дифференциальное уравнение (213), получим

$$u = \frac{u_*}{k} \ln h + C. \quad (215)$$

Следовательно, в потоке, находящемся в условиях турбулентного режима, скорости у стенки изменяются по логарифмическому закону.

Зависимость (215) выведена для области потока, движущегося около стенки трубы. Естественно, что возникло стремление распространить эту зависимость на весь поток в целом.

На основании опытов Никурадзе обычно считают, что коэффициент k для труб имеет постоянное значение и равен $k = 0,40$ для всего живого сечения трубы. Однако, как показали опыты Ф. А. Шевелева¹, этот коэффициент не является постоянным и, в частности, зависит от диаметра трубы. Вместе с тем для получения приближенных решений можно принять $k = \text{const} = 0,40$. Поэтому, обращаясь к зависимости (215), определим постоянную интегрирования C из того условия, что при $h = r$ скорость в трубе достигает наибольшего значения и равна $u_{\text{макс}}$. Значит,

$$u_{\text{макс}} = \frac{u_*}{k} \ln r + C,$$

или

$$C = u_{\text{макс}} - \frac{u_* \ln r}{k}.$$

Подставим полученное выражение для C в зависимость (215):

$$u = \frac{u_*}{k} \ln h + u_{\text{макс}} - \frac{u_* \ln r}{k} = u_{\text{макс}} + \frac{u_*}{k} (\ln h - \ln r)$$

и, наконец,

$$\frac{u_{\text{макс}} - u}{u_*} = \frac{1}{k} \lg \frac{r}{h}. \quad (216)$$

¹ Ф. А. Шевелев. Исследование основных гидравлических закономерностей турбулентного движения в трубах. Гостройиздат, 1953.

Приняв $k = 0,4$ и переходя к десятичным логарифмам, получим

$$\frac{u_{\max} - u}{u_*} = 5,75 \lg \frac{r}{h}, \quad (217)$$

или окончательно

$$u = u_{\max} - 5,75 u_* \lg \frac{r}{h}. \quad (218)$$

Пользуясь одновременно формулами (214), (215) и (218), можно определять местные скорости в различных точках живого сечения трубы и строить эпюры скоростей. Пример такой эпюры для круглой трубы представлен на рис. 97.

§ 37. ПОНЯТИЕ О ГЛАДКИХ И ШЕРОХОВАТЫХ ТРУБАХ

Предположим, что поток, находящийся в турбулентном режиме движения, движется по трубе, выступы шероховатости которой имеют размер Δ . Если ламинарный подслои толщиной δ , обволакивающий выступы шероховатости, полностью их перекрывает, как это, например, показано на рис. 98, то потери напора не будут зависеть от степени шероховатости стенок трубы: в этом случае жидкость скользит по ламинарному подслою, и имеет место трение жидкости о жидкость.



Рис. 98

Если же выступы шероховатости больше толщины ламинарного подслоя (рис. 99), то потери напора будут в значительной степени зависеть от шероховатости стенок, так как в этом случае трение жидкости происходит о шероховатую поверхность, не сглаженную подслоем. В соответствии с этим различают две категории стенок труб: гладкие ($\delta > \Delta$) и шероховатые ($\delta < \Delta$). При этом необходимо отметить, что понятие «гладкой» стенки является относительным, так как толщина ламинарного подслоя зависит от числа Re , уменьшаясь с его увеличением.

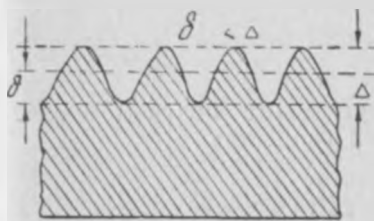


Рис. 99

Установим зависимость, связывающую толщину ламинарного подслоя δ с числом Re . Градиент скорости в пределах ламинарного подслоя, учитывая его малую толщину и наличие нулевой скорости на стенке, можно определить зависимость

$$\frac{du}{dh} = \frac{u_n}{\delta}.$$

где u_n — скорость на внешней границе ламинарного подслоя. Тогда величина напряжения трения на стенке трубы

$$\tau_0 = \mu \frac{u_n}{\delta}.$$

Разделим полученное уравнение на значение плотности ρ :

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{\mu u_n}{\rho \delta} = \nu \frac{u_n}{\delta},$$

или

$$u_* = \nu \frac{u_n}{\delta}. \quad (219)$$

Таким образом, толщина ламинарного подслоя равна

$$\delta = \nu \frac{u_n}{u_*^2}, \quad \text{или} \quad \frac{\delta u_*}{\nu} = \frac{u_n}{u_*}. \quad (220)$$

На основании опытов Никурадзе принимается, что выражение $\frac{\delta u_*}{\nu} = N$ для гладких труб есть величина постоянная и равная $N = 10,47$. Тогда толщина ламинарного подслоя будет равна

$$\delta = \frac{\nu N}{u_*} = \frac{10,47 \nu}{u_*}. \quad (221)$$

Выше было установлено, что «динамическая скорость» связана с гидравлическим радиусом и уклоном зависимостью (214)

$$u_* = \sqrt{gJR} = \frac{1}{2} \sqrt{gdJ}.$$

если гидравлический радиус выразить через диаметр трубы d . С другой стороны, гидравлический уклон J может быть определен по соотношению (208)

$$J = \frac{\lambda}{d} \frac{v^3}{2g}.$$

Подставив это значение в зависимость (214), получим окончательное выражение для «динамической скорости»

$$u_* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{gd \cdot v^3}{2gd}} = \frac{v}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{2}}. \quad (222)$$

Следовательно, зависимость (221) может быть записана теперь в таком виде:

$$\delta = \frac{10,47 \cdot 2 \sqrt{2}}{v \sqrt{\lambda}} \approx \frac{30 \nu}{v \sqrt{\lambda}}. \quad (223)$$

Так как $v = \frac{\nu Re}{d}$, то $\frac{\nu}{v} = \frac{d}{Re}$.

Поэтому окончательно имеем

$$\delta = \frac{30d}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} = \frac{60r}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} \quad (224)$$

Итак, толщина ламинарного подслоя прямо пропорциональна радиусу трубы, обратно пропорциональна числу Re и квадратно-обратно пропорциональна корню из коэффициента сопротивления λ .

§ 38. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ НАПОРА В ТРУБАХ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ

Из предыдущего изложения следует, что потери энергии (напора) в гладких и в шероховатых трубах при ламинарном режиме движения жидкости пропорциональны первой степени скорости, а в случае турбулентного режима — квадрату скорости. При этом квадратичный закон сопротивлений для шероховатых труб справедлив только для вполне турбулентного режима, под которым понимается движение при полном разрушении ламинарного подслоя.

В переходной зоне, а также в условиях турбулентного режима при частично существующем ламинарном подслое показатель степени при скорости v изменяется в пределах $n = 1,0 \div 2,0$.

В каждом частном случае величина n определяется опытным путем. Коэффициент сопротивления гладких труб находят по эмпирическим зависимостям вида $\lambda = f(\text{Re})$. Для потоков, характеризующихся числами Re от 2300 до 100 000, применяется такая зависимость:

$$\lambda_{\text{г.л.}} = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} \quad (225)$$

П. Н. Конаковым предложена более общая формула, область применения которой не ограничивается величиной числа Re :

$$\lambda_{\text{г.л.}} = \frac{1}{(1,8 \lg \text{Re} - 1,5)^2} \quad (226)$$

Наконец, может быть использована формула проф. Г. К. Филоненко

$$\lambda_{\text{г.л.}} = \left(\frac{0,55}{\lg \frac{\text{Re}}{8}} \right)^2, \quad (227)$$

дающая практически одинаковые результаты с формулой П. Н. Конакова. При расчете потерь на трение по длине напорного трубопровода с использованием формулы Дарси (208) коэффициент λ наиболее точно и удобно определять по графику ВТН, который составлен в результате обработки опытных данных, полученных при исследовании труб с различной технической шероховатостью и разными числами Рейнольдса.

Для определения потерь напора в шероховатых трубах напишем следующую общую зависимость для вполне турбулентного режима:

$$\tau_0 = \gamma b v^2, \quad (228)$$

где величина b может рассматриваться как некоторый коэффициент пропорциональности, определяемый опытным путем.

С другой стороны, напряжение силы трения на стенке может быть определено из основного уравнения равномерного движения согласно равенству (193)

$$\tau_0 = \gamma R J.$$

Тогда, приравняв зависимости (228) и (193), можем написать

$$\gamma b v^2 = \gamma R J,$$

или

$$v = \sqrt{\frac{1}{b}} \sqrt{R J}.$$

Обозначив $\sqrt{\frac{1}{b}} = C$, получим окончательное выражение для средней скорости течения при равномерном движении

$$v = C \sqrt{R J}. \quad (229)$$

Зависимость (229) в гидравлике носит название формулы Шези; она служит для определения средней скорости течения при равномерном движении жидкости в трубах, каналах и естественных руслах. При использовании формулы (229) в практических расчетах необходимо определить коэффициент C , для чего существуют специальные расчетные формулы, большинство которых является эмпирическими.

Проф. А. А. Сабанеев¹ с помощью метода размерностей установил теоретическую структуру, которой должна обладать формула для коэффициента C . Исследование показало, что из всех существующих эмпирических формул наиболее правильна по структуре формула акад. Н. Н. Павловского:

$$C = \frac{1}{n} R^y, \quad (230)$$

где n — коэффициент шероховатости, характеризующий шероховатость стенки трубы или русла;

R — гидравлический радиус;

y — переменный показатель степени, равный

$$y = 2,5 \sqrt{n} - 0,13 - 0,75 \sqrt{R} (\sqrt{n} - 0,10).$$

Формула (230), основанная на значительном опытном материале, хорошо подтверждается на практике. Поэтому в настоящее

¹ Проф. доктор техн. наук А. А. Сабанеев. Универсальная формула для коэффициента Шези. Известия ВНИИГ, т. XXXII, 1948.

время она считается основной при расчетах труб и каналов, находящихся в условиях вполне турбулентного режима движения. Н. Н. Павловский считает возможным использование формулы (230) в пределах $0,1 \text{ м} < R < 3,0 \text{ м}$ и $0,011 < n < 0,040$.

Кроме формулы (230) Н. Н. Павловского, широкое применение нашли формула Маннинга

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6} \quad (231)$$

и формула Форхгеймера

$$C = \frac{1}{n} R^{1/3}, \quad (232)$$

в которых показатель степени y является постоянным и соответственно равным $y = 1/6$ и $y = 1/3$. В силу этого формулы Маннинга и Форхгеймера несколько проще при расчетах, чем формула (230).

Для расчета труб рекомендуется применять коэффициенты шероховатости, приведенные в табл. 6.

Таблица 6
Таблица значений коэффициента шероховатости n для труб

Состояние стенок труб и характерные условия эксплуатации	n	$\frac{1}{n}$
Новые чугунные, металлические и гончарные трубы при хорошей укладке и соединении	0,011	90,9
Водопроводные трубы в нормальных условиях эксплуатации, бетонные трубы в очень хорошем состоянии	0,012	83,3
Несколько загрязненные водопроводные трубы, клепаные стальные спиральные трубы в очень хорошем состоянии, бетонные трубы в хорошем состоянии	0,013	76,9
Загрязненные водопроводные трубы	0,014	71,4
Клепаные стальные спиральные трубы в средних условиях эксплуатации	0,015	66,7
Бетонные трубы в плохом состоянии	0,016	62,5

В последнее время рядом авторов составлены таблицы значений коэффициента C , подсчитанных по формуле Н. Н. Павловского, для различных коэффициентов шероховатости и гидравлических радиусов R^1 .

Используя формулу Шези (230), можно получить две так называемые «водопроводные» формулы, применяющиеся при гид-

¹ См., например, А. А. Угличус. Каналы и сооружения на них. Госстройиздат, М., 1953, стр. 356—367.

равлическом расчете круглых напорных труб. Обозначив через L длину трубы, представим формулу Шези следующим образом:

$$v = C \sqrt{RJ} = C \sqrt{R \frac{h_w}{L}}.$$

Следовательно,

$$h_w = \frac{Lv^2}{C^2 R} = \frac{4Lv^2}{C^2 d}. \quad (233)$$

Разделив в (233) числитель и знаменатель на $2g$, получим окончательно формулу, которая может быть названа первой водопроводной формулой (формула Дарси):

$$h_w = \frac{8gLv^2}{C^2 d 2g} = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad (233')$$

где коэффициент сопротивления

$$\lambda = \frac{8g}{C^2}.$$

Определяя C по формуле акад. Н. Н. Павловского, получим

$$\lambda = \frac{8gn^2}{\left(\frac{d}{4}\right)^{2y}}.$$

Заменим в зависимости (233) скорость v через

$$v = \frac{Q}{\omega},$$

где Q — расход жидкости, проходящей через трубу;

$\omega = \frac{\pi d^2}{4}$ — площадь живого сечения трубы.

Тогда получим формулу, которая может быть названа второй водопроводной формулой:

$$h_w = \frac{LQ^2}{C^2 \omega^2 \frac{d}{4}} = \frac{64LQ^2}{C^2 \pi^2 d^5} = aL \frac{Q^2}{d^5}, \quad (234)$$

здесь

$$a = \frac{64}{C^2 \pi^2} = \frac{64n^2}{\pi^2 \left(\frac{d}{4}\right)^{2y}}. \quad (235)$$

Для упрощения вычислений по формулам (233') и (234) для стандартных диаметров труб составлены таблицы значений коэффициентов $\lambda = f_1(d)$ и $a = f_2(d)$ при различных коэффициентах шероховатости n с применением полной формулы Н. Н. Павловского (230). В качестве примера в приложении I приведены значения коэффициентов λ и a при коэффициенте шероховатости $n = 0,012$.

Расчет напорных нефтепроводов и керосинопроводов производится по формуле акад. В. Г. Шухова, который еще в 1885 г. впервые решил вопрос о движении очень вязких жидкостей. Формула Шухова может быть получена следующим образом. На основании зависимости (228) расход жидкости определится выражением

$$Q = \omega v = \omega C \sqrt{RJ} = \frac{\pi d^3}{4} C \sqrt{\frac{d}{4} J}.$$

Так как $\lambda = \frac{8g}{C^2}$, то $C = \frac{\pi \sqrt{2g}}{\sqrt{\lambda}}$.

Тогда

$$Q = \frac{\pi \sqrt{2g}}{4 \sqrt{\lambda}} \sqrt{d^5 J}. \quad (236)$$

Обозначив

$$\frac{\pi \sqrt{2g}}{4 \sqrt{\lambda}} = \frac{3,48}{\sqrt{\lambda}} = m, \quad (237)$$

получим известную формулу В. Г. Шухова

$$Q = m \sqrt{d^5 J}, \quad (238)$$

где m — коэффициент расхода, определяемый опытным путем.

В результате многочисленных исследований акад В. Г. Шухов получил следующие коэффициенты расхода m для различных вязких жидкостей при $t = 6,25^\circ \text{C}$:

Вид жидкости	m
Мазут	4,6
Бакинская нефть	18,4
Керосин	23,0

Кроме того, при расчете нефтепроводов применяются такие формулы:

для гладких труб (при $Re < 100\,000$) используется формула Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}; \quad (239)$$

для чистой парафинистой нефти — зависимость

$$\lambda = 0,0111 \frac{1,7}{Re}. \quad (240)$$

Приведенные выше формулы (228), (233') и (234) для расчета шероховатых труб справедливы, как уже указывалось выше, только для вполне турбулентного режима. В связи с этим на основании результатов наблюдений, произведенных Ф. А. Шевелевым «Водгео» на Московском водопроводе, было установлено, что вполне турбулентный режим практически может иметь место

только в трубах сравнительно небольших диаметров (не более 500—600 мм) или в трубах, обладающих значительной шероховатостью.

Наблюдения над потерями напора велись в чугунных и стальных трубах диаметром 600—1200 мм. При этом исследовались новые трубы и трубы, бывшие в эксплуатации более 15 лет. Было установлено, что трубы больших диаметров работают преимущественно в переходной области в силу малости их относительной шероховатости. Поэтому квадратичный закон сопротивления в больших трубах соответствует только трубам со значительной шероховатостью.

В результате обработки экспериментального материала для переходной области Ф. А. Шевелев рекомендует пользоваться такой формулой:

$$i = 0,001735 \frac{Q^2}{d^{4.1}} k, \quad (241)$$

где k — поправочный коэффициент, зависящий от средней скорости v .

Значения этого поправочного коэффициента для стальных и чугунных труб приводятся в приложении II.

В последнее время в расчетные формулы для коэффициента сопротивления λ вводят значения высоты выступов шероховатости Δ (рис. 98) вместо коэффициента шероховатости n . Такая замена позволяет использовать вместо коэффициента шероховатости n «абсолютную» шероховатость, определяемую высотой выступов Δ мм.

В связи с этим большой практический интерес представляют совместные исследования Московского нефтяного и Центрального аэрогидродинамического институтов по определению величины абсолютной шероховатости Δ . Так, например, установлено, что для новых стальных труб, изготовленных на заводах СССР, величина $\Delta = 0,05$ мм. Для металлических труб, бывших в употреблении, рекомендуется принимать величину $\Delta = 0,2$ мм. Крайне интересна зависимость, устанавливающая связь между коэффициентом шероховатости n и абсолютной шероховатостью Δ . Впервые она была предложена проф. В. Н. Гончаровым:

$$n = \frac{\Delta^{0.2}}{19,6}. \quad (242)$$

Позднее проф. В. Г. Лобачев несколько уточнил эту зависимость, получив такую формулу:

$$n \approx 0,0395 \sqrt[6]{\Delta}. \quad (243)$$

В качестве примера небезынтересно привести профилограмму абсолютной шероховатости внутренней поверхности чугунной трубы (рис. 100), полученную с помощью специального фотопро-

филографа в гидротехнической лаборатории «Укрводгео» (Харьков). В этой лаборатории выполнены обширные исследования, связанные с определением абсолютной шероховатости труб из различного материала, а также бетонных поверхностей открытых потоков.

В заключение приводим экспериментальные формулы, применяющиеся для расчета неметаллических труб:

а) для асбоцементных труб (формула Ф. А. Шевелева):

$$i = 0,000\,561 \frac{v^3}{d^{1,19}} \left(1 + \frac{3,51}{v}\right) 0,19; \quad (244)$$



Рис. 100

б) для деревянных труб (формула Скобея):

$$\lambda = \frac{0,01738}{v^{0,2} d^{0,17}}. \quad (245)$$

Пример 19. По трубопроводу из чугунных труб диаметром 300 мм и длиной $L = 1200$ м проходит вода; расход ее $Q = 85$ л/сек. Найти потери напора в трубопроводе. Так как расход воды Q и диаметр трубы d известны, то для определения потерь напора воспользуемся второй водопроводной формулой (234):

$$h_w = aL \frac{Q^2}{d^5}.$$

По таблице, помещенной в приложении I, для коэффициента шероховатости $n = 0,012$ и диаметра $d = 0,300$ находим $a = 0,00193$:

$$h_w = \frac{0,00193 \cdot 1200 \cdot 0,085^2}{0,3^5} = 6,87 \text{ м.}$$

§ 39. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ОБЛАСТИ МЕСТНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Мы рассмотрели потери энергии (напора) по длине потока. Наблюдаются также местные потери энергии, вызываемые местными сопротивлениями. Местные сопротивления — это всякого рода изменения живого сечения или конфигурации потока (когда происходит резкое изменение величин и направлений его скоростей), т. е. расширение или сужение потока, повороты, препятствия в виде диафрагм, кранов, задвижек и т. д.

В зоне местных сопротивлений происходит обтекание местных препятствий с образованием водоворотных зон и интенсивным обменом частицами жидкости основного потока и этих зон. Это

и является основным источником местных потерь энергии. Многочисленными опытами установлено, что местные потери подчиняются общему закону потерь энергии, будучи при турбулентном режиме движения пропорциональными квадрату скорости, а в условиях ламинарного режима пропорциональными скорости степени $n < 2$. Местные потери энергии при турбулентном режиме движения определяются по формуле

$$h_{WM} = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (246)$$

где ζ — безразмерный коэффициент, называемый коэффициентом

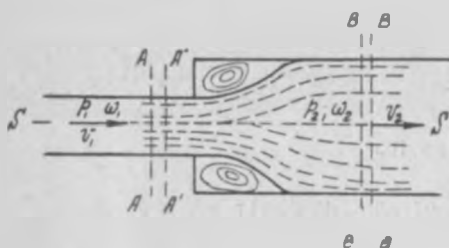


Рис. 101

местного сопротивления и определяемый опытным путем для каждого вида сопротивлений.

Рассмотрим один из случаев местных потерь энергии, а именно, внезапное расширение потока. В этом случае коэффициент сопротивления можно определить теоретически, что представляет несом-

ненный интерес с точки зрения установления его природы. Для этого в потоке, движущемся в области внезапного расширения, рассмотрим отсек жидкости между сечениями $A-A'$ и $B-B'$, взяв сечение $B-B'$ в той области, где поток работает полным сечением и где давление можно принимать следующим гидростатическому закону (рис. 101). Обозначим: ω_1 и ω_2 — площади живых сечений потока до и после расширения, v_1 и v_2 — средние скорости в живых сечениях, p_1 и p_2 — давления в центрах тяжести живых сечений ω_1 и ω_2 .

Предположим, что за время dt отсек $AABB$ переместится в новое положение $A'A'B'B'$. Вследствие несжимаемости жидкости объемы $AAA'A'$ и $BBB'B'$ равны между собой и могут быть выражены как Qdt , где Q — расход жидкости, движущейся через отсек.

Применим в рассматриваемом случае закон изменения количества движения. Примем за ось проекций ось потока $S-S$ (рис. 101). Определим изменение количества движения в исследуемом нами отсеке. Оно равно разности количеств движения в объемах $BBB'B'$ и $AAA'A'$ (объем $A'A'BB$ как бы остался на месте, и его количество движения не изменится). Обозначив через $K_{\partial A}$ и $K_{\partial B}$ количества движений в указанных объемах, можно записать:

$$K_{\partial A} = m\alpha_1 v_1 = \rho V\alpha_1 v_1 = \rho Qdt\alpha_1 v_1;$$

$$K_{\partial B} = m\alpha_2 v_2 = \rho V \alpha_2 v_2 = \rho Q dt \alpha_2 v_2.$$

Тогда изменение количества движения будет равно

$$\Delta K_{\partial} = K_{\partial B} - K_{\partial A} = \rho Q (\alpha_2 v_2 - \alpha_1 v_1) dt.$$

Так как за ось проекций мы выбрали ось движения, то изменение количества движения спроектируется в натуральную величину (скорости параллельны оси проекций). Пренебрегая силами трения на стенке и учитывая, что проекция импульса силы тяжести на горизонтальную ось будет равна нулю, устанавливаем, что в выражение импульса войдут только силы давления $P_1 = \omega_1 p_1$ и $P_2 = -\omega_2 p_2$ в сечениях $A - A$ и $B - B$. Так как давление направлено нормально к площадям живых сечений, их импульсы также спроектируются на ось проекций в натуральную величину. Таким образом, можно записать

$$\Delta K_{\partial} = P_1 dt + P_2 dt,$$

или

$$\rho Q (\alpha_2 v_2 - \alpha_1 v_1) dt = \omega_1 p_1 dt - \omega_2 p_2 dt.$$

Разделив это уравнение на $\gamma Q dt$ и приняв $\alpha_1 = \alpha_2 = 1,0$, получим

$$\frac{v_2 - v_1}{g} = \frac{\omega_2 p_1}{\gamma Q} - \frac{\omega_1 p_2}{\gamma Q}, \text{ или } \frac{v_2 - v_1}{g} = \frac{p_1}{\gamma v_1} - \frac{p_2}{\gamma v_2} = \frac{1}{v_2} \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \right).$$

Следовательно,

$$\frac{v_2 (v_2 - v_1)}{g} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma}. \quad (247)$$

Прибавим к левой и правой части уравнения (247) разности скоростных напоров $\frac{v_1^2 - v_2^2}{2g}$:

$$\frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_2^2}{g} - \frac{v_2 v_1}{g} = \left(\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(\frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \right),$$

или

$$\frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \left(\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(\frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \right). \quad (247')$$

Заменим в левой части зависимости (247) скорость $v_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1} v_2$:

$$\left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_2^2}{2g} - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \frac{v_2^2}{g} = \left(\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(\frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \right),$$

или

$$\frac{v_2^2}{2g} \left[\left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 - 2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) + 1 \right] = \frac{v_2^2}{2g} \left[\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right]^2 = \left(\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(\frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} \right) \quad (248)$$

Правая часть зависимости (248) при учете, что $z_1 = z_2 = 0$, представляет собой разность полных удельных энергий между сечениями $A - A$ и $B - B$. Тогда

$$h_w = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \frac{v_2^2}{2g}, \quad (249)$$

где выражение в скобках — коэффициент сопротивления для случая внезапного расширения:

$$\zeta_{в.р} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2. \quad (250)$$

Таким образом, значение коэффициента сопротивления $\zeta_{в.р}$ определено теоретическим путем и подтверждена пропорциональность местных потерь при принятых условиях квадрату скорости движения потока.

Следует отметить, что действительные потери энергии при внезапном расширении потока несколько больше подсчитанных по формуле (250). Поэтому в теоретическую формулу (249) рекомендуется вводить поправочный коэффициент k , определяемый опытным путем:

$$h_w = k \zeta_{в.р} \frac{v_2^2}{2g}. \quad (251)$$

Коэффициенты сопротивления, учитывающие другие виды местных потерь (внезапное сужение, повороты, диафрагмы и т. д.), не могут быть определены теоретически, как это было показано выше для случая внезапного расширения. Поэтому указанные коэффициенты для других видов местных сопротивлений устанавливаются только опытным путем.

В приложении III приведены значения этих коэффициентов для различных случаев движения жидкости в трубопроводах. Однако нужно иметь в виду, что коэффициенты местных сопротивлений, если это специально не оговаривается, относятся к средней скорости, устанавливающейся за местными сопротивлениями.

Н. З. Френкель экспериментальным путем установил, что местные потери энергии в условиях ламинарного режима движения пропорциональны скорости в степени $n < 2$, в зависимости от степени нарушения ламинарного режима в области местного сопротивления.

При этом коэффициент местного сопротивления зависит от числа Re . В тех случаях, когда ламинарный режим не нарушается, потери энергии пропорциональны скорости в степени $n < 2$, а коэффициент сопротивления может быть выражен формулой вида

$$\zeta = \frac{B}{Re}, \quad (252)$$

где B — постоянный коэффициент, зависящий от типа местного сопротивления.

Если в результате воздействия местного сопротивления нарушается устойчивый ламинарный режим потока, то потери энергии пропорциональны скорости в степени $n = 1,73$, а коэффициент сопротивления становится равным

$$\zeta = \frac{C}{Re^{0.27}}. \quad (253)$$

В заключение приведем данные для определения местных потерь при движении нефти (табл. 7). На основании исследований гидравлической лаборатории «Азнефтекомбината» получена следующая обобщенная формула для определения местных потерь:

$$\zeta_{\text{нефт}} = \frac{A}{Re^{0.25}}. \quad (254)$$

Таблица 7

Значения величины A , характеризующей местные сопротивления¹

Вид местного сопротивления	A
Отвод и вход в трубу	9,5
Тройник и угольник	19,0
Вентиль открытый	24,0
Храпок с открытым обратным клапаном	57,0
Задвижка открытая	3,5

§ 40. КОЭФФИЦИЕНТ СОПРОТИВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ

Если на трубопроводе имеется ряд местных сопротивлений (задвижки, колена, закругления, диафрагмы и т. д.), характеризующихся коэффициентами сопротивления $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \dots, \zeta_n$, то для участка трубопровода с постоянным расходом общие потери энергии на преодоление местных сопротивлений могут быть найдены простым суммированием отдельных видов местных потерь. При этом поток на прямых участках трубопровода между соседними местными сопротивлениями должен быть стабилизирован, отвечающим нормальной эпюре скоростей.

Предположим, что трубопровод длиной L имеет постоянный диаметр d и расход жидкости Q . На трубопроводе имеется n местных сопротивлений. Установив значения коэффициентов местных сопротивлений $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \dots, \zeta_n$, можно подсчитать местные потери энергии, зная значение $\frac{v^2}{2g}$. Кроме того, необходимо определить потери по длине трубопровода из зависимости

$$h_w = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g}.$$

¹ Проф. К. А. Михайлов и А. И. Богомолов. Гидравлика, гидрология, гидрометрия. Дориздат, М., 1950, стр. 181.

Тогда

$$\left. \begin{aligned} h_{w_1} &= \zeta_1 \frac{v^2}{2g} \\ h_{w_2} &= \zeta_2 \frac{v^2}{2g} \\ &\dots\dots\dots \\ h_{w_n} &= \zeta_n \frac{v^2}{2g} \\ h_w &= \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g} \end{aligned} \right\} \quad (255)$$

Сложив левые и правые части системы уравнений (255), получим сумму потерь энергии на трубопроводе длиной L :

$$\Sigma h_w = \left(\zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n + \lambda \frac{L}{d} \right) \frac{v^2}{2g}. \quad (256)$$

Выражение в скобках, представляющее собой сумму всех коэффициентов местных сопротивлений, включая коэффициент λ , характеризующий потери энергии по длине, называется коэффициентом сопротивления системы:

$$\zeta_{\text{сист}} = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n + \lambda \frac{L}{d}. \quad (257)$$

Следовательно,

$$\Sigma h_w = \zeta_{\text{сист}} \frac{v^2}{2g}. \quad (258)$$

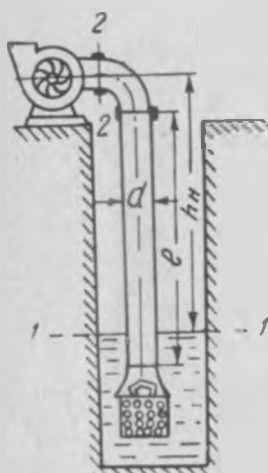


Рис. 102

В заключение отметим, что изложенный выше принцип наложения потерь (арифметическое суммирование потерь), как уже отмечалось, справедлив только для стабилизировавшихся потоков. По имеющимся в настоящее время, правда, недостаточно полным данным, длину участка стабилизировавшегося потока можно принимать в пределах 20—50 d . Если нужно получить более точные данные о потерях напора, проводят специальные лабораторные исследования. Это необходимо потому, что участок с нестабилизировавшимся потоком сам по себе является источником дополнительных потерь энергии, что и увеличивает общие потери энергии.

Пример 20. Определить высоту установки оси центробежного насоса над уровнем воды в колоде h_n , если вакуум в насосе $\frac{p_{\text{вак}}}{\gamma} = 4,5$ м вод. ст. (рис. 102). Диаметр трубы $d = 150$ мм, длина трубы $l = 15,0$ м, расход воды, перекачиваемой насосом, $Q = 16$ л/сек. При этом по соответствующим таблицам установлены следующие коэффициенты местных сопротивлений: для сетки

с обратным клапаном — $\zeta_{\text{клап}} = 6,0$, для поворота — $\zeta_{\text{закр}} = 0,20$. Известен также коэффициент сопротивления по длине $\lambda = 0,03$.

Напишем уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2:

$$\frac{p_{\text{ат}}}{\gamma} = h_n + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + h_w,$$

или

$$h_n = \frac{p_{\text{ат}}}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} - \frac{\alpha v_2^2}{2g} - h_w;$$

$$h_n = \frac{p_{\text{вак}}}{\gamma} - \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} - \sum \zeta \frac{v_2^2}{2g} = \frac{p_{\text{вак}}}{\gamma} - \frac{v_2^2}{2g} (\alpha_2 + \sum \zeta).$$

Определим скорость:

$$v_2 = \frac{Q}{\frac{\pi d^2}{4}} = \frac{4 \cdot 0,016}{3,14 \cdot 0,15^3} = 0,91 \text{ м/сек.}$$

Следовательно,

$$h_n = 4,5 - \frac{0,91^2}{2 \cdot 9,81} (1 + 6 + 0,2 + 0,03 \frac{15}{0,15}) = 4,07 \text{ м.}$$

Таким образом, центробежный насос должен быть расположен над уровнем воды в колодце на высоте не более 4,07 м.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТРУБОПРОВОДОВ

Гидравлический расчет трубопроводов производится с целью определения геометрических размеров трубопровода, предназначенного для пропуска определенного расхода жидкости, или с целью установления гидравлических характеристик трубопровода — потерь напора и пропускаемого расхода — при известных размерах его.

При гидравлическом расчете трубопроводов в зависимости от их длины и гидравлических условий расчета различают два типа трубопроводов: короткие и длинные.

Короткими называются трубопроводы сравнительно небольшой длины, в которых местные потери напора являются достаточно существенными, составляя не менее 5 — 10% потерь напора по длине. Примерами их могут служить всасывающая линия центробежного насоса, бензопровод, подающий жидкое топливо из бензобака в карбюратор, маслопроводы в системах принудительной смазки автотракторных двигателей и т. д.

Длинными называются трубопроводы, имеющие значительную протяженность, в которых потери напора по длине являются ос-

новными. Обычно местные потери в них специально не вычисляются, а принимаются равными 5 — 10% потерь по длине. Примерами длинных трубопроводов могут служить трубопроводы, предназначенные для транспортирования нефтепродуктов на значительные расстояния, трубопроводы водопроводных сетей и т. д.

В зависимости от гидравлической схемы работы трубопроводы разделяются на простые, не имеющие ответвлений (рис. 103,

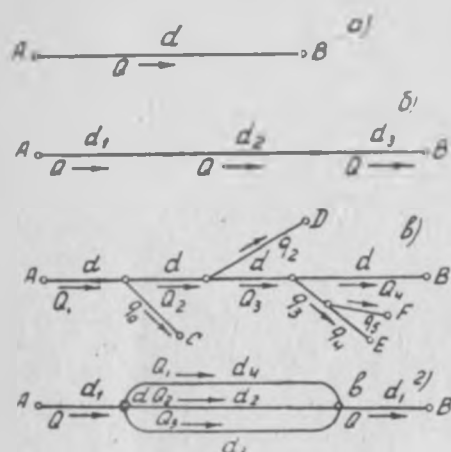


Рис. 103

а и б), и сложные — с ответвлениями или состоящие из нескольких линий (рис. 103, в и г). Различают также тупиковые трубопроводы, по которым жидкость подается в одном направлении, и замкнутые (кольцевые), по которым жидкость в заданную точку может подаваться по двум или более линиям. Замкнутые трубопроводы более надежны в работе. Они обеспечивают, в частности, бесперебойное водоснабжение при повреждении отдельных линий или производстве ремонтных работ. Наконец,

трубопроводы могут быть с транзитным расходом жидкости, когда он по всей длине трубопровода остается постоянным, и с путевым — когда по пути происходит раздача жидкости и расход трубопровода является переменным.

§ 41. ОСНОВЫ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ДЛИННЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

Гидравлический расчет трубопроводов при турбулентном режиме движения

Для гидравлического расчета трубопроводов при турбулентном режиме движения используются уравнение Бернулли (182) и формулы (233') и (234):

$$h_w = \lambda \frac{Lv^2}{d^5g} \text{ и } h_w = a \frac{LQ^2}{d^5}.$$

Рассмотрим условия установившегося движения жидкости по трубопроводу, соединяющему два резервуара А и В. Примем за плоскость сравнения плоскость О — О, совпадающую с нижней поверхностью горизонтально уложенного трубопровода. На-

пишем уравнение Бернулли для сечений $I-I$ и $II-II$, сопадающих с уровнями жидкости в резервуарах A и B (рис. 104):

$$z_1 + \frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{a_2 v_2^2}{2g} + h_w.$$

При значительных площадях живых сечений резервуаров скорости в этих сечениях будут малы, а разность $\frac{a_2 v_2^2}{2g} - \frac{a_1 v_1^2}{2g}$ близка к нулю. Тогда

$$z_1 - z_2 = H = h_w. \quad (259)$$

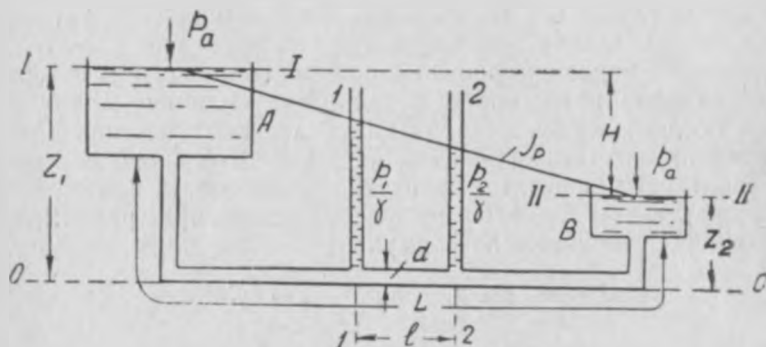


Рис. 104

Следовательно, разность уровней H , существующая между двумя резервуарами, полностью расходуется на преодоление сопротивлений в трубопроводе.

Напишем уравнение Бернулли относительно плоскости сравнения $O-O$ для сечений $I-I$ и $II-II$.

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{av^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{av^2}{2g} + h_w,$$

или

$$h_w = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}. \quad (260)$$

Таким образом, разность пьезометрических напоров в двух сечениях расходуется на преодоление сопротивлений, имеющих место при движении жидкости на участке трубопровода между этими сечениями. Для трубопровода определенного диаметра d при заданном расходе Q выражение $\frac{aQ^2}{d^5}$ есть величина постоянная. Тогда

$$h_w = \frac{aQ^2}{d^5} L = AL \quad (261)$$

и

$$J_p = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = A.$$

Следовательно, в том случае, когда местные потери можно не учитывать, изменение давления по длине трубопровода подчиняется линейному закону, а пьезометрический уклон является постоянным. Поэтому пьезометрическая линия здесь представляет собой прямую, соединяющую уровни свободной поверхности жидкости в резервуарах A и B в точках, соответствующих (по вертикали) местам присоединения трубопровода.

Если простой трубопровод состоит из труб разных диаметров, то и в этом случае вся разность напора затрачивается на преодоление сопротивления движению. Но общие потери $h_w = H$ распределяются неравномерно по длине трубопровода, а пьезометрическая линия представляет собой ломаную линию. Для определения потерь энергии (напора) на отдельных участках труб, а также в других гидравлических расчетах трубопроводов широко используется понятие о пропускной способности или о расходной характеристике труб. Расход жидкости при равномерном движении определяется по формуле:

$$Q = \omega C \sqrt{RJ}, \text{ или } \frac{Q}{\sqrt{J}} = \omega C \sqrt{R}.$$

Для трубы постоянного сечения ωC и R — величины постоянные. Тогда величина

$$\frac{Q}{\sqrt{J}} = \omega C \sqrt{R} = K$$

также постоянна. Она называется расходной характеристикой:

$$K = \omega C \sqrt{R},$$

или

$$K = \omega \sqrt{\frac{2gd}{\lambda}}. \quad (262)$$

Тогда

$$Q = K \sqrt{J}. \quad (262')$$

Так как уклон J — число безразмерное, то расходная характеристика K должна иметь размерность расхода жидкости. Из уравнения (262') следует, что расходная характеристика представляет собой расход жидкости в трубе заданного диаметра при гидравлическом уклоне, равном единице.

Если расходную характеристику выразить через диаметр

$$K = \omega C \sqrt{R} = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{d}{4\lambda}} R^{\frac{1}{2}},$$

то, помня, что показатель степени в формуле акад. Н. Н. Павловского зависит от гидравлического радиуса и коэффициента шероховатости, устанавливаем, что

$$y = f(n, R) \text{ или } y = f_1(n, d).$$

Таким образом, при $n = \text{const}$ расходная характеристика является только функцией диаметра трубы:

$$K = f_2(d).$$

В приложении I приведены значения величины K для наиболее употребительных стандартных диаметров труб. При этом показатель степени y определялся по полной формуле акад. Н. Н. Павловского при коэффициенте шероховатости $n = 0,012$. В этом же приложении даны значения величины

$$h = \frac{a}{a^5} = \frac{h_w}{LQ^2} = \frac{1}{Q^2} = \frac{1}{K^2},$$

которые также необходимы при гидравлических расчетах трубопроводов.

Наконец, обращаясь к ранее полученной формуле (234), введем в нее выражение для расходной характеристики K .

Так как $h_w = a \frac{LQ^2}{d^5}$, то $\frac{h_w}{L} = J = a \frac{Q^2}{d^5}$. Тогда

$$\frac{d^5}{a} = \frac{Q^2}{J},$$

или

$$K^2 = \frac{d^5}{a}. \quad (263)$$

Подставив зависимость (263) во вторую водопроводную формулу, получим

$$h_w = \frac{LQ^2}{K^2}, \quad (264)$$

или

$$Q = K \sqrt{\frac{h_w}{L}}. \quad (265)$$

Применим зависимость (264) к расчету простого трубопровода с последовательным соединением труб (рис. 105). Диаметры труб и длины отдельных участков известны. Следовательно, мы можем определить их расходные характеристики. Составим для каждого участка равенства:

$$h_{w_1} = \frac{l_1 Q^2}{K_1^2}; \quad h_{w_2} = \frac{l_2 Q^2}{K_2^2}; \quad h_{w_3} = \frac{l_3 Q^2}{K_3^2},$$

где h_{w_1} , h_{w_2} , h_{w_3} — потери энергии по длине на участке трубопровода с длинами l_1 , l_2 и l_3 , диаметрами d_1 , d_2 и d_3 и расходными характеристиками K_1 , K_2 , K_3 . Общие потери энергии по длине

трубопровода равны сумме потерь энергии на отдельных его участках:

$$h_w = h_{w_1} + h_{w_2} + h_{w_3},$$

или

$$h_w = \frac{l_1 Q^2}{K_1^2} + \frac{l_2 Q^2}{K_2^2} + \frac{l_3 Q^2}{K_3^2};$$

$$h_w = Q^2 \left(\frac{l_1}{K_1^2} + \frac{l_2}{K_2^2} + \frac{l_3}{K_3^2} \right),$$

откуда

$$Q = \sqrt{\frac{1}{\frac{l_1}{K_1^2} + \frac{l_2}{K_2^2} + \frac{l_3}{K_3^2}}} \sqrt{h_w}. \quad (266)$$

Обозначив постоянную величину, характеризующую пропускную способность данного трубопровода, через

$$P = \sqrt{\frac{1}{\frac{l_1}{K_1^2} + \frac{l_2}{K_2^2} + \frac{l_3}{K_3^2}}},$$

окончательно получим

$$Q = P \sqrt{h_w}, \quad (267)$$

или

$$h_w = \frac{Q^2}{P^2}. \quad (268)$$

Местные потери энергии здесь не учитываются, так как мы рассматриваем длинные трубопроводы.

Для построения пьезометрической линии в рассматриваемом трубопроводе необходимо вычислить значения потерь энергии h_{w_1} , h_{w_2} и h_{w_3} и отложить их в соответствующем масштабе на чертеже. Пьезометрическая линия представляет собой ломаную линию, состоящую из отдельных прямолинейных участков (рис. 105). В конечном сечении трубопровода показана величина

остаточного напора, равного $\frac{p_3 \alpha_3^2}{2g}$ и необходимого для преодоления потерь энергии на выходе из трубы.

Наконец, если бы потребовалось на пьезометрической линии показать значения местных потерь, то в местах изменения диаметров появились бы вертикальные отрезки, по величине равные сумме местных потерь в данной точке.

Гидравлический расчет трубопроводов может быть произведен также по методу «эквивалентных» потерь напора. Этот метод заключается в том, что трубопровод, состоящий из участков с

разными диаметрами, условно заменяется трубопроводом с постоянным диаметром, потери напора в котором равны (эквивалентны) потерям напора в действительном трубопроводе.

Применим этот метод к расчету простого трубопровода, изображенного на рис. 105. Обозначим через d_3 и a_3 диаметр и коэффициент сопротивления во второй водопроводной формуле, соот-

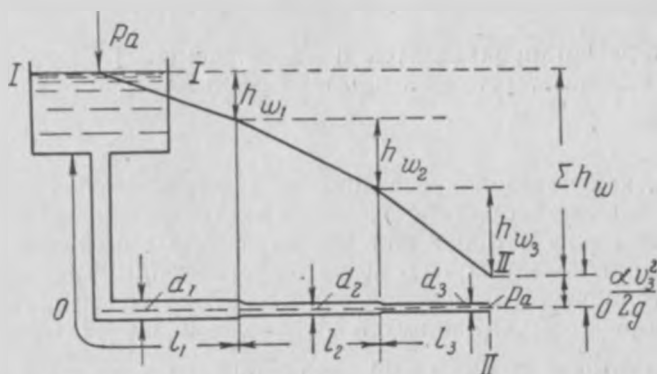


Рис. 105

ветствующие «эквивалентному» трубопроводу и «эквивалентным» потерям напора. Тогда

$$\begin{aligned} a_3 \frac{LQ^3}{d_3^5} &= a_1 \frac{l_1 Q^3}{d_1^5} + a_2 \frac{l_2 Q^3}{d_2^5} + a_3 \frac{l_3 Q^3}{d_3^5} + \dots + a_i \frac{l_i Q^3}{d_i^5} = \\ &= \sum a_i \frac{l_i Q^3}{d_i^5} = Q^3 \sum a_i \frac{l_i}{d_i^5}, \end{aligned}$$

или

$$\frac{a_3}{d_3^5} = \frac{1}{L} \left(a_1 \frac{l_1}{d_1^5} + a_2 \frac{l_2}{d_2^5} + \dots + a_i \frac{l_i}{d_i^5} \right). \quad (269)$$

Все величины, входящие в правую часть зависимости (269), для данного трубопровода являются постоянными и известными. Поэтому мы можем обозначить через N следующую величину:

$$N = \frac{1}{L} \left(a_1 \frac{l_1}{d_1^5} + a_2 \frac{l_2}{d_2^5} + a_3 \frac{l_3}{d_3^5} + \dots + a_i \frac{l_i}{d_i^5} \right), \quad (270)$$

или

$$\frac{a_3}{d_3^5} = N. \quad (271)$$

Тогда, вычислив значение N , определяем эквивалентный диаметр d_3 , что удобно выполнить, например, по таблицам приложения I,

где приведены значения величин $b = \frac{a}{d^5} = \frac{1}{\lambda^5}$. После вычисления диаметра d , все дальнейшие гидравлические расчеты производим как для простого трубопровода постоянного диаметра.

Гидравлический расчет трубопроводов при ламинарном режиме движения

Этот расчет производится по формуле (207). Коэффициент сопротивления λ , установленный теоретическим путем, равен

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}.$$

Однако, как показали исследования Н. З. Френкеля, в отдельных случаях практические значения λ для трубопроводов больших диаметров, а также для трубопроводов с большой шероховатостью стенок несколько выше теоретического. Так, например, для металлического трубопровода $d = 27$ мм коэффициент λ получился равным указанному теоретическому значению, тогда как при диаметре $d = 106$ мм он увеличился до $\lambda = \frac{70,3}{\text{Re}}$.

Следовательно, выражение для коэффициента сопротивления при ламинарном режиме движения может быть записано в общем виде

$$\lambda = \frac{A}{\text{Re}},$$

где коэффициент $A = f(d, n)$ принимается на основании имеющихся опытных данных¹. Тогда формула (207) может быть приведена к известному нам виду (234):

$$h_w = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g} = \frac{ALQ^2}{\text{Re} a 2g \omega^2} = \frac{8ALQ^2}{\text{Re} g \pi^2 d^5} = a \frac{L}{d^5} Q^2,$$

где для ламинарного режима в круглой трубе

$$a = \frac{8A}{\text{Re} g \pi^2}. \quad (272)$$

§ 42. ПРИМЕРЫ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ ПРОСТЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

Гидравлический расчет трубопроводов в условиях турбулентного режима движения

При гидравлическом расчете простых трубопроводов длина трубопровода L обычно известна. Коэффициент шероховатости n

¹ Н. З. Френкель. Гидравлика. Госэнергоиздат, М., 1956, стр. 186.

принимается по данным табл. 6. Рассматривая основную расчетную формулу

$$h_w = a \frac{LQ^2}{d^5},$$

отметим, что в условиях турбулентного режима движения при заданных L и n она связывает между собой три величины h_w , d и Q . Следовательно, для получения определенных решений необходимо или задаваться двумя из них, или заранее знать их.

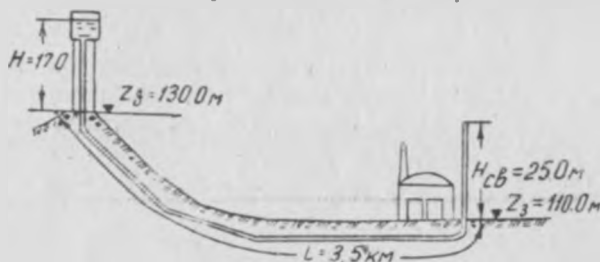


Рис. 106

На практике приходится определять:

- 1) расход Q в трубопроводе длиной L : заданы диаметр трубопровода d и потери напора в нем h_w ;
- 2) потери напора в трубопроводе, имеющем длину L : заданы расход трубопровода Q и его диаметр d ;
- 3) потребный диаметр трубопровода, имеющего длину L , для пропуска заданного расхода Q : потеря напора h_w также задана.

Решение основных задач с помощью таблиц. Решение указанных выше трех основных задач с помощью таблиц, приведенных в приложении I, разберем на числовых примерах.

Пример 21. Вода из водонапорной башни подается к заводу по трубопроводу длиной $L = 3,5$ км, диаметром $d = 300$ мм. Определить расход трубопровода, если отметка земли в месте установки башни $z_6 = 130,0$ м, расстояние от земли до уровня воды в башне $H = 17,0$ м, отметка земли у завода $z_3 = 110,0$ м. Потребный напор воды у завода $H_{св} = 25,0$ м (рис. 106).

По таблице (приложение I) для $n = 0,012$ и $d = 300$ мм находим расходную характеристику $K = 1,121$ м³/сек. Расход определим по формуле (265):

$$Q = K \sqrt{\frac{h_w}{L}} = K \sqrt{\frac{z_6 + H - (z_3 + H_{св})}{L}} =$$

$$= 1,121 \sqrt{\frac{130,0 + 17,0 - (110,0 + 25,0)}{3500}} = 0,0656 \text{ м}^3/\text{сек} = 65,6 \text{ л/сек.}$$

Пример 22. Определить для условий примера 21 высоту баш-

ни (расстояние от земли до уровня воды в резервуаре), которая сможет обеспечить подачу воды на завод в количестве $Q = 85 \text{ л/сек.}$

Определим потерю напора по формуле (264):

$$h_w = \frac{LQ^2}{K^2} = \frac{3500 \cdot 0,085^2}{1,121^2} = 20,1 \text{ м.}$$

Затем найдем высоту башни (рис. 106):

$$H_6 = z_3 + H_{св} + h_w - z_6 = 110,0 + 25,0 + 20,1 - 130,0 = 25,10 \text{ м.}$$

Пример 23. Уровень воды в водонапорной башне на $h_w = 25,0 \text{ м}$ превышает уровень воды в точке потребления ее. Длина трубопровода $L = 2400 \text{ м}$. Подобрать диаметр трубопровода для пропуска расхода воды $Q = 35 \text{ л/сек.}$ Для этого вычислим значения величины

$$b = \frac{a}{a^b} = \frac{h_w}{LQ^2} = \frac{25}{2400 \cdot 0,035^2} = 8,5.$$

По таблице (приложение 1) определяем два ближайших значения величины b :

при $d = 150 \text{ мм}$ $b = 31,18$; при $d = 200 \text{ мм}$ $b = 6,78$.

Для того чтобы трубопровод обеспечил подачу заданного расхода воды, необходимо принять ближайшее большее значение диаметра, а именно $d = 200 \text{ мм}$.

Пример 24. Вода подается по трубопроводу, составленному из последовательно соединенных труб разных длин и диаметров: $l_1 = 700 \text{ м}$, $l_2 = 500 \text{ м}$, $l_3 = 200 \text{ м}$, $d_1 = 300 \text{ мм}$, $d_2 = 250 \text{ мм}$, $d_3 = 200 \text{ мм}$. Определить потери напора в трубопроводе при пропуске расхода воды $Q = 45 \text{ л/сек.}$

Для определения потери напора воспользуемся зависимостью (266):

$$h_w = \left(\frac{l_1}{K_1^2} + \frac{l_2}{K_2^2} + \frac{l_3}{K_3^2} \right) Q^2.$$

По таблице (приложение 1) для $n = 0,012$ находим расходные характеристики для соответствующих диаметров $K_1 = 1,12 \text{ м}^3/\text{сек}$, $K_2 = 0,692 \text{ м}^3/\text{сек}$ и $K_3 = 0,384 \text{ м}^3/\text{сек}$. Тогда

$$h_w = \left(\frac{700}{1,12^2} + \frac{500}{0,692^2} + \frac{200}{0,384^2} \right) 0,045^2 = 5,98 \text{ м.}$$

Пример 25. Определить «эквивалентный» диаметр трубопровода длиной $L = 700 \text{ м}$, имеющего три участка с различными длинами и диаметрами: $l_1 = 200 \text{ м}$, $d_1 = 0,300 \text{ м}$, $l_2 = 300 \text{ м}$, $d_2 = 0,350 \text{ м}$ и $l_3 = 200 \text{ м}$, $d_3 = 0,400 \text{ м}$.

Принимая значения величин $\frac{a}{d^5} = \frac{1}{K_2}$ по таблице приложения I, из формулы (270) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{a_3}{d_3} = N &= \frac{1}{L} \left(a_1 \frac{l_1}{d_1^5} + a_2 \frac{l_2}{d_2^5} + a_3 \frac{l_3}{d_3^5} \right) = \\ &= \frac{1}{700} (0,800 \cdot 200 + 0,352 \cdot 300 + 0,174 \cdot 200) = 0,414. \end{aligned}$$

Значению $\frac{a_3}{d_3} = N = 0,414$ соответствует искомым нами эквивалентный диаметр $d_3 \cong 0,340$ м.

Решение основных задач без помощи таблиц

При отсутствии таблиц значений $b = \frac{1}{K_3} = f(d)$ и $a = f_1(d)$ основные задачи гидравлического расчета простого трубопровода необходимо решать следующим образом:

1. Определение расхода трубопровода Q при заданных L , d и h_w

По формуле $a = \frac{64n^2}{\pi^2 \left(\frac{d}{4}\right)^{2y}}$ необходимо вычислить коэффициент

сопротивления a при заданном коэффициенте шероховатости n и затем определить расход по зависимости

$$Q = \sqrt{\frac{h_w d^5}{aL}}.$$

2. Определение потери напора h_w при заданных L , d и Q

Определив коэффициент сопротивления a так же, как и в предыдущем случае, вычислим потерю напора по формуле

$$h_w = a \frac{LQ^2}{d^5}.$$

3. Определение потребного диаметра трубопровода d при заданных L , Q и h_w

В этом случае необходимо вычислить значение известной величины $\frac{a}{d^5} = \frac{h_w}{LQ^2}$. Затем, задаваясь различными диаметрами трубопровода, определяем для каждого из них значения $\frac{a}{d^5}$ и строим

график $\frac{a}{d^5} = f(d)$. По данному графику и известной величине $\frac{a}{d^5} = \frac{h_w}{LQ^2}$ находим искомый диаметр.

Гидравлический расчет трубопроводов в условиях ламинарного режима движения

Для выполнения гидравлических расчетов предварительно необходимо установить значение коэффициента сопротивления a в основной расчетной формуле $h_w = a \frac{LQ^2}{d^5}$. В § 41 была получена формула (272): $a = \frac{8A}{\text{Re} \pi^2}$. Заменим в этой зависимости число Re через $\frac{vd}{\nu}$. Тогда получим

$$a = \frac{8A\nu}{vdg\pi^2}.$$

Коэффициент сопротивления a можно представить также в следующем виде: заменим v через $\frac{4Q}{\pi d^2}$, тогда

$$a = \frac{8A\nu d^2}{4Qdg\pi^2} = \frac{2A\nu d}{Qg\pi^2}. \quad (273)$$

Рассмотрим решение указанных выше основных задач гидравлического расчета трубопроводов.

1. Определение расхода трубопровода Q при заданных L , d и h_w

Из основной расчетной формулы $h_w = a \frac{LQ^2}{d^5}$ определим расход трубопровода: $Q \sqrt{a} = \sqrt{\frac{h_w d^5}{L}}$. Заменим коэффициент сопротивления a его значением по зависимости (273)

$$Q \sqrt{\frac{2A\nu d}{Qg\pi^2}} = \sqrt{\frac{h_w d^5}{L}},$$

откуда получим выражение для расхода:

$$Q = \frac{h_w d^3 g \pi}{2LA\nu}. \quad (274)$$

2. Определение потери напора h_w при заданных L , Q и d

Так как скорость v в данном случае известна, то, определив коэффициент сопротивления a по формуле (273), потерю напора находим по зависимости

$$h_w = a \frac{LQ^2}{d^5}.$$

3. Определение диаметра трубопровода d при заданных L , Q и h_w

Для решения этой задачи воспользуемся зависимостью

$$\frac{a}{d^5} = \frac{h_w}{LQ^3}.$$

Заменим в ней коэффициент сопротивления a согласно равенству (273). Тогда

$$\frac{2A\gamma d}{Qd^5 g\pi} = \frac{h_w}{LQ^3},$$

откуда

$$d = \sqrt[4]{\frac{2A \cdot LQ}{g\pi h_w}}. \quad (275)$$

Использование выведенных зависимостей для решения практических задач поясним на числовых примерах.

Пример 26. Определить расход рабочей жидкости в системе гидропередачи, зная диаметр трубопровода $d = 40$ мм, потери напора $h_w = 0,1$ м и длину магистрали $l = 10$ м. Рабочая жидкость имеет вязкость $\nu = 7$ см²/сек, $\gamma = 1,1$ г/см³, коэффициент $A = 64$. Предполагая, что режим движения является ламинарным, определим расход Q по формуле (274):

$$Q = \frac{h_w d^4 g \pi}{2LA\nu} = \frac{3,14 \cdot 9,81 \cdot 4^4 \cdot 91}{2 \cdot 64 \cdot 7 \cdot 1000} = 80 \text{ см}^3/\text{сек} = 289 \text{ л/ч},$$

где $h_w = \frac{p}{\gamma} = \frac{0,1}{0,0011} = 91 \text{ см}.$

Определим число Re для нашего случая:

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{4Q}{\pi d \nu} = \frac{4 \cdot 80}{3,14 \cdot 4 \cdot 7} = 3,65 < 2300.$$

Так как $Re = 25 < Re_{кр} = 2300$, то режим движения — ламинарный.

Пример 27. Установить зависимость потерь напора от температуры в маслопроводе гидропривода металлорежущего станка. Известны длина трубопровода $l = 6$ м, его диаметр $d = 20$ мм; расход масла в гидросистеме $Q = 0,157$ л/сек ($v = 0,5$ м/сек). Рабочая жидкость представляет собой минеральное турбинное масло марки Л, ее вязкость $^{\circ}E_{50} = 3,0$:

$$\begin{aligned} \nu &= \left(0,073^{\circ}E_{50} - \frac{0,0631}{^{\circ}E_{10}}\right) = \left(0,0731 \cdot 3 - \frac{0,0631}{3}\right) = \\ &= 0,198 \text{ см}^2/\text{сек} \approx 0,2 \text{ см}^2/\text{сек}. \end{aligned}$$

Зависимость вязкости от температуры для турбинного машинного масла марки Л в пределах от 30 до 150° выражается формулой

$$\nu = \nu_{50} \left(\frac{50}{t}\right)^2 = 0,2 \left(\frac{50}{t}\right)^2 = \frac{500}{t^2}.$$

По данным МВТУ, коэффициент A в формуле $\lambda = \frac{A}{Re}$ для минеральных масел данной марки равен $A = 75$. Подставим в формулу (272) соотношение для ν :

$$h_w = \frac{2A l Q 500}{\pi g d^4 t^3} = 1000 \frac{A l Q}{\pi g d^4 t^3}.$$

Полученное выражение устанавливает связь между потерями энергии (напора) в маслопроводе и температурой. Подставим численные значения $A = 75$ и $\pi = 3,14$:

$$h_w = 23\,850 \frac{l Q}{g d^4 t^3}.$$

Следовательно, при $t = 30^\circ\text{C}$

$$h_w = 23\,850 \frac{600 \cdot 157}{9,81 \cdot 2^4 \cdot 30^3} = 159 \text{ см масляного столба};$$

при $t = 150^\circ\text{C}$

$$h_w = 23\,850 \frac{600 \cdot 157}{9,81 \cdot 2^4 \cdot 150^3} = 6,35 \text{ см масляного столба}.$$

Пример 28. Определить потребный диаметр маслопровода, если известно, что потери напора не превышают $h_w = 1$ м масляного столба на длине маслопровода $l = 4,5$ м при расходе масла $Q = 1$ л/сек. Вязкость масла при $t = 50^\circ\text{C}$ составляет $\nu = 1,6$ см²/сек, коэффициент $A = 64$.

Режим движения в маслопроводе нам неизвестен. Предположим, что режим движения масла — ламинарный и определим диаметр маслопровода d . Затем, установив число Re , проверяем правильность нашего предположения о режиме движения масла. Пользуясь формулой (274), находим диаметр маслопровода:

$$d = \sqrt[4]{\frac{2A \cdot l Q}{\pi g h_w}} = \sqrt[4]{\frac{2 \cdot 64 \cdot 1,6 \cdot 450 \cdot 1000}{3,14 \cdot 9,81 \cdot 100}} = 4,15 \text{ см}.$$

Определим число Re для данного случая:

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{4Qd}{\pi d^2 \nu} = \frac{4Q}{\pi d \nu} = \frac{4 \cdot 1000}{3,14 \cdot 4,15^2 \cdot 1,6} = 46 < 2300.$$

Следовательно, наше предположение о ламинарном режиме движения было правильным.

Принимаем диаметр маслопровода $d = 45$ мм.

§ 43. ПРИМЕРЫ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ СЛОЖНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

Гидравлический расчет трубопроводов с параллельным соединением линий

Рассмотрим схему, представленную на рис. 107: из пункта A в пункт B по трубопроводу подается жидкость в количестве Q л/сек без расходования по пути. В точке a трубопровод раз-

делается на три параллельные линии, каждая из которых имеет различные длины и различные диаметры труб. В точке b все линии соединяются.

Задача 1. Определить расходы жидкости q_1 , q_2 , q_3 , проходящей по каждой линии, т.е. установить разделение общего расхода Q по параллельным линиям труб.

Так как давления p в точках соединения труб a и b для всех линий одинаковы, то потери энергии в каждой параллельной ли

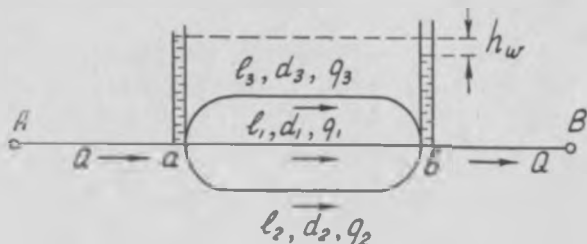


Рис 107

нии также должны быть одинаковыми. Следовательно, можно составить следующую систему уравнений:

$$q_1 = K_1 \sqrt{\frac{h_w}{l_1}}; \quad q_2 = K_2 \sqrt{\frac{h_w}{l_2}}; \quad q_3 = K_3 \sqrt{\frac{h_w}{l_3}}; \quad (276)$$

$$Q = q_1 + q_2 + q_3.$$

где K_1 , K_2 и K_3 — расходные характеристики рассматриваемых параллельных ветвей, имеющих длины l_1 , l_2 и l_3 и диаметры d_1 , d_2 и d_3 . Тогда

$$\begin{aligned} Q &= K_1 \sqrt{\frac{h_w}{l_1}} + K_2 \sqrt{\frac{h_w}{l_2}} + K_3 \sqrt{\frac{h_w}{l_3}} = \\ &= \left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right) \sqrt{h_w}, \end{aligned}$$

откуда

$$h_w = \frac{Q^2}{\left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right)^2}. \quad (277)$$

По формуле (277) определяется потеря энергии между точками разветвления трубопровода при известных расходных характеристиках отдельных линий и суммарном расходе трубопровода. Расходы отдельных линий находят по зависимости

$$q_1 = K_1 \sqrt{\frac{h_w}{l_1}}.$$

Задача 2. Найти диаметры труб параллельных линий, обеспечивающих одинаковые расходы: $q_1 = q_2 = q_3$. Так как

$$Q = \frac{K}{\sqrt{L}} \sqrt{h_w},$$

то

$$\frac{K_1}{\sqrt{L_1}} = \frac{K_2}{\sqrt{L_2}} = \frac{K_3}{\sqrt{L_3}}.$$

Эту задачу следует решать подбором, пользуясь таблицей значений $K = f(d)$.

Задача 3. Рассчитать трубопровод, состоящий из двух параллельных линий равных диаметров d , но разных длин l_1 и l_2 . В этом случае расходные характеристики будут равны. Следовательно,

$$q_1 = K \sqrt{\frac{h_w}{l_1}} \text{ и } q_2 = K \sqrt{\frac{h_w}{l_2}}.$$

Тогда

$$Q = q_1 + q_2 = K \sqrt{h_w} \left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}} \right)$$

и окончательно

$$h_w = \frac{Q^2}{K^2 \left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}} \right)^2}. \quad (278)$$

Приведенные способы расчета справедливы как для турбулентного, так и для ламинарного режимов движения жидкости по трубам. Однако расходные характеристики определяются различным путем, в зависимости от режима движения. При турбулентном режиме величины K могут приниматься по таблицам; при ламинарном расходные характеристики должны вычисляться следующим образом: значение коэффициента сопротивления a для условий ламинарного режима движения определяется формулой (272):

$$a = \frac{8A\nu}{vdg\pi^2}.$$

Так как расходная характеристика $K^2 = \frac{d^5}{a}$,

то

$$K^2 = \frac{d^5 \nu g \pi^2}{8A\nu} = \frac{d^4 Q g \pi^2}{8A\nu \pi d^2} = \frac{Q d^4 g \pi}{2A\nu}. \quad (279)$$

Таким образом, система уравнений (276) должна решаться подбором, так как в условиях ламинарного режима движения расходные характеристики зависят от расходов, которые являются неизвестными. Для этого поступают следующим образом: за-

давшись распределением расходов q_1 , q_2 и q_3 , вычисляют по формуле (279) расходные характеристики K_1 , K_2 и K_3 и по уравнению (277) определяют потерю напора h_w . Подставляют полученное значение потери напора h_w в систему уравнений (276). В зависимости от полученных результатов снова задаются значениями расходов q_1 , q_2 и q_3 , ведя расчеты до тех пор, пока каждому из них не будут подобраны соответствующие расходные характеристики K_1 , K_2 и K_3 , при которых удовлетворяется система уравнений (276) и (277).

Гидравлический расчет разветвленных трубопроводов

Предположим, что трубопровод, начинающийся в пункте А, делится в пункте В на две ветви: ВС и ВD (рис. 108). Требуется определить расходы трубопровода в точках В, С и D. Напор в точке А, диаметры труб и длины участков заданы. При гидравлическом расчете разветвленных трубопро-

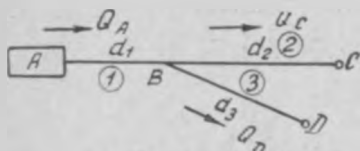


Рис. 108

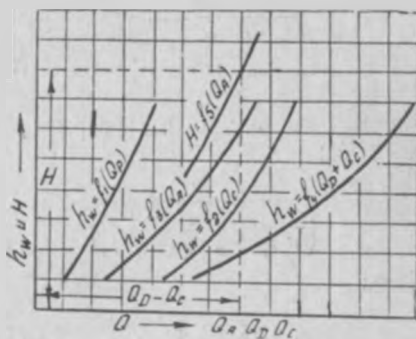


Рис. 109

водов используется графоаналитический метод, заключающийся в построении характеристик для отдельных участков трубопровода и суммарной характеристики для всего трубопровода в целом. Характеристикой трубопровода называется график $h_w = f(Q)$ при $K = \text{const}$ и $L = \text{const}$, ординаты которого вычисляются по зависимости (264):

$$h_w = a \frac{Q^2 L}{d^5} = \frac{Q^2}{K^2} L$$

Сначала строятся характеристики для ветвей ВС и ВD и т. д., т. е. $h_w = f_1(Q_D)$ и $h_w = f_2(Q_C)$, а также для начального участка трубопровода АВ — $h_w = f_3(Q_A)$, как это показано на рис. 109.

Так как напор в начале ветвей ВС и ВD одинаков, то общая их характеристика $h_w = f_4(Q_D + Q_C)$ может быть получена путем сложения абсцисс расходов кривых $h_w = f_1(Q_D)$ и $h_w = f_2(Q_C)$ для ряда значений потери напора h_w .

Расход начального участка АВ равен сумме расходов ветвей ВС и ВD, т. е. $Q_A = Q_D + Q_C$, поэтому, чтобы построить суммарную характеристику всего трубопровода, нужно для ряда зна-

чений расходов сложить ординаты потерь напоров общей характеристики ветвей $h_w = f_4 (Q_D + Q_C)$ и характеристики начального участка $h_w = f_3 (Q_A)$. В результате может быть получена суммарная характеристика трубопровода $H = f_5 (Q_A)$, которая позволяет определить пропускную способность трубопровода и его ветвей при заданном напоре в начале трубопровода H .

Для этого по суммарной характеристике трубопровода определяется расход, соответствующий заданному напору, а затем по суммарной характеристике ветвей BC и BD устанавливается распределение этого расхода по ветвям трубопровода.

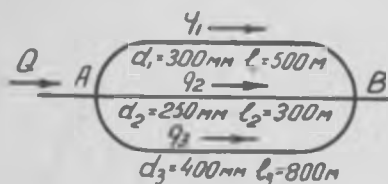


Рис. 110

Пример 29. Точки A и B соединены тремя линиями трубопровода. Расход в точке A составляет $Q = 250$ л/сек. Определить расходы отдельных линий q_1 , q_2 и q_3 и потерю напора h_w на участке AB . Диаметры и длины труб

указаны на рис. 110. Потеря напора h_w определяется по формуле (277):

$$h_w = \frac{Q^2}{\left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right)^2} = \frac{0,250^2}{\left(\frac{1,12}{\sqrt{500}} + \frac{0,692}{\sqrt{300}} + \frac{2,40}{\sqrt{800}} \right)^2} = 2,04 \text{ м.}$$

Тогда

$$q_1 = 1,12 \sqrt{\frac{2,04}{500}} = 0,0714 \text{ м}^3/\text{сек} = 71,5 \text{ л/сек};$$

$$q_2 = 0,692 \sqrt{\frac{2,04}{300}} = 0,0570 \text{ м}^3/\text{сек} = 57,2 \text{ л/сек};$$

$$q_3 = 2,40 \sqrt{\frac{2,04}{800}} = 0,1213 \text{ м}^3/\text{сек} = 121,3 \text{ л/сек};$$

$$Q = 250 \text{ л/сек} = 71,5 + 57,2 + 121,3 \text{ л/сек.}$$

§ 44. ОСНОВЫ ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ТРУБОПРОВОДОВ

Анализируя формулу, служащую для определения потерь энергии по длине трубопровода:

$$h_w = a \frac{LQ^2}{d^5},$$

можно прийти к выводу о том, что увеличение диаметра труб значительно уменьшает потери энергии. Уменьшение же потерь энергии в трубопроводе приводит к уменьшению мощности насосных установок, необходимых для создания напора, и главным образом к уменьшению затрат энергии, связанных с эксплуата-

цией насосных станций. Однако увеличение диаметра труб повышает строительную стоимость трубопровода ввиду увеличения веса металла. Поэтому выбор диаметра трубопровода должен производиться на основании технико-экономического сравнения ряда вариантов, учитывающих все факторы, влияющие на стоимость сооружения в целом (стоимость трубопровода, насосных установок), а также всех эксплуатационных расходов, связанных с работой насосных установок и самого трубопровода.

Данная задача решается следующим образом: задавшись рядом значений диаметра трубопровода d , определяем строительную стоимость $S_{тр}$ каждого варианта. Затем, вычислив потери энергии по длине трубопровода и установив потребные мощности насосов, находим также для каждого варианта строительные стоимости насосных установок $S_{нас}$ и полные строительные стоимости каждого варианта:

$$S = (S_{тр} + S_{нас}) \text{ руб.} \quad (280)$$

Подсчитав ежегодные эксплуатационные расходы $C_{тр}$, связанные с работой трубопровода (ремонт, амортизация, обслуживание), и эксплуатационные расходы по насосной станции $C_{нас}$ (энергия, штат, ремонт, амортизация), устанавливаем размеры полных ежегодных эксплуатационных затрат:

$$C = (C_{тр} + C_{нас}) \text{ руб.} \quad (281)$$

Для того чтобы иметь возможность сопоставлять единовременные строительные затраты S с ежегодными эксплуатационными расходами C , обычно пользуются понятием окупаемости капитальных вложений, принимая срок окупаемости $t = 10 - 15$ лет. Тогда полная стоимость варианта трубопровода может быть выражена такой зависимостью:

$$A = \frac{S}{t} + C = \frac{S_{тр}}{t} + \frac{S_{нас}}{t} + C_{тр} + C_{нас}. \quad (282)$$

Минимальное значение полной стоимости A соответствует наиболее экономичному варианту трубопровода. Задача решается графоаналитическим способом и заканчивается построением графика $A = f(d)$, как это показано на рис. 111, где приведены результаты вычислений для конкретного числового примера. В рас-

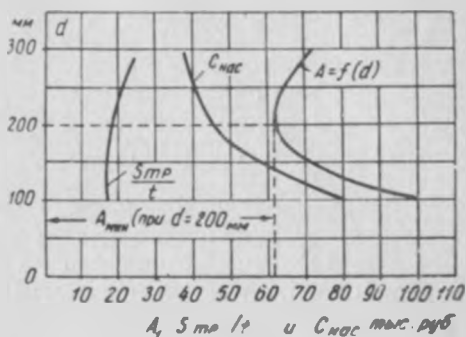


Рис. 111

смаатриваемом случае наиболее экономичным является вариант трубопровода с $d = 200$ мм.

§ 45. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОРОТКИХ ТРУБОПРОВОДОВ И СИФОНОВ

Короткими называются такие трубопроводы, в которых потери напора в основном складываются из местных потерь. Если местные сопротивления расположены друг от друга на расстоянии не менее 20 диаметров трубы, то поток между местными сопротивлениями стабилизируется. В этом случае может быть применен принцип наложения отдельных потерь, а потому для определения общих потерь напора необходимо установить коэффициент сопротивления системы $\zeta_c = \Sigma \zeta$, входящий в зависимость (258).

При гидравлическом расчете коротких трубопроводов встречаются следующие основные задачи.

1. Определение потерь напора. Известны диаметр и расход трубопровода, а также типы местных сопротивлений.

2. Определение расхода трубопровода. Известны диаметр трубопровода и потери напора в нем.

3. Определение диаметра трубопровода для пропуска заданного расхода при известных потерях напора.

Первые две задачи решаются непосредственно по формулам

$$h_w = \zeta_c \frac{v^2}{2g} = \zeta_c \frac{Q^2}{2g\pi^2 d^5} = \zeta_c \frac{16Q^2}{2g\pi^2 d^5}; \quad Q = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2gh_w}{\zeta_c}}. \quad (283)$$

Третья задача решается подбором, так как коэффициент сопротивления системы зависит от диаметра трубы (например, коэффициент $\lambda \frac{L}{d}$, учитывающий потери по длине). В этом случае сле-

дует строить график $\frac{\zeta_c}{d^5} = f(d)$ и по нему находить диаметр, отвечающий равенству $\frac{gh_w \pi^2}{8Q^2} = \frac{\zeta_c}{d^5}$. Если потерями по длине можно пренебречь, то диаметр трубопровода определяется непосредственно по формуле

$$d = \sqrt[5]{\frac{8\zeta_c Q^2}{g\pi^2 h_w}}. \quad (284)$$

Этой же формулой можно пользоваться при решении задачи путем подбора. Предварительно определяется диаметр трубопровода без учета потерь напора по длине. По диаметру уточняется коэффициент сопротивления системы. Затем уточненное значение ζ_c подставляется в формулу (284) и определяется уточненный диаметр трубопровода.

Как уже указывалось, в тех случаях, когда местные сопротивления в трубопроводе расположены на расстоянии менее 20 d друг от друга, принцип наложения потерь не дает достаточно

точных результатов. Однако вследствие отсутствия других приемов расчета принципом наложения потерь приходится пользоваться и в этом случае с обязательным указанием на приближенность получаемых данных.

Расчет сифона. Сифон представляет собой короткий трубопровод, по которому жидкость движется из питающего резервуара *A* в приемный резервуар *B* (рис. 112). Особенностью сифона является его способность поднимать жидкость на высоту *z* выше уровня ее в питающем резервуаре. Принцип действия

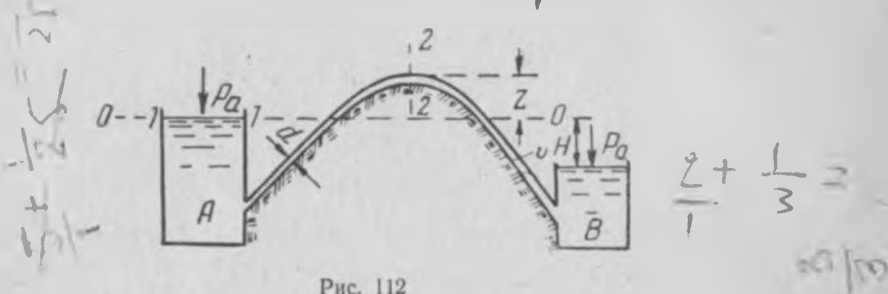


Рис. 112

сифона основан на образовании вакуума в повышенной части сифона (сечение 2—2), что создает разность давлений между атмосферным давлением, действующим на поверхность жидкости в питающем резервуаре *A*, и пониженным давлением в области вакуума в сечении 2—2. Для того чтобы сифон начал действовать, требуется предварительное заполнение его жидкостью или создание вакуума в нем с помощью специальных вакуум-насосов.

Расчет сифона заключается в определении его пропускной способности и предельного значения высоты сифона *z*, при которой он может работать.

Расчет пропускной способности сифонов производится по формуле

$$Q = \frac{\pi d^3}{4} \sqrt{\frac{2gH}{\zeta_c}} \quad (285)$$

где через *H* обозначена разность уровней жидкости в резервуарах *A* и *B*; ζ_c — суммарный коэффициент сопротивления трубопровода.

Расчет высоты сифона *z*. Предположим, что резервуары *A* и *B* соединены сифонным трубопроводом (рис. 112), и напомним уравнение Бернулли для сечений 1—1 и 2—2 относительно плоскости сравнения *O—O*, совпадающей с уровнем воды в питающем резервуаре *A*:

$$\frac{p_{atm}}{\gamma} = z + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{av^2}{2g} + \sum \zeta_c \frac{v^2}{2g} + \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g}.$$

$z + \frac{1}{3} = \frac{2+1}{3}$

Здесь p_2 — гидродинамическое давление в сечении 2—2;
 v — скорость движения жидкости в трубе;
 z — расстояние от уровня жидкости в резервуаре А до центра трубы в сечении 2—2;
 $\Sigma \zeta_m$ — сумма коэффициентов местных сопротивлений трубопровода.

Так как

$$\frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = h_{\text{вак}},$$

то

$$h_{\text{вак}} = z + \left(\alpha + \Sigma \zeta_m + \lambda \frac{L}{d} \right) \frac{v^2}{2g} \quad (286)$$

и

$$z = h_{\text{вак}} - \left(\alpha + \Sigma \zeta_m + \lambda \frac{L}{d} \right) \frac{v^2}{2g}. \quad (287)$$

Предельное значение вакуума составляет 10,33 м вод. ст., поэтому, учитывая наличие потерь энергии в сифоне, а также невозможность большого понижения давления в нем, во избежание кавитации высоту подъема z обычно принимают не более 7—8 м.

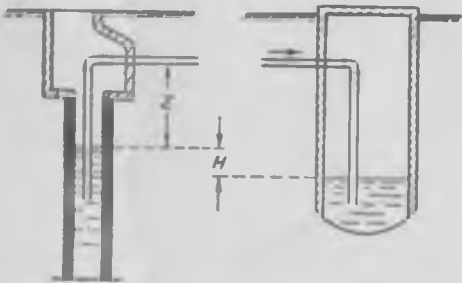


Рис. 113

Пример 30. Вода из скважины по сифонному трубопроводу подается в сборный колодец (рис. 113). Длина трубы сифона $L = 400$ м, диаметр $d = 200$ мм. Разность

уровней воды в скважине и колодце $H = 1,30$ м. Определить расход воды, протекающей через сифон и вакуум в его наивысшей точке, если расстояние от уровня воды в скважине до высшей точки сифонного трубопровода $z = 4,0$ м. Коэффициент шероховатости труб $n = 0,012$. Сумма коэффициентов местных сопротивлений составляет $\zeta_m = 8,4$. Установим суммарный коэффициент сопротивления:

$$\zeta_c = \zeta_m + \lambda \frac{L}{d} = 8,4 + 0,0263 \frac{400}{0,2} = 61,0,$$

где коэффициент сопротивления λ определен по таблице приложения 1. По формуле (283)

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2gH}{\zeta_c}} = \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4} \sqrt{\frac{2 \cdot 9,81 \cdot 1,3}{61}} = 0,0205 \text{ м}^3/\text{сек} = 20,5 \text{ л/сек}.$$

Скорость течения жидкости равна

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{0,0205}{\frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4}} = 0,646 \text{ м/сек.}$$

Искомое значение вакуума в сечении 2—2 определим по зависимости (286):

$$h_{\text{вак}} = z + \left(\alpha + \sum \zeta_{\text{м}} + \lambda \frac{y}{d} \right) \frac{v^2}{2g} = 4,0 + (1 + 8,4 + 52,6) \frac{0,646^2}{19,62} = 4,00 + 1,32 = 5,32 \text{ м.}$$

§ 46. ЗАДАЧА О ТРЕХ РЕЗЕРВУАРАХ

В инженерной практике довольно часто применяются различные питающие установки, представляющие собой комбинацию трех резервуаров, с помощью которых обеспечивается равномерная и бесперебойная подача жидкости к месту потребления. В качестве примера можно привести систему одновременного питания бензином моторов самолетов из трех баков, один из которых расположен в фюзеляже, а два других — в крыльях. Другим примером могут служить уравнивательные резервуары в системе водоснабжения, которые аккумулируют излишки воды, имеющиеся в сети в период падения потребления, в целях использования ее при повышенном водопотреблении.

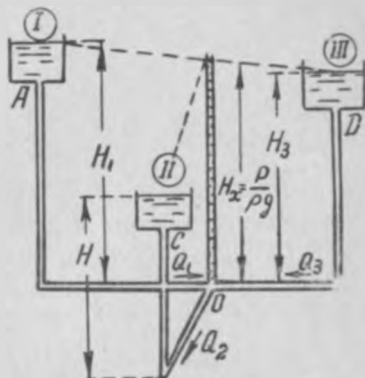


Рис 114

Рассмотрим задачу о трех резервуарах, заключающуюся в определении направления течения и величин расходов в системе трубопроводов при наличии трех резервуаров, расположенных на разных высотах и соединенных между собой системой трубопроводов (рис. 114).

Составим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} Q_1^2 &= (H_1 - H_x) \frac{K_1^2}{l_1} \\ Q_2^2 &= (H_x - H_2) \frac{K_2^2}{l_2} \\ Q_3^2 &= (H_3 - H_x) \frac{K_3^2}{l_3} \end{aligned} \quad (288)$$

где H_x — пьезометрический напор в точке ссоединения всех трех трубопроводов (точка O , рис. 114);
 K_1 , K_2 и K_3 — расходные характеристики трубопроводов AB , BC и BD ;
 l_1 , l_2 и l_3 — их длины.

В зависимости от соотношений между напорами H_1 , H_2 , H_3 и H_x возможны следующие случаи направления движения жидкости:

1-й случай $H_1 > H_x$; $H_x > H_3$; $H_x > H_2$. Расходы жидкости Q_1 и Q_2 в уравнениях (288) будут положительны, а расход Q_3 — отрицателен. Следовательно, расход жидкости Q_1 поступает из

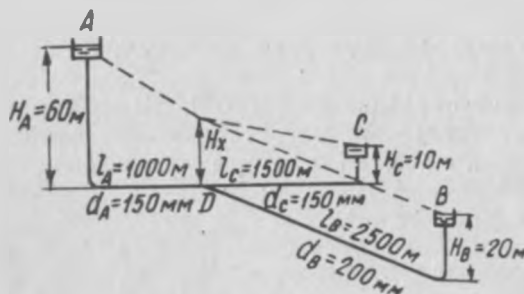


Рис. 115

резервуара I к точке O , а расходы Q_2 и Q_3 — от точки O соответственно в резервуары II и III . Это значит, что жидкость из резервуара I будет поступать во II и III . Таким образом, можно составить четвертое уравнение, необходимое для решения системы уравнений с четырьмя неизвестными Q_1 , Q_2 , Q_3 и H_x :

$$Q_1 = Q_2 + Q_3.$$

2-й случай. $H_1 > H_x$; $H_3 > H_x$; $H_x > H_2$. В этом случае жидкость будет вытекать из резервуаров II и III и поступать в резервуар I в количестве $Q_2 = Q_1 + Q_3$.

3-й случай. $H_1 > H_x$; $H_3 > H_x$; $H_x = H_2$. Расходы жидкости Q_1 и Q_2 будут положительны, а расход Q_3 равен нулю. В этом случае резервуар III бездействует, а жидкость поступает из I резервуара во II . Поэтому четвертым уравнением явится равенство $Q_1 = Q_2$.

Таким образом, аналитическое решение задачи о трех резервуарах сводится к решению четырех уравнений с четырьмя неизвестными. Кроме аналитического решения, возможно еще графоаналитическое, которое иллюстрируется примером 31.

Пример 31. Три резервуара A , B и C соединены трубопроводами AD , DB и DC . Длины отдельных трубопроводов, их диаметры и напоры, создаваемые отдельными резервуарами, показаны на рис. 115. Так как в условиях нашего примера $H_A > H_x$,

$H_x > H_C$ и $H_x > H_B$, то резервуары B и C питаются из резервуара A .

Предварительно по таблицам определим расходные характеристики трубопроводов AD , DB и DC и значения величин $\frac{K_i}{\sqrt{l_i}}$:

$$\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} = 5,22; \quad \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} = 7,11; \quad \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} = 4,26.$$

Затем, принимая ряд значений пьезометрического напора H_x в пределах заданного условия распределения напоров по формуле (288):

$$Q_A^2 = (H_A - H_x) \frac{K_1^2}{l_1};$$

$$Q_B^2 = (H_x - H_B) \frac{K_2^2}{l_2};$$

$$Q_C^2 = (H_x - H_C) \frac{K_3^2}{l_3};$$

Таблица 8
Результаты подсчетов к примеру 31

H_x	Q_A	Q_B	Q_C	$Q_B + Q_C$
20,0	33,0	0,0	13,5	13,5
25,0	30,9	15,9	16,5	32,4
30,0	28,4	22,5	19,0	41,5
40,0	23,3	31,8	23,3	55,1
50,0	16,5	38,9	26,9	65,8
60,0	0,0	45,0	30,1	75,1

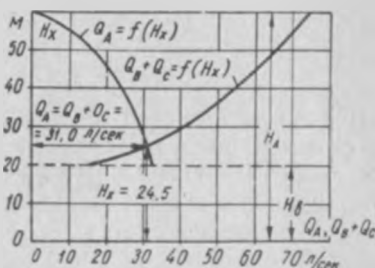


Рис. 116

вычислим соответствующие им расходы трубопроводов AD , DB и CD . По данным расчета построим кривые $Q_A = f(H_x)$ и $Q_B + Q_C = f(H_x)$. Точка пересечения этих кривых дает искомое решение, так как по условию $Q_A = Q_B + Q_C$. Результаты подсчетов сведены в табл. 8 и представлены графически на рис. 116.

По графику, представленному на рис. 116, находим, что равенство $Q_A = Q_B + Q_C$ соблюдается при $H_x = 24,5$ м, чему соответствует $Q_A = 31,0$ л/сек. Вычислим по формулам (288) расходы жидкости Q_B и Q_C : $Q_B = 15,1$ л/сек и $Q_C = 16,2$ л/сек. Таким образом, $(Q_A - Q_B - Q_C) = (31,0 - 15,1 - 16,2) = -0,3$, что свидетельствует о вполне достаточной точности графического решения.

§ 47. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР В ТРУБАХ

Гидравлическим ударом называется резкое изменение давления в напорном трубопроводе вследствие внезапного изменения скорости движения жидкости во времени.

Предположим, что в напорном трубопроводе движется жидкость. Прекратим внезапно ее движение, например, посредством закрытия задвижки. В результате остановки движения произойдет резкое повышение давления в трубе вследствие перехода кинетической энергии остановившихся слоев жидкости в потенциальную энергию сжатой жидкости. При этом в первую очередь давление увеличится непосредственно у задвижки после остановки первых слоев жидкости. Затем, по мере остановки последующих слоев, увеличение давления будет быстро распространяться вверх по трубопроводу, создавая волну повышения давления.

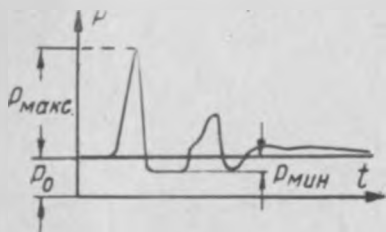


Рис. 117

Повышение давления, распространяясь по трубопроводу с большой скоростью, вызывает сжатие жидкости и расширение стенок трубы. Указанная упругая деформация жидкости и трубы происходит со скоростью распространения повышения давления по длине трубы. Скорость распространения упругих деформаций

называется скоростью распространения ударной волны. После того как остановится последний слой жидкости у резервуара, из которого начинается трубопровод, давление у задвижки достигнет своего максимума. Характер повышения давления у задвижки показан на схематической «ударной диаграмме» (рис. 117), из рассмотрения которой следует, что повышение давления у задвижки происходит не в самом начале удара, а через некоторый, правда, весьма малый промежуток времени от начала повышения давления. Это объясняется тем, что явление удара происходит в упругой среде.

Таким образом, после остановки последнего слоя вся жидкость в трубопроводе будет сжата. Но так как в этот момент давление в резервуаре будет меньше давления в трубопроводе, то жидкость придет в движение по направлению к резервуару. В результате произойдет резкое понижение давления в трубопроводе. Понижение давления, передающееся от слоя к слою и распространяющееся по направлению к задвижке, называется обратной ударной волной. Время пробега положительной и обратной ударных волн составляет длительность фазы гидравлического удара. Когда давление снизится во всем трубопроводе, жидкость остановится, находясь под пониженным давлением. При этом положении, когда давление в трубопроводе будет меньше, чем в резервуаре, начнется обратное движение жидкости к задвижке с восстановлением скорости и давления, а потому снова произойдет гидравлический удар. Он будет характеризоваться меньшим повышением давления, так как часть

энергии потеряна. За этой обратной ударной волной последует другая, т. е. повторится фаза гидравлического удара и т. д.

Описанный процесс происходит чрезвычайно быстро, так как скорости распространения ударной волны очень велики. Потери энергии, сопутствующие колебательному движению жидкости, приводят к постепенному затуханию данного процесса. На рис. 117 схематически показана диаграмма изменения давления при гидравлическом ударе в зависимости от времени, которая показывает, что повышение давления при гидравлическом ударе может во много раз превышать давление, имеющееся в условиях статического напора.

Впервые явление гидравлического удара экспериментально и теоретически было изучено известным русским ученым проф. Н. Е. Жуковским, который в 1898 г. создал теорию гидравлического удара. Эта теория не только не устарела, но является основой всех исследований в данной области. Советские ученые подвинули ее дальнейшей разработке и усовершенствованию за счет дополнительного учета некоторых факторов, которыми Н. Е. Жуковский в своем общем решении считал возможным пренебречь.

Теория гидравлического удара Н. Е. Жуковского

При выводе основных зависимостей гидравлического удара Н. Е. Жуковский пользовался теоремой о количестве движения.

Рассмотрим некоторый слой (отсек) остановившейся жидкости, в области которого произошли повышение давления и расширение стенок трубы. Предположим, что за время Δt между сечениями 1—1 и 2—2 на длине Δx произошло расширение стенок трубы (рис. 118). Обозначим скорость распространения упругих деформаций (скорость распространения ударной волны) через c . Тогда

$$\Delta x = c \Delta t.$$

Предположим, что до расширения объем жидкости между сечениями 1—1 и 2—2 находится под давлением p . При этом масса отсека составляет

$$m = \rho \omega \Delta x = \frac{1}{g} \omega \Delta x. \quad (289)$$

Когда расширение стенок трубы закончилось, давление достигло значения $p' = p + \Delta p$, объемный вес жидкости увеличился до $\gamma' = \gamma + \Delta \gamma$ и площадь живого сечения — до $\omega' = \omega + \Delta \omega$. Значит, и масса жидкости в отсеке возросла до

$$m' = m + \Delta m = \frac{\gamma + \Delta \gamma}{g} (\omega + \Delta \omega) \Delta x.$$

Таким образом, увеличение массы составляет

$$\Delta m = m' - m = \frac{\gamma + \Delta\gamma}{g} (\omega + \Delta\omega) \Delta x - \frac{\gamma}{g} \omega \Delta x = \frac{\Delta x}{g} (\gamma\omega + \gamma\Delta\omega + \omega\Delta\gamma + \Delta\gamma\Delta\omega - \gamma\omega).$$

Пренебрегая произведением бесконечно малых величин $\Delta\gamma\Delta\omega$, окончательно получим

$$\Delta m = \frac{\gamma}{g} \omega \Delta x \left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right) = m \left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma} + \frac{\Delta\omega}{\omega} \right).$$

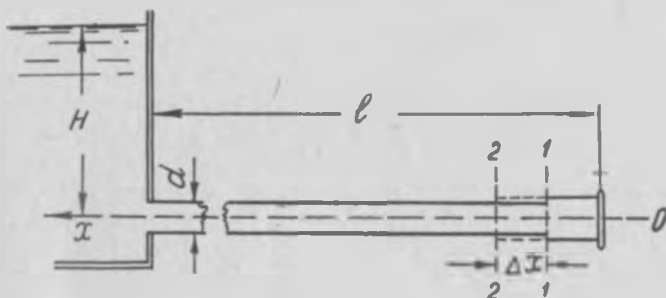


Рис. 118

Разделив левую и правую часть полученного выражения на величину массы m , которой обладал отсек 1—1 и 2—2 до увеличения, получим относительное увеличение массы

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta\gamma}{\gamma} + \frac{\Delta\omega}{\omega}. \quad (290)$$

Следовательно, относительное увеличение массы равно сумме относительных увеличений объемного веса жидкости и поперечного сечения трубопровода, которые соответствуют увеличению давления на Δp .

Согласно законам строительной механики

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\Delta p}{E_0}, \quad (291)$$

где E_0 — модуль объемной упругости жидкости.

С другой стороны,

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta\sigma}{E}, \quad (292)$$

где Δd — увеличение диаметра трубы;

$\Delta\sigma$ — увеличение растягивающих напряжений в стенках трубопровода при увеличении давления Δp ;

E — модуль упругости материала, из которого сделан трубопровод.

Из гидростатики известно, что сила гидростатического давления, которая стремится разорвать трубу, равна

$$\Delta P = d\Delta l \Delta p,$$

где Δl — длина элемента трубопровода.

Определим увеличение растягивающих напряжений, действующих в площадях продольного сечения стенок трубопровода, в нашем случае:

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta p}{2\Delta l \delta} = \frac{d\Delta l \Delta p}{2\Delta l \delta} = \frac{\Delta p d}{2\delta}, \quad (293)$$

где δ — толщина стенок трубы. Подставляя выражение (292) в зависимость (293), получим

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta p d}{2E\delta}. \quad (294)$$

Найдем относительное увеличение площади:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\frac{\pi}{4} (d + \Delta d)^2 - \frac{\pi}{4} d^2}{\frac{\pi d^2}{4}} = \frac{d^2 + 2d\Delta d + (\Delta d)^2 - d^2}{d^2} = 2 \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2.$$

Если пренебречь квадратом бесконечно малой величины $(\Delta d)^2$, то можно получить

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = 2 \frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta p d}{E\delta}. \quad (295)$$

Теперь выразим относительное увеличение массы жидкости через величины, характеризующие поперечные размеры трубопровода, материал его стенок, давление и род жидкости. Для этого подставим значения величин, входящих в зависимость (290), согласно (292) и (295):

$$\frac{\Delta m}{m} = \Delta p \left(\frac{1}{E_0} - \frac{d}{E\delta} \right). \quad (296)$$

Если через v обозначить скорость жидкости в трубопроводе до его расширения, то после расширения в отсеке 1—1 и 2—2 скорость будет равна $v + \Delta v$. Определим изменение массы жидкости в отсеке через скорость, приняв направление оси против течения (рис. 118). Тогда

$$\Delta m = \frac{1}{g} v \omega \Delta t - \frac{1}{g} \omega \Delta t (v + \Delta v) = - \frac{1}{g} \Delta v \omega \Delta t.$$

Разделим полученное выражение для Δm на выражение для массы m по зависимости (289):

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{- \frac{1}{2} \Delta v \omega \Delta t}{\frac{1}{g} \omega \Delta x} = - \frac{\Delta v \Delta t}{\Delta x}.$$

Так как $\Delta x = c \Delta t$, то

$$\frac{\Delta m}{m} = - \frac{\Delta v \Delta t}{c \Delta t} = - \frac{\Delta v}{c}. \quad (297)$$

Применим к массе жидкости, находящейся в отсеке между сечениями 1—1 и 2—2, теорему о количестве движения. Проекция изменения количества движения массы жидкости на ось x (если пренебречь весьма малыми изменениями величин γ и ω) будет равна

$$-m\Delta v = -\frac{\gamma}{g} \omega \Delta x \Delta v = -\frac{\gamma}{g} \omega c \Delta t \Delta v. \quad (298)$$

Проекция импульса сил давления за то же время равна $(\omega + \Delta\omega)(p + \Delta p)\Delta t - \omega p \Delta t = (\omega p + \omega \Delta p + p \Delta\omega + \Delta p \Delta\omega - \omega p)\Delta t$.

Пренебрегая бесконечно малой величиной $\Delta p \Delta\omega$, а также выражением $p \Delta\omega$, которое мало по сравнению с величиной $\omega \Delta p$, получаем

$$\omega \Delta p \Delta t = -\frac{\gamma}{g} \omega c \Delta t \Delta v, \quad (299)$$

или

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = -\frac{c \Delta v}{g}. \quad (300)$$

Приравняв зависимости (296) и (297), получаем

$$\Delta p = \left(\frac{1}{E_0} + \frac{d}{E_0} \right) = -\frac{\Delta v}{c}. \quad (300')$$

Помножим эту зависимость на уравнение (300)

$$\frac{\Delta v \Delta p}{\gamma} = -\frac{\Delta p c \Delta v}{g} \left(\frac{1}{E_0} + \frac{d}{E_0} \right),$$

или

$$c^2 = \frac{\frac{g}{\gamma}}{\frac{1}{E_0} + \frac{d}{E_0}} = \frac{\frac{E_0 g}{\gamma}}{1 + \frac{E_0 d}{E_0}}.$$

Извлекая из последнего выражения квадратный корень, получим известную формулу Н. Е. Жуковского для скорости распространения ударной волны:

$$c = \frac{\sqrt{\frac{E_0 g}{\gamma}}}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E_0}}}. \quad (301)$$

Выражение $\sqrt{\frac{E_0 g}{\gamma}}$ представляет собой скорость распространения упругих деформаций в жидкости с плотностью ρ и модулем упругости E_0 . Для воды

$$c_0 = \sqrt{\frac{E_0 g}{\gamma}} = 1425 \text{ м/сек.}$$

Следовательно, для случая, когда по трубопроводу движется вода, формула (30i) получает такое выражение:

$$c = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E \delta}}}. \quad (302)$$

Определим величину давления, возникающего при гидравлическом ударе, по выражению (300), в котором значения Δp и Δv заменим их дифференциалами:

$$\frac{dp}{\gamma} = \frac{cdv}{g}; \quad dp = -\frac{\gamma}{g} c dv.$$

Интегрируя это выражение, получаем

$$p - p_0 = -\frac{\gamma}{g} c (v - v_0), \quad (303)$$

где p_0 и v_0 — давления и скорости, соответствующие начальному моменту перед ударом.

Из формулы (303) следует, что максимальное давление при гидравлическом ударе имеет место в случае уменьшения скорости жидкости до нуля, т. е. при $v = 0$:

$$p - p_0 = \rho v_0 c. \quad (304)$$

Полученная формула (304) есть известная формула Н. Е. Жуковского для определения наибольшего давления при гидравлическом ударе. Она справедлива при так называемом прямом гидравлическом ударе, длительность фазы которого $T = \frac{2l}{c}$ больше времени закрытия трубопровода T_z , т. е. $T > T_z$. Это значит, что отраженная волна подойдет к концу трубы в тот момент, когда задвижка уже будет полностью закрыта. Для производства расчетов по формуле (304) в табл. 9 приводятся значения скорости распространения ударной волны c для стандартных размеров чугунных труб, вычисленные при $E = 10^6 \text{ кг/см}^2$ и $E_0 = 21\,000 \text{ кг/см}^2$.

Таблица 9

Значения скорости распространения ударной волны

Диаметр трубы, мм	Толщина стенок, мм	c , м/сек	Диаметр трубы, мм	Толщина стенок, мм	c , м/сек
50	7,0	1328	250	11,5	1187
100	8,5	1289	300	12,5	1167
150	9,5	1255	600	18,0	913
200	10,5	1209	-	-	-

Так как большие давления, возникающие при гидравлическом ударе, опасны для целостности труб, то существует много методов борьбы с гидравлическим ударом. Так, например, вели-

чину давления при гидравлическом ударе можно значительно уменьшить за счет медленного закрытия трубопровода.

При этом величина давления определяется по следующей приближенной формуле:

$$p = \rho v_0 c \frac{T}{T_s}, \quad (305)$$

где T — длительность фазы удара;

T_s — время закрытия, сек.

Более точные методы расчета непрямого удара излагаются в специальных курсах.

Гидравлический удар может возникать в результате таких причин, влиять на которые не представляется возможным. Так, например, внезапное прекращение подачи энергии к насосам, включенным в систему напорных водопроводов, вызывает гидравлический удар, так как после внезапной остановки насоса давление в водоводе резко падает по сравнению с рабочим, а затем быстро повышается до величины ударного.

Поэтому в настоящее время применяются специальные клапаны-гасители гидравлических ударов, которые автоматически открываются при повышении или понижении давления против нормального и сбрасывают часть воды из трубопровода, тем самым снижая давление. Из отечественных конструкций следует отметить автоматический клапан-гаситель гидравлических ударов системы «Укрводгео» конструкции В. М. Папина. Действие клапана основано на гидравлическом принципе (открывается при повышении давления и закрывается после сработки повышенного давления).

Пример 32. Определить скорость распространения ударной волны и величину повышения давления при гидравлическом ударе в трубопроводе, составленном из стальных труб диаметром $d = 600$ мм, при толщине стенок $\delta = 10$ мм и скорости движения воды $v_0 = 2,50$ м/сек. Гидравлический удар происходит в результате внезапного закрытия задвижки.

Коэффициенты упругости: для стали $E = 2 \cdot 10^6$ кг/см², для воды $E_0 = 2 \cdot 10^4$ кг/см². По формуле (302) получим

$$c = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E \delta}}} = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 0,6}{2 \cdot 10^6 \cdot 0,01}}} = 1119 \text{ м/сек}$$

$$\text{и } p = \rho v_0 c = 102,8 \cdot 2,5 \cdot 1119 = 288\,000 \text{ кг/м}^2 = 28,8 \text{ кг/см}^2.$$

На рис. 119 показана схема автоматического гасителя гидравлических ударов системы «Укрводгео» (конструкции В. М. Папина), который устанавливается на водоводе после обратного клапана.

Принцип действия гасителя основан на том, что при нормальной работе водовода гаситель закрыт, так как рабочее давление, передающееся через трубки 1 и 4 и распределитель 3 в над-

поршневое пространство гасителя 8, прижимает клапан вниз. Это же давление действует на клапан *К* снизу, но так как площадь клапана меньше площади поршня 5, то гаситель находится в закрытом состоянии.

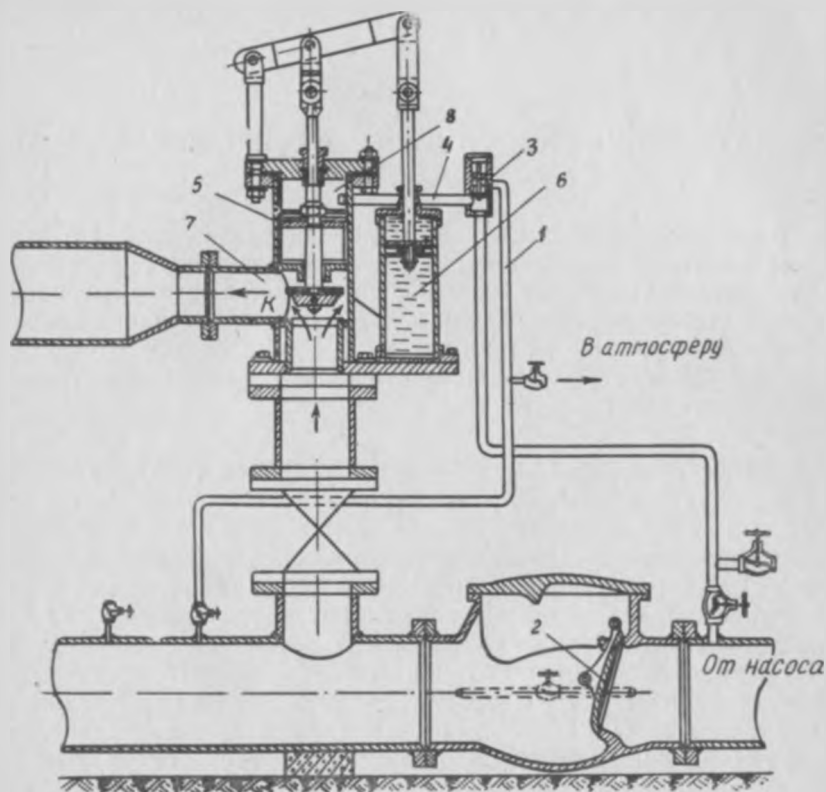


Рис. 119

При внезапном выключении насоса давление в водоводе до обратного клапана падает и последний закрывается. Падает также давление и в надпоршневом пространстве 8. Давление же после обратного клапана сначала падает, а затем в результате гидравлического удара начинает подниматься. Поднимающееся давление открывает клапан *К* и соединяет водовод со сбросной трубой 7. Вследствие этого давление не может подняться выше заданной величины (обычно рабочего или статического давления), и удар ликвидируется. Затем поршни распределителя перемещаются в нижнее положение, и надпоршневое пространство гасителя соединяется с водоводом после обратного клапана. Давление водовода передается на поршень гасителя, и гаситель

начинает медленно закрываться. Скорость закрытия регулируется масляным тормозом 6.

После закрытия гасителя и пуска насосов распределитель вновь переключается в верхнее положение, и гаситель вновь готов к действию.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ, НАСАДКИ И ВОДОСЛИВЫ

В инженерной практике часто приходится рассматривать вопросы истечения жидкости через отверстия различных форм и размеров, через различные короткие патрубки, называемые насадками, а также через водосливы. При этом истечение жидкости может происходить в атмосферу (незатопленные отверстия) или под уровень (затопленные отверстия) при постоянном или переменном напоре.

§ 48. КЛАССИФИКАЦИЯ ОТВЕРСТИЙ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТЕЧЕНИЯ

В гидравлике различают истечения через отверстия в тонкой и толстой стенке (насадки); в зависимости от условий сжатия струи бывают отверстия с совершенным и несовершенным, а также с полным и неполным сжатием.

Отверстием в тонкой стенке называется такое отверстие, края которого имеют острую кромку, причем толщина стенки не влияет на форму и условия истечения струи. Следовательно, при протекании жидкости через отверстие в тонкой стенке возникают только местные потери энергии, аналогичные потерям энергии при внезапном сужении потока (рис. 120).

На некотором, достаточно близком расстоянии от стенки образуется так называемое сжатое сечение, имеющее наименьшую площадь и практически параллельно-струйное течение. Далее, струя падает под действием силы тяжести. На рис. 121 показано в большом масштабе сжатое сечение $C-C$. Струя, вытекающая из отверстия, не сохраняет его форму, а вследствие действия сил поверхностного натяжения постепенно деформируется. Это явление носит название инверсии струи. Так, например, струя, вытекающая из треугольного отверстия, принимает форму треугольной звезды, а струя, вытекающая из круглого отверстия, постепенно приобретает сечение эллипса.

Отверстием с совершенным сжатием называется такое отверстие, границы которого достаточно удалены от границ

жидкости в резервуаре, причем стенки резервуара не влияют на условия сжатия струи. Опытным установлено, что стенки резервуара влияют на сжатие струи только тогда, когда расстояние от отверстия от боковой стенки или дна меньше трех диаметров для круглого отверстия или трехкратной величины стороны — для прямоугольного отверстия.

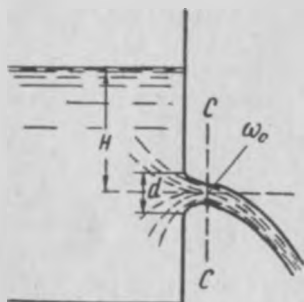


Рис. 120

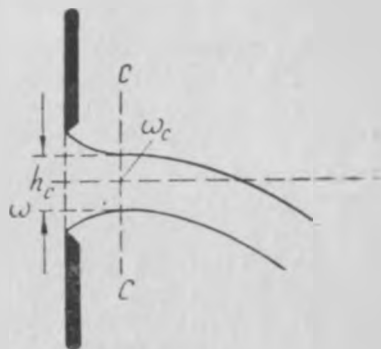


Рис. 121

Отверстием с несовершенным сжатием называется такое отверстие, одна или несколько сторон которого находятся на близком расстоянии от поверхности жидкости или стенки резервуара. На рис. 122 отверстие I — с совершенным сжатием, а отверстие II — с несовершенным.

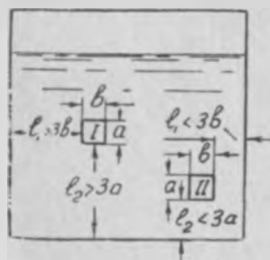


Рис. 122

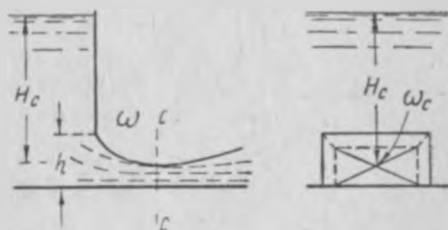


Рис. 123

Отверстием с полным сжатием называется такое отверстие, в котором струя испытывает сжатие со всех сторон.

Отверстием с неполным сжатием называется такое отверстие, в котором струя не имеет сжатия с одной или нескольких сторон. Примером его может служить донное отверстие, в котором по дну сжатие отсутствует, а струя сжимается только с трех сторон (рис. 123).

Для оценки степени сжатия струи в гидравлике применяется понятие о коэффициенте сжатия струи. Коэффициентом сжатия струи ϵ называется отношение площади сжатого сечения к площади отверстия ω : $\frac{\omega_c}{\omega} = \epsilon$. Опыт установлено, что для отверстий небольших размеров с острыми кромками

$$\epsilon = 0,64 \div 0,60.$$

В малых отверстиях (с размером стороны по вертикали не более $0,1H$) коэффициент сжатия ϵ является достаточно постоянным, тогда как в больших отверстиях он изменяется в зависимости от ряда факторов, в том числе от напора H и размеров отверстия.

§ 49. ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЯ В ТОНКОЙ СТЕНКЕ

Истечение через незатопленное отверстие

Рассмотрим сначала случай истечения жидкости через малое отверстие в вертикальной стенке при постоянном напоре (рис. 124). Здесь можно полагать, что напор во всех точках поперечного сечения отверстия одинаков.

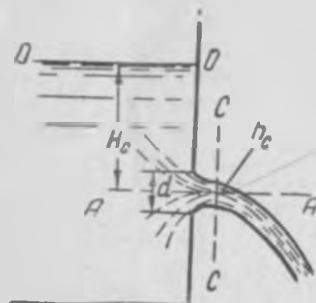


Рис. 124

Предполагая отверстие круглым, проведем плоскость сравнения $A-A$ через центр тяжести отверстия, имеющего диаметр d . Обозначим H_c — геометрический напор над плоскостью сравнения; h_c — толщину струи в сжатом сечении $C-C$. Напишем уравнение Бернулли для сечения $O-O$ (уровень свободной поверхности) и сжатого сечения струи $C-C$:

$$H_c + \frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = \frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g},$$

где v_0 и v_c — скорости в соответствующих сечениях;

ζ — коэффициент сопротивления, учитывающий местные потери энергии в пределах отверстия.

Здесь мы полагаем возможным ввиду малости сечения струи считать давление в сжатом сечении $C-C$ равным атмосферному, т. е. принимать $p_{ат} = p_c$.

Обозначим через H_0 полный напор над центром тяжести отверстия:

$$H_0 = H_c + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g}.$$

Тогда

$$H_0 = \frac{a_c v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g}.$$

Отсюда получаем выражение для средней скорости в сжатом сечении C—C:

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{a_c + \zeta}} \sqrt{2gH_0} = \varphi \sqrt{2gH_0}, \quad (306)$$

где $\varphi = \sqrt{\frac{1}{a_c + \zeta}}$ — коэффициент скорости отверстия.

Определим расход жидкости, проходящей через отверстие:

$$Q = \omega_c v_c = \omega \epsilon \varphi \sqrt{2gH_0}.$$

Обозначив $\epsilon \varphi = \mu$, получим окончательную формулу расхода жидкости при истечении через малое отверстие:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_0}. \quad (307)$$

где μ — коэффициент расхода отверстия, определяемый опытным путем.

Для малых отверстий в тонкой стенке с совершенным сжатием коэффициент расхода μ является устойчивым и составляет

$$\mu = 0,62 \div 0,60.$$

Поэтому малые отверстия часто используют как водомеры. В случае несовершенного или неполного сжатия коэффициент расхода жидкости несколько повышается. Для учета указанного повышения коэффициента расхода применяются специальные эмпирические формулы.

Рассмотрим теперь случай истечения жидкости через большое отверстие в тонкой стенке. Если при истечении жидкости через малое отверстие можно было принимать напор H в пределах отверстия фактически постоянным, то в больших отверстиях (где размеры сторон по высоте больше $0,1H$) напор в пределах их сечений является переменным: от H_1 в верхней части отверстия до H_2 — в нижней (рис. 125).

Для того чтобы определить расход жидкости через большое отверстие с учетом переменного напора по глубине, разобьем площадь поперечного сечения отверстия на горизонтальные полосы высотой dh . Каждую из полосок можно рассматривать как малое отверстие с постоянным напором h и расходом

$$dQ = \mu b dh \sqrt{2gh},$$

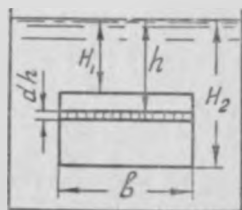


Рис. 125

где b — ширина большого отверстия, принятого нами прямоугольным;

μ — коэффициент расхода «малого» отверстия;

h — напор над центром тяжести полоски.

Принимая $\mu = \text{const}$ и полагая, что расход жидкости, проходящей через отверстие, равен

$$Q = \mu b \int_{H_1}^{H_2} \sqrt{2gh} \, dh = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} (H_2^{3/2} - H_1^{3/2}), \quad (308)$$

где H_1 и H_2 — пределы интегрирования.

Обозначим через H_0 полный напор над центром тяжести отверстия. Тогда

$$H_2 = H_0 + \frac{a}{2} = H_0 \left(1 + \frac{a}{2H_0}\right) \quad \text{и} \quad H_1 = H_0 - \frac{a}{2} = H_0 \left(1 - \frac{a}{2H_0}\right),$$

где a — высота отверстия. Подставим эти значения в уравнение (308):

$$Q = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} H_0^{3/2} \left[\left(1 + \frac{a}{2H_0}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{a}{2H_0}\right)^{3/2} \right].$$

Разложив в ряд выражения, заключенные в круглые скобки, по биному Ньютона и ограничиваясь только четырьмя членами, получим

$$\left(1 \pm \frac{a}{2H_0}\right)^{3/2} = 1 \pm \frac{3}{2} \frac{a}{2H_0} + \frac{3}{8} \frac{a^2}{4H_0^2} \mp \frac{1}{16} \frac{a^3}{8H_0^3}.$$

Тогда

$$Q = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} H_0^{3/2} \left(\frac{3}{2} \frac{a}{H_0} - \frac{1}{64} \frac{a^3}{H_0^3} \right) = \mu_0 b \sqrt{2g} H_0 \left(1 - \frac{1}{96} \frac{a^2}{H_0^2} \right).$$

Вследствие малости члена $\frac{a^2}{96H_0^2}$ по сравнению с единицей им обычно пренебрегают. Тогда получаем окончательную формулу расхода жидкости при истечении через большое отверстие:

$$Q = \frac{2}{3} \mu_0 ab \sqrt{2gH_0},$$

или

$$Q = \mu_0 ab \sqrt{2gH_0}, \quad (309)$$

где $\mu_0 = 2/3\mu$ — коэффициент расхода большого отверстия.

Коэффициент расхода большого отверстия колеблется в широких пределах вследствие многочисленности факторов, влияющих на его значение (размеры и форма отверстия, напор, условия подхода, несовершенство и неполнота сжатия, характер обработки кромок и т. д.). В табл. 10 приведены данные о коэффициентах расхода при истечении жидкости через большие отверстия, обобщенные и рекомендованные акад. Н. Н. Павловским для предварительных расчетов.

Таблица 10

Коэффициент расхода μ_0 для больших отверстий

Типы отверстий	μ_0
Отверстия средних размеров со сжатием струи со всех сторон при отсутствии направляющих стенок	0,65
Большие отверстия с несовершенным, но всесторонним сжатием	0,70
Донные отверстия без сжатия по дну со значительным влиянием бокового сжатия	0,65—0,70
Донные отверстия без сжатия по дну и с уменьшенным влиянием бокового сжатия	0,70—0,75
То же без сжатия по дну и с весьма плавными боковыми подходами	0,80—0,85
То же без сжатия по дну и с весьма плавными боковыми подходами к отверстию со всех сторон	0,90

В случае истечения жидкости из отверстия при ламинарном режиме коэффициент расхода зависит от числа Re , т. е. $\mu = \mu(Re)$, поскольку при этом режиме местные сопротивления зависят от числа Re . Числовые значения коэффициента расхода μ для различных видов отверстий, работающих в условиях ламинарного режима, устанавливаются опытным путем и приводятся в специальной литературе.

Истечение через затопленное отверстие

При истечении из отверстия в тонкой стенке под уровень в области выхода струи из отверстия образуется сжатое сечение $C-C$, в котором давление подчиняется гидростатическому закону (рис. 126). Следовательно, в этом случае можно применить уравнение Бернулли. Предположим, что движение является установившимся. Напишем уравнение Бернулли для сечений $I-I$ и $C-C$ (плоскость сравнения $O-O$ проходит через центр тяжести отверстия):

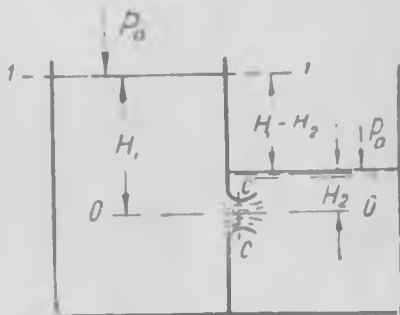


Рис. 126

$$\frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{a_1 v_1^2}{2g} + H_1 = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{a_c v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g}.$$

Пренебрегая членом $\frac{a_1 v_1^2}{2g}$ вследствие малости его и определяя давление $p_c = p_{ат} + \gamma H_2$, получим

$$\frac{p_{ат}}{\gamma} + H_1 = \frac{p_{ат}}{\gamma} + H_2 + (a_c + \zeta) \frac{v_c^2}{2g}$$

или

$$(z_c + \zeta) \frac{v_c^2}{2g} = H_1 - H_2.$$

Следовательно, скорость в сжатом сечении $C-C$ будет равна

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{z_c + \zeta}} \sqrt{2g(H_1 - H_2)} = \varphi \sqrt{2g(H_1 - H_2)},$$

где φ — коэффициент скорости.

Определяя расход жидкости в сжатом сечении, получим формулу для расхода при истечении через затопленное отверстие:

$$Q = m_c v_c = \epsilon \omega v_c = \epsilon \varphi m \sqrt{2g(H_1 - H_2)} = \mu \omega \sqrt{2g(H_1 - H_2)}. \quad (310)$$

Полученная формула (310) аналогична формуле для расхода жидкости при истечении через незатопленное отверстие. Многочисленными исследованиями установлено, что коэффициенты расхода жидкости через затопленные и незатопленные отверстия практически одинаковы. Поэтому при расчете затопленных отверстий следует пользоваться указанными коэффициентами расходов для незатопленных отверстий.

§ 50. НАСАДКИ. КЛАССИФИКАЦИЯ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Насадком называется короткий патрубок, присоединенный к отверстию в тонкой стенке. Насадки делятся на три основных типа: цилиндрические, конические и коноидальные.

Цилиндрические насадки представляют собой цилиндрические патрубки, имеющие длину порядка трех — четырех диаметров. Цилиндрические насадки делятся на внешние (рис. 127, а) и внутренние (рис. 127, б). При движении жидкости внутри насадка образуется сжатое сечение, в области которого наблюдается вакуум. Образование вакуума объясняется тем, что скорости в сжатом сечении $C-C$ больше скоростей в месте выхода струи из насадка (сечение $b-b$), а потому давление в сжатом сечении будет меньше атмосферного. Это непосредственно следует из уравнения Бернулли. Так как

$$v_c > v_b, \text{ то } p_c < p_{\text{ат}},$$

где v_c — скорость в сжатом сечении $C-C$;

v_b — скорость в месте выхода струи из насадка;

p_c — давление в сжатом сечении;

$p_{\text{ат}}$ — атмосферное давление в сечении $b-b$.

В связи с образованием вакуума насадок увеличивает пропускную способность отверстия. Конические насадки бывают двух родов: расходящиеся (рис. 127, в) и сходящиеся (рис. 127, г).

В конических расходящихся насадках в области сжатого сечения создается вакуум, как и в цилиндрических насадках, но

большей величины. При этом величина вакуума возрастает с увеличением угла конусности. Однако при большом угле конусности возможен отрыв струи от стенок насадка и, следовательно, срыв вакуума. Опытом установлено, что оптимальный угол конусности составляет $5-7^\circ$.

Конически расходящиеся насадки в силу наличия расширения потока отличаются от всех других видов насадков значительными потерями энергии (см. табл. 11). Вместе с тем расхо-

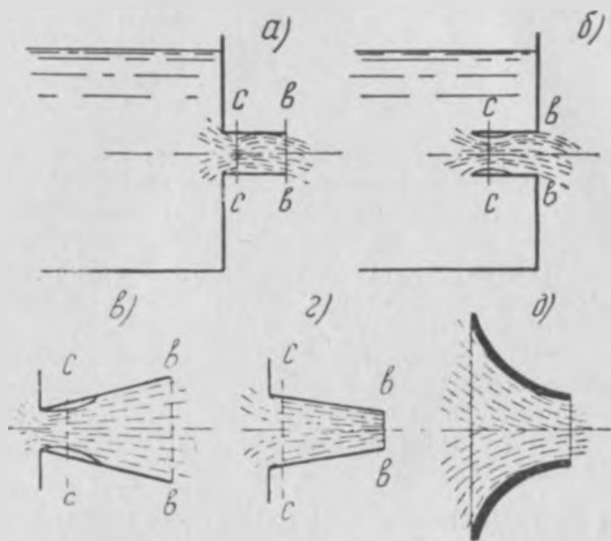


Рис. 127

дящиеся насадки имеют малые скорости выхода вследствие увеличения площади поперечного сечения потока. Следовательно, отличительными особенностями расходящихся конически насадков являются значительный вакуум, большая пропускная способность, малые скорости выхода.

Конически сходящиеся насадки имеют форму конуса, сходящегося по направлению к выходному сечению (рис. 127). Основное назначение конически сходящихся насадков — увеличивать скорость выхода потока для создания в струе большой кинетической энергии; кроме того, струя, выходящая из такого насадка, отличается компактностью и способностью на длинном расстоянии сохранять свою форму, не распадаясь на отдельные капли. Поэтому конически сходящиеся насадки применяются в качестве сопел гидромониторов и активных гидравлических турбин, наконечников пожарных брандспойтов и т. д. Кроме того, конически сходящиеся насадки применяются в эжекторах и инжекторах, где требуется создание вакуума.

Таблица 11

Значения коэффициентов ϵ , φ , μ для различных насадков

Тип насадка	ϵ	φ	μ
Круглое отверстие	0,64	0,97	0,62
Внешний цилиндрический насадок	1,00	0,82	0,82
Внутренний цилиндрический насадок	1,00	0,707	0,707
Конически расходящийся при $\theta = 5-7^\circ$	1,00	0,45—0,50	0,45—0,50
Конически сходящийся при $\theta = 13'24''$	0,98	0,96	0,94
Конический насадок	1,00	0,98	0,98

Примечание: Значения всех величин, приведенных в таблице, отнесены к выходному сечению насадков.

Коэффициент расхода насадка зависит от угла конусности θ и достигает своего максимального значения при угле $13'24''$, так как в этом случае площадь сжатого сечения оказывается равной площади выходного сечения. При дальнейшем увеличении угла конусности происходит затрата энергии на сжатие струи на выходе из насадка и в связи с этим некоторое уменьшение коэффициента расхода.

Конический насадок представляет собой усовершенствованный конически сходящийся насадок. Он выполняется по форме струи, вытекающей из отверстия (рис. 127). Такая форма насадка устраняет сжатие струи и сводит до минимума все потери энергии в вытекающей струе.

§ 51. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ НАСАДКОВ

Рассмотрим внешний цилиндрический насадок, схема которого представлена на рис. 128. Напишем уравнение Бернулли для сечений $I-I$ (уровень свободной поверхности) и $в-в$ (область выхода потока из насадка). Плоскость сравнения (плоскость $O-O$) проходит через центр тяжести насадка. Принимая $\alpha_0 = \alpha_v = 1$, имеем

$$\frac{p_{ат}}{\gamma} + H + \frac{v_0^2}{2g} = \frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{v_v^2}{2g} + \Sigma \zeta \frac{v_v^2}{2g},$$

или

$$H_0 = \frac{v_v^2}{2g} (1 + \Sigma \zeta), \quad (311)$$

где H_0 — полный напор или полная удельная энергия над центром тяжести насадка;

v_v — средняя скорость в выходном сечении $в-в$;

$\Sigma \zeta$ — суммарный коэффициент сопротивления, учитывающий все местные потери энергий, а также потери по длине, которые возникают при движении потока через насадок:

1) потерю энергии между сечениями 1—1 и сжатым сечением C—C при внезапном сужении потока — ζ_c ;

2) потерю энергии при внезапном расширении потока между сечением C—C и той областью, где насадок будет работать полным сечением, — ζ_p ;

3) потерю энергии по длине насадка между сечениями C—C и σ — ζ_d :

$$\Sigma \zeta = \zeta_c + \zeta_p + \zeta_d. \quad (312)$$

При этом коэффициент сопротивления при внезапном расширении определяют по формуле (250)

$$\zeta_p = \left(\frac{w_c}{w_c} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2,$$

где ε — коэффициент сжатия, а коэффициент сопротивления, учитывающий потери энергии по длине, находят по зависимости

$$\zeta_d = \lambda \frac{l}{d}.$$

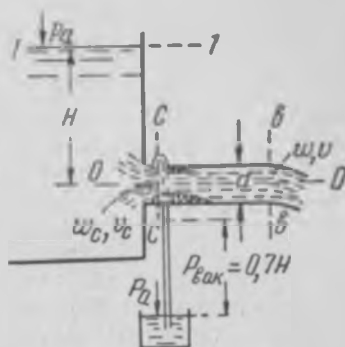


Рис. 128

Тогда

$$\Sigma \zeta = \zeta_c + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d}; \quad (312')$$

$$H_0 = \frac{v_b^2}{2g} \left[1 + \zeta_c + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d} \right].$$

Таким образом, скорость потока при выходе из насадка равна

$$v_b = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_c + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d}}} \sqrt{2gH_0} = \varphi \sqrt{2gH_0}, \quad (313)$$

где φ — коэффициент скорости для насадка

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_c + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d}}}. \quad (314)$$

Формулу для расхода жидкости, проходящей через цилиндрический насадок, учитывая (313), получим в следующем виде:

$$Q = \omega_b v_b = \varphi \omega_b \sqrt{2gH_0}. \quad (315)$$

Так как в области выхода потока насадок работает полным сечением, то коэффициент сжатия здесь равен $\varepsilon_b = 1$. Поэтому коэффициент расхода жидкости через насадок при расчете по выходному сечению равен коэффициенту скорости:

$$\mu = \varepsilon \varphi = \varphi.$$

Следует заметить, что увеличение длины патрубка приводит к увеличению значения ξ и соответственно к уменьшению коэффициента расхода насадка. Поэтому для цилиндрических насадков обычно принимают минимальную длину $l = (3 \div 4)d$, при которой насадок работает полным сечением с образованием вакуума.

Значение коэффициентов следует принимать по табл. 11. При выводе формулы (315) мы не принимали каких-либо ограничений, которые были бы характерны только для цилиндрического насадка. Поэтому эта зависимость справедлива для насадков всех типов, а также для отверстий в толстой стенке. Определим величину вакуума, образующегося в насадке. Составим уравнение Бернулли для сечений $C-C$ и $в-в$ (рис. 128). Принимая $\alpha = 1$, получим

$$\frac{p_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} = \frac{p_{ат}}{\gamma} + \frac{v_b^2}{2g} + \Sigma \zeta' \frac{v_c^2}{2g}, \quad (316)$$

где p_c — гидродинамическое давление в сжатом сечении $C-C$;

v_c — скорость в сжатом сечении $C-C$;

$\Sigma \zeta'$ — суммарный коэффициент сопротивления насадка, учитывающий потери энергии между сечениями $C-C$ и $в-в$.

Так как при истечении жидкости через насадок длиной $(3-4)d$ потерями энергии по длине можно пренебречь, то $\Sigma \zeta'$ должен учитывать только потери энергии на внезапное расширение:

$$\Sigma \zeta' = \Sigma_p = \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right)^2.$$

Перепишем уравнение (316) следующим образом:

$$\frac{p_{ат}}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma} = \frac{v_c^2}{2g} - \frac{v_b^2}{2g} - \Sigma \zeta' \frac{v_c^2}{2g}.$$

Так как

$$\omega_c = \epsilon \omega \text{ и } v_c \omega_c = v_b \omega,$$

то

$$v_c = v_b \frac{\omega}{\omega_c} = v_b \frac{1}{\epsilon}.$$

Тогда

$$h_{нак} = \frac{v_b^2}{2g\epsilon^2} - \frac{v_b^2}{2g} - \Sigma \zeta' \frac{v_b^2}{2g} = \frac{v_b^2}{2g} \left(\frac{1}{\epsilon^2} - 1 - \Sigma \zeta' \right). \quad (317)$$

Выражение, стоящее в скобках в уравнении (317), может быть преобразовано таким образом:

$$\left(\frac{1}{\epsilon^2} - 1 - \Sigma \zeta' \right) = \left[\frac{1}{\epsilon^2} - 1 - \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right)^2 \right] = 2 \frac{1-\epsilon}{\epsilon}.$$

Тогда

$$h_{\text{вак}} = 2 \frac{v_n^2}{2g} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{v_n^2}{g} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}. \quad (317')$$

Заменим скорость в выходном сечении по зависимости (313)

$$h_{\text{вак}} = \frac{\varphi^2 2g H_0}{g} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} = 2\varphi^2 H_0 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}. \quad (318)$$

Для внешнего цилиндрического насадка $\varphi = 0,82$ (табл. 10), а ε может быть принято равным $\varepsilon = 0,64$ как среднее значение для малых отверстий в тонкой стене. Тогда

$$h_{\text{вак}} = 2\varphi^2 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} H_0 = 2 \cdot 0,82^2 \frac{1-0,64}{0,64} H_0 \approx 0,75 H_0. \quad (319)$$

Однако, как показывают опытные данные, при вакууме более 8,0 м вод. ст. начинается засасывание воздуха в насадок через выходное сечение; происходит срыв вакуума, и насадок начинает работать как простое отверстие или как насадок, но с пониженной пропускной способностью (при частичном отрыве струи от стенки). Поэтому напор, при котором работает насадок, не должен превышать предельного значения, определяемого следующим соотношением:

$$H_{\text{опред}} = h_{\text{вак. пред}} \frac{1}{2\varphi^2} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}, \quad (320)$$

где $h_{\text{вак. пред}}$ — предельное значение вакуума, равное $\approx 8,0$ м.

Поэтому для внешнего цилиндрического насадка предельное значение напора в среднем составляет величину

$$H_{\text{опред}} = 8,0 \frac{1}{2 \cdot 0,82^2} \frac{0,64}{(1-0,64)} \approx 10,0 \text{ м.}$$

При значительной длине насадка, когда насадок превращается в короткую трубу (например, водопропускная труба под насыпью), потери по длине играют существенную роль и при некоторых соотношениях могут препятствовать образованию вакуума. Из формулы (317) следует, что вакуум образуется в зависимости от знака выражения, заключенного в скобку. При этом вакуум образуется, если

$$\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \Sigma'' > 0, \text{ или } \frac{1}{\varepsilon^2} > 1 + \Sigma'',$$

и не образуется, если

$$\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \Sigma'' < 0, \text{ или } \frac{1}{\varepsilon^2} < 1 + \Sigma''.$$

Определим предельную длину, при которой вакуум не образуется. Тогда $\frac{1}{\varepsilon^2} = 1 + \Sigma''$,

где Σ'' — суммарный коэффициент сопротивления с учетом потерь энергии по длине:

$$\Sigma'' = \zeta_p + \lambda \frac{l}{d} = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d}.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{\varepsilon^2} = 1 + \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l_{\text{пред}}}{d},$$

откуда

$$\frac{l_{\text{пред}}}{d} = \frac{2(1 - \varepsilon)}{\lambda \varepsilon}. \quad (321)$$

В заключение покажем, что увеличение пропускной способности насадка происходит только за счет образования вакуума в сжатом сечении. Рассматривая, например, внешний цилиндрический насадок, напишем уравнение Бернулли для сечений $I-I$ и $C-C$ относительно плоскости сравнения $O-O$ (рис. 128):

$$\frac{p_{\text{ат}}}{\gamma} + H_0 = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \zeta_c \frac{v_c^2}{2g},$$

или

$$\frac{v_c^2}{2g} (\alpha_c + \zeta_c) = H_0 + \frac{p_{\text{ат}}}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma} = H_0 + h_{\text{вак}},$$

где

$$H_0 = H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} \text{ и } \frac{p_{\text{ат}}}{\gamma} - \frac{p_c}{\gamma} = h_{\text{вак}}.$$

Тогда

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{\alpha_c + \zeta_c} V 2g(H_0 + h_{\text{вак}})} = \varphi \sqrt{2g(H_0 + h_{\text{вак}})}. \quad (322)$$

Расход в сжатом сечении $C-C$

$$Q = \omega_c v_c = \varepsilon \omega_b \varphi \sqrt{2g(H_0 + h_{\text{вак}})} = \mu \omega_b \sqrt{2g(H_0 + h_{\text{вак}})}. \quad (323)$$

Согласно (319), заменим в зависимости (323) $h_{\text{вак}} = 0,75H_0$. Следовательно,

$$\begin{aligned} Q &= \mu \omega_b \sqrt{2g(H_0 + 0,75H_0)} = \mu \omega_b \sqrt{1,75} \sqrt{2gH_0} = \\ &= 1,33 \mu \omega_b \sqrt{2gH_0}. \end{aligned} \quad (324)$$

Сопоставляя формулу (324) с формулой (307) для расхода жидкости через малое отверстие, убеждаемся, что в результате образования вакуума пропускная способность насадка рассматриваемого типа увеличивается на 33% по сравнению с простым отверстием в тонкой стенке.

Пример 33. Через круглое отверстие в тонкой стенке диаметром $d = 20$ мм вытекает вода. Определить ее расход при напоре над центром тяжести отверстия $H_0 = 64$ см:

$$\begin{aligned} Q &= \mu \omega \sqrt{2gH_0} = 0,64 \frac{3,14 \cdot 0,02^2}{4} \sqrt{19,6 \cdot 0,64} = 0,00071 \text{ м}^3/\text{сек} = \\ &= 0,71 \text{ л/сек.} \end{aligned}$$

откуда

$$dt = -\frac{\Omega_1}{\mu \omega \sqrt{2gH}} dz_1. \quad (327)$$

С другой стороны, объем жидкости во втором резервуаре увеличится на величину $\Omega_2 dz_2$.

Очевидно,

$$-\Omega_1 dz_1 = \Omega_2 dz_2.$$

Тогда

$$dz_2 = -\frac{\Omega_1}{\Omega_2} dz_1.$$

Так как $H = z_1 - z_2$, то

$$dH = dz_1 - dz_2.$$

или

$$dH = dz_1 + \frac{\Omega_1}{\Omega_2} dz_1 = \frac{\Omega_1 + \Omega_2}{\Omega_2} dz_1.$$

Следовательно,

$$dz_1 = \frac{\Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} dH.$$

Подставим полученное значение для dz_1 в выражение (327):

$$dt = -\frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} \frac{dH}{\mu \omega \sqrt{2gH}}. \quad (328)$$

Пронтегрируем это уравнение в пределах разности напоров H_1 и H_2 :

$$\begin{aligned} t &= -\frac{1}{\mu \omega \sqrt{2g}} \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} \int_{H_1}^{H_2} \frac{dH}{\sqrt{H}} = -\frac{1}{\mu \omega \sqrt{2g}} \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} \int_{H_1}^{H_2} \frac{dH}{\sqrt{H}} = \\ &= \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\mu \omega \sqrt{2g} (\Omega_1 + \Omega_2)} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}). \end{aligned} \quad (329)$$

Формула (329) позволяет определить время, в течение которого разность уровней в резервуарах изменится от некоторой начальной величины до заданной конечной. Если в формуле (329) положить $H_2 = 0$, то получим зависимость для определения времени полного выравнивания уровней жидкости в сообщающихся резервуарах I и II:

$$t = \frac{2\Omega_1 \Omega_2 \sqrt{H_1}}{\mu \omega \sqrt{2g} (\Omega_1 + \Omega_2)}. \quad (330)$$

§ 53. ВОДОСЛИВЫ

Водосливом называется перегородивающее поток сооружение или устройство, через которое происходит перелив жидкости. Водосливы широко применяются в современной технике в

качестве основных сооружений речных гидротехнических узлов (водосливные плотины, водосбросы) и в качестве устройств, служащих для измерения расходов воды в лабораториях и на оросительных системах.

Терминология. Сооружение или устройство, перегораживающее поток и создающее подпор, делит поток на две части

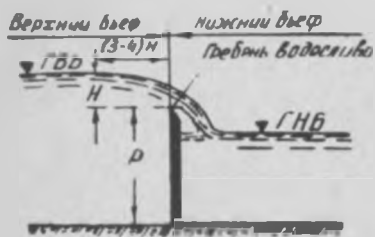


Рис. 131

(рис. 131): область, расположенную перед водосливом, — верхний или подпертый бьеф, и область, расположенную ниже водослива, — нижний бьеф. Самая повышенная часть поверхности водослива называется гребнем водослива. Глубина жидкости над гребнем водослива, измеренная там, где уровень еще не понизился, называется статическим напором на водосливе и обозначается

через H . Понижение уровня перед водосливом начинается на расстоянии $(3-4)H$ от его гребня. Превышение гребня водослива над дном потока в верхнем бьефе называется высотой порога водослива и обозначается через P .

Классификация водосливов. Водосливы обычно классифицируются по следующим признакам: а) по роду стенки; б) по форме выреза в стенке (пороге); в) по расположению водослива в плане; г) по условиям бокового сжатия потока.

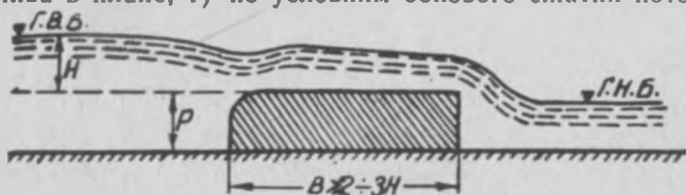


Рис. 132

По роду стенки водосливы делятся на водосливы с широким порогом (рис. 132), водосливы с тонкой стенкой (рис. 131) и водосливы практической формы (рис. 133).

Водосливы с широким порогом характеризуются значительной шириной порога (не менее $2-3H$), в пределах которого устанавливается движение, близкое к параллельно-струйному.

Водослив с тонкой стенкой, наоборот, имеет минимальную ширину по верху и характеризуется значительным искривлением струй. Вся большая группа водосливов, не подходящая под понятие водосливов с широким порогом или с тонкой стенкой, называется водосливами практической формы. Сюда относятся

прямоугольные, трапециевидные, а также криволинейные водосливы, очерченные по профилю падающей струи (рис. 133).

По форме выреза в стенке водосливы разделяются на прямоугольные, трапециевидные, треугольные, круглые. Наиболее часто применяются водосливы прямоугольные и трапе-

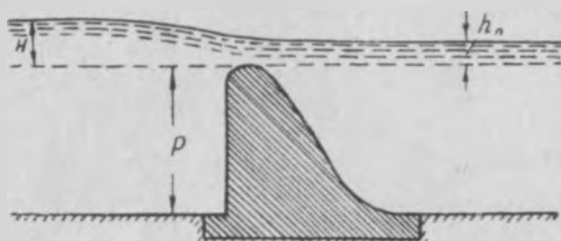


Рис. 133

цеидальные (рис. 134, а и б). Треугольные водосливы обычно используются в лабораториях в качестве водоизмерительных приборов (рис. 134, в). По расположению водослива в плане, зависящему от условий компоновки узла сооружений, устраиваются водосливы прямые, косые, ломаные и криволинейные (по отношению к оси потока).

По условиям бокового сжатия потока водосливы делятся на водосливы без бокового сжатия, при равенстве ширины русла и ширины водослива, и на водосливы с боковым сжатием, когда ширина водослива меньше ширины русла, на котором устроен водослив.

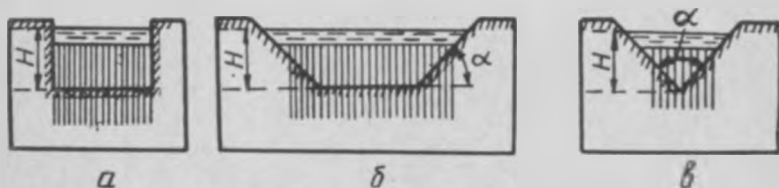


Рис. 134

Гидравлический режим работы водослива может быть двояким:

1. Уровень нижнего бьефа располагается ниже порога водослива и, следовательно, не влияет на условия истечения жидкости через водослив. Такой режим работы водослива называется незатопленным (рис. 131).

2. Уровень нижнего бьефа располагается выше порога водослива и влияет на условия истечения жидкости через него. При этом затопление водослива уменьшает его пропускную способ-

ность. Это уменьшение будет тем больше, чем больше величина «подтопления» водослива h_n (рис 133). Такой режим работы водослива называется затопленным.

Гидравлический расчет водосливов

Применим уравнение Бернулли к случаю истечения жидкости через незатопленный водослив, представленный, например, на рис. 135. Плоскость сравнения $A-A$ проведем через гребень водослива до пересечения с поверхностью падающей струи в точке C . Уравнение Бернулли составим для верхней струйки в сечениях $O-O$ и $C-C$. Тогда

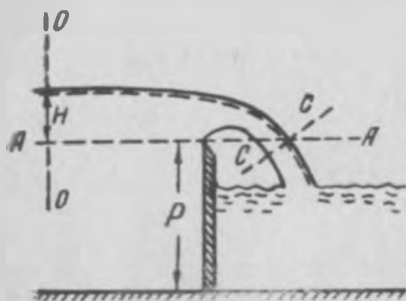


Рис. 135

$$\begin{aligned} \frac{p_{at}}{\gamma} + H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} &= \\ &= \frac{p_{at}}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g} \end{aligned}$$

где дополнительно обозначено:

v_0 — скорость подхода;

v_c — средняя скорость в сечении $C-C$;

ζ — коэффициент сопротивления, учитывающий потери энергии на водосливе между сечениями $O-O$ и $C-C$.

Обозначив полный напор на водосливе (полную удельную энергию) $H_0 = H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g}$, можем написать

$$H_0 = \frac{v_c^2}{2g} (\alpha_c + \zeta),$$

или

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{\alpha_c + \zeta}} \sqrt{2gH_0} = \varphi \sqrt{2gH_0}. \quad (331)$$

Следовательно, расход жидкости в сечении $C-C$ может быть выражен зависимостью

$$Q = \omega_c v_c = \omega_c \varphi \sqrt{2gH_0}, \quad (332)$$

где ω_c — площадь живого сечения в рассматриваемой области струи.

Обозначим через ω площадь живого сечения над плоскостью сравнения $A-A$ в сечении $O-O$. Тогда

$$\omega_c = \omega,$$

где ε — коэффициент сжатия. Поэтому

$$Q = \varepsilon \varphi \omega \sqrt{2gH_0},$$

или

$$Q = m \omega \sqrt{2gH_0}; \quad (333)$$

здесь m — коэффициент расхода водослива, определяемый опытным путем и неодинаковый для различных типов водосливов.

Зависимость (333) является общей формулой для определения расхода жидкости, проходящей через незатопленный водослив любой формы.

Для случая прямоугольного водослива, где $\omega = bH$, можем написать

$$Q = mbH \sqrt{2gH_0}$$

или, полагая $H \cong H_0$,

$$Q = mb \sqrt{2gH_0^{3/2}}. \quad (334)$$

Некоторые неточности, которые могут возникнуть вследствие сделанных при выводе формулы (334) допущений (применение уравнения Бернулли для области с сильным искривлением струек, приравнивание $H \cong H_0$ и т. д.), не могут иметь существенного значения при практических расчетах, так как коэффициенты расхода, определяемые опытным путем, автоматически включают в себя необходимые коррективы.

Коэффициент расхода прямоугольного незатопленного водослива в тонкой стенке может определяться по следующей эмпирической формуле Базена:

$$m = \left(0,405 + \frac{0,003}{H}\right) \left[1 + 0,55 \left(\frac{H}{H+P}\right)^2\right]. \quad (335)$$

Расход жидкости, проходящей через треугольный водослив с тонкой стенкой при угле $\alpha = 90^\circ$, определяется такой зависимостью:

$$Q = 0,315 \sqrt{2gH^{3/2}}. \quad (336)$$

Осредненные значения коэффициентов расходов жидкости, характеризующие пропускную способность незатопленных водосливов, приведены в табл. 12.

Для расчета затопленных водосливов применяется также формула (334), в которую вводится коэффициент затопления σ_n , учитывающий уменьшение пропускной способности водослива в связи с его подтоплением.

Коэффициент затопления σ_n определяется опытным путем в зависимости от отношения $\frac{h_n}{H}$, т. е. $\sigma_n = f\left(\frac{h_n}{H}\right)$.

Таблица 12

Значения коэффициентов расхода m для водослива

Тип водослива	m
Водослив с широким порогом	0,35
Неплавные практические профили (трапеци- дальные, прямоугольные)	0,40
Водослив в тонкой стенке	0,42
Криволинейные безвакуумные профили:	
средние	0,45
наибольшие	0,49

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ОТКРЫТЫХ РУСЛАХ

§ 64. ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ, ПРИМЕНЯЮЩИЕСЯ ПРИ ГИДРАВЛИЧЕСКОМ РАСЧЕТЕ ОТКРЫТЫХ РУСЕЛ

При гидравлическом расчете открытых русел в качестве основной расчетной зависимости применяется формула расхода жидкости

$$Q = \omega C \sqrt{RJ}. \quad (337)$$

Коэффициент Шези при этом определяется по одной из формул (230), (231), (232), а коэффициент шероховатости берется из табл. 13.

Таблица 13

Средние значения коэффициентов шероховатости для открытых русел

Характеристика русла	n
Бетонная и железобетонная облицовка при хорошем качестве работ	0,012
Каналы в плотном грунте, дно и откосы которых покрыты глянцевой пленкой	0,020
Большие каналы в земляном русле в хороших условиях содержания	0,0225
Малые каналы в земляном русле в хороших условиях содержания и большие — в средних условиях эксплуатации	0,025
Бутовая кладка на цементном растворе	0,0225
Булыжная мостовая	0,025
Каменная наброска, земляные каналы в плохих условиях содержания	0,030

При гидравлическом расчете открытых русел наиболее часто приходится иметь дело с каналами трапециевидального сечения, а потому ниже приводятся основные зависимости, характеризующие открытые русла данного типа.

Для трапециевидального канала (рис. 136) площадь живого сечения

$$\omega = h(b + mh), \quad (338)$$

где h — глубина наполнения канала;

b — ширина канала по дну;

$m = \operatorname{ctg} \varphi$ — коэффициент заложения откоса.



Рис. 136

Смоченный периметр

$$\chi = b + 2\sqrt{1 + m^2}h = b + m'h, \quad (339)$$

где

$$m' = 2\sqrt{1 + m^2}.$$

Гидравлический радиус

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{h(b + mh)}{b + m'h}. \quad (340)$$

§ 55 ГИДРАВЛИЧЕСКИ НАИВЫГОДНЕЙШЕЕ СЕЧЕНИЕ КАНАЛА

Гидравлически наивыгоднейшим сечением канала называется такое живое сечение, которое обладает наименьшим смоченным периметром χ (или наибольшим гидравлическим радиусом R) при заданной площади живого сечения ω . Гидравлически наивыгоднейшее живое сечение канала обладает максимальной пропускной способностью. Поэтому при проектировании каналов стремятся их живые сечения приблизить к гидравлически наивыгоднейшим.

Выведем зависимость, служащую для определения гидравлически наивыгоднейшего сечения. В выражении (339) для смоченного периметра

$$\chi = b + 2\sqrt{1 + m^2}h = b + m'h$$

заменим ширину канала по дну b из уравнения (338):

$$b = \frac{\omega}{h} - mh.$$

Тогда

$$\chi = \frac{\omega}{h} - mh + m'h.$$

Следовательно, при $\omega = \text{const}$ имеем $\chi = f(h)$. Для определения условий, при которых смоченный периметр будет наименьшим, приравняем нулю первую производную:

$$\frac{d\chi}{dh} = -\frac{\omega}{h^2} - m + m' = 0. \quad (341)$$

Обозначим $\frac{b}{h} = \beta$, или $b = \beta h$. Тогда

$$\omega = h^2 (\beta + m), \quad (341')$$

или после подстановки (341') в зависимость (341)

$$-\frac{h^2 (\beta + m)}{h^2} - m + m' = 0.$$

Окончательно для гидравлически наивыгоднейшего сечения

$$\beta_0 = m' - 2m = 2(\sqrt{1 + m^2} - m). \quad (342)$$

Таблица 14

Значения $\beta_0 = \frac{b}{h}$ при различных коэффициентах заложения
откоса

m	0	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
β_0	2,00	0,828	0,606	0,472	0,385	0,325

Согласно данным табл. 14, гидравлически наивыгоднейшим живым сечением обладают узкие каналы с большой глубиной наполнения h при малой ширине по дну b . Гидравлический радиус гидравлически наивыгоднейшего сечения достигает значения

$$R_0 = \frac{\omega_0}{\chi_0} = \frac{h^2 (\beta_0 + m)}{h (\beta_0 + m')} = \frac{h}{2}.$$

Однако слишком узкие каналы часто являются неудобными для производства работ, а также по эксплуатационным соображениям. Поэтому при проектировании каналов приходится отступать от гидравлически наивыгоднейшего поперечного сечения и переходить к более широким сечениям каналов.

§ 56. ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ, ВСТРЕЧАЮЩИЕСЯ ПРИ ГИДРАВЛИЧЕСКОМ РАСЧЕТЕ КАНАЛОВ

Обычно при гидравлическом расчете каналов бывают известны расход канала Q , его уклон J , коэффициент шероховатости n и коэффициент заложения откосов m .

При этом решаются задачи по определению.

1) глубины наполнения канала h при заданной ширине канала по дну b ;

2) ширины канала по дну b при заданной глубине наполнения канала h ;

3) живого сечения канала ω , глубины его наполнения h и ширины по дну b при заданной скорости течения v .

Непосредственное решение первых двух задач по формулам не может быть получено. Поэтому они решаются подбором с помощью имеющихся таблиц и графиков или графоаналитическим методом с использованием понятия о расходной харак-

теристике $K = \frac{Q}{\sqrt{J}}$. Этот метод заключается в построении графиков $K = f(h)$ при $b = \text{const}$ или $K = f(b)$ при $h = \text{const}$, в зависимости от того, какие элементы живого сечения канала заданы. По графикам $K = f(h)$ или $K = f(b)$ и известному значению расходной характеристики находится искомая глубина наполнения канала или ширина его по дну.

Рассмотрим теперь решение третьей задачи, соответствующей условию, когда известны величины Q , J , n и m при заданной скорости v .

В данном случае возможно получение аналитического выражения для глубины наполнения канала h и ширины его по дну b . Действительно, решим совместно два уравнения (338) и (339): $\omega = h(b + mh)$ и $\chi = b + m'h$ относительно h . Тогда

$$h = \frac{\chi}{2(m' - m)} - \sqrt{\frac{\chi^2}{4(m' - m)^2} - \frac{\omega}{(m' - m)}}, \quad (343)$$

$$b = \chi - m'h. \quad (344)$$

При наличии таблиц скоростных характеристик (приложение IV)

$$W = \frac{v}{\sqrt{J}} = C \sqrt{R} = f(R) \text{ при } n = \text{const}$$

легко определяется значение смоченного периметра $\chi = \frac{\omega}{R}$, входящего в уравнения (343) и (344). В самом деле, вычислив скоростную характеристику $W = \frac{v}{\sqrt{J}}$, находим по таблице функций

$W = f(R)$ соответствующее данной скоростной характеристике значение гидравлического радиуса R . Затем можно определить смоченный периметр, так как площадь живого сечения канала ω известна из равенства

$$\omega = \frac{Q}{v}.$$

Наконец, вычисляются значения искомых величин h и b непосредственно по формулам (343) и (344).

Пример 36. Определим глубину наполнения канала трапециидального сечения, для которого известны следующие гидравлические элементы: расход $Q = 100 \text{ м}^3/\text{сек}$, уклон $J = 0,0001$, коэффициент шероховатости $n = 0,025$, коэффициент заложения откосов $m = 2,5$, ширина по дну $b = 15,0 \text{ м}$.

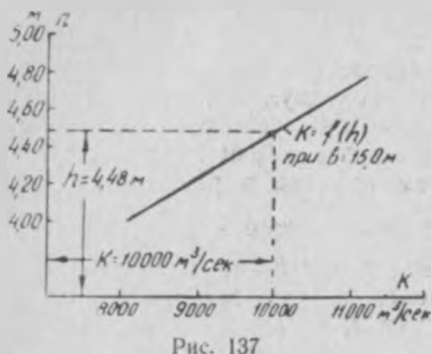


Рис. 137

Задаваясь различными значениями глубин наполнения h например, в пределах $h = 4,0 \div 4,80 \text{ м}$, определяем для каждой глубины площадь живого сечения ω , смоченный периметр χ , гидравлический радиус R , коэффициент C и расходную характеристику $K = \omega C \sqrt{R}$. Результаты вычислений сводим в табл. 15, по данным которой строим график $K = f(h)$ (рис. 137).

Таблица 15

Результаты вычислений к примеру 36

$h, \text{ м}$	$\omega, \text{ м}^2$	$\chi, \text{ м}$	$R, \text{ м}$	C	$K, \text{ м}^3/\text{сек}$
4,00	100,00	36,56	2,73	48,55	8010
4,20	107,10	37,64	2,84	48,90	8350
4,40	114,50	38,70	2,96	49,22	9700
4,60	121,90	39,80	3,06	49,42	10510
4,80	129,60	40,88	3,17	49,65	11300

Для известного значения

$$K = \frac{Q}{\sqrt{J}} = \frac{100}{\sqrt{0,0001}} = 10\,000 \text{ м}^3/\text{сек}$$

по графику, изображенному на рис. 137, определяем искомую глубину наполнения $h = 4,48 \text{ м}$, соответствующую ширине канала по дну $b = 15,0 \text{ м}$.

Пример 37. Для канала, проходящего в земляном русле и имеющего уклон $J = 0,0001$, расход $Q = 75,0 \text{ м}^3/\text{сек}$, коэффициент шероховатости $n = 0,0225$, коэффициент заложения откосов $m = 1,5$ и $m' = 3,606$, определить глубину наполнения и ширину канала по дну b при условии, что скорость течения воды в канале равна $v = 0,80 \text{ м/сек}$. Сначала найдем значение скоростной характеристики

$$W = \frac{v}{\sqrt{J}} = \frac{0,80}{\sqrt{0,0001}} = 80 \text{ м/сек}$$

и площадь живого сечения $\omega = \frac{Q}{v} = \frac{75,0}{0,80} = 93,8 \text{ м}^2$. По таблицам функций $W = C\sqrt{R} = f(R)$ находим, что при $W = 80 \text{ м/сек}$ для $n = 0,0225$ гидравлический радиус $R = 2,35 \text{ м}$. Тогда

$$\chi = \frac{\omega}{R} = \frac{93,8}{2,35} = 39,9 \text{ м}.$$

Следовательно, по (343) получаем:

$$h = \frac{\chi}{2(m' - m)} - \sqrt{\frac{\chi^2}{5(m' - m)^2} - \frac{\omega}{(m' - m)}} = \frac{39,90}{2(3,606 - 1,5)} - \sqrt{\frac{39,90^2}{4(3,606 - 1,5)^2} - \frac{93,8}{(3,606 - 1,5)}} = 9,47 - 6,74 = 2,73 \text{ м}$$

и

$$b = \chi - m'h = 39,90 - 3,606 \cdot 2,73 = 30,06 \text{ м}.$$

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

Взаимодействие потока и твердого тела

§ 57. АКТИВНОЕ И РЕАКТИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ СТРУЕЙ И ТВЕРДОЙ ПРЕГРАДОЙ

Активное взаимодействие между струей и твердой преградой имеет место в том случае, когда струя, вытекающая из сопла, наталкивается на неподвижную или подвижную преграду, например, в виде выпуклой изогнутой пластинки (рис. 138). После удара о пластинку струя растекается по ее поверхности со скоростью c . В центре пластинки образуется вихревая зона. При этом струя отклонится от своего первоначального направления на угол ϵ , вследствие чего пластинка будет испытывать силу давления X в направлении оси сопла $S-S$. Сила X является силой активного давления струи на неподвижную пластинку.

Силу активного давления струи на преграду определим, применив теорему об изменении количества движения к отсеку жидкости между сечениями $O-O$, $I-I$ и $I'-I'$. Примем за ось проекций ось сопла $S-S$. Составим проекцию на эту ось изменения количества движения за время Δt , которая должна быть равна проекции импульса силы за то же время:

$$mc_0\Delta t - \frac{m}{2}c \cos \epsilon \Delta t - \frac{m}{2}c \cos \epsilon \Delta t = X\Delta t,$$

где m — масса жидкости, вошедшей в отсек через сечение $O-O$ за время Δt .

Принимая $c_0 = c$ (потерями энергии на участке потока между сечениями $O-O$ и $I-I$ можно пренебречь), имеем

$$X\Delta t = mc_0(1 - \cos \epsilon)\Delta t.$$

Полагая $\Delta t = 1$ сек, окончательно получим

$$X = \rho Q c_0 (1 - \cos \varepsilon), \quad (345)$$

где Q — расход сопла.

Если пластинка вогнутая, как показано на рис. 139, то угол ε больше 90° , а $\cos \varepsilon$ имеет отрицательное значение. Поэтому, согласно зависимости (345), активное давление для вогнутой пла-

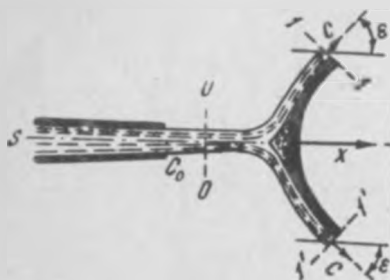


Рис. 138

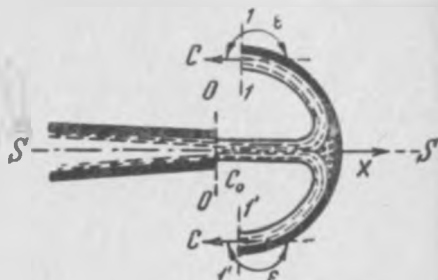


Рис. 139

стинки будет больше, чем для выпуклой. В частном случае, когда $\varepsilon = 90^\circ$ и $\cos \varepsilon = 0$ (рис. 140),

$$X = \rho Q c_0 = \frac{\gamma}{g} Q c_0. \quad (346)$$

Предположим, что площадь сечения сопла равна ω и сопло закрыто плоской задвижкой. Тогда давление на задвижку равно

$P = \gamma \omega H$, где H — напор над центром тяжести сопла. С другой стороны, $c_0 = \sqrt{2gH}$ (если $\varphi \cong 1$) и $Q = \omega c_0$. Тогда активное давление X может быть представлено такой зависимостью:

$$X = \frac{\gamma}{g} Q c_0 = \frac{\gamma}{g} \omega c_0^2 = 2\gamma \omega H.$$

Следовательно, активное давление потока на плоскую пластинку в два раза больше того гидростатического давления, которое действовало бы на закрытую задвижку сопла при напоре H , соответствующем скорости c_0 .

Рассмотрим взаимодействие струи и системы пластинок, движущихся со скоростью u (примером такого взаимодействия может служить схема ковшовой турбины, показанная на рис. 142). Обозначим через X' активное давление струи на движу-

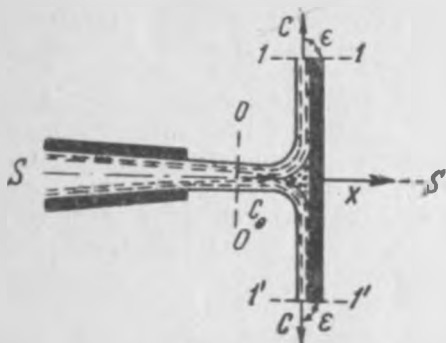


Рис. 140

щуюся пластинку (рис. 141). В этом случае жидкость будет двигаться вместе с пластинкой со скоростью u и одновременно передвигаться по пластинке с относительной скоростью w . Так как скорости c_0 и u имеют одно направление, то относительная скорость движения струи по пластинке будет равна $w = c_0 - u$ и активное давление X' выразится зависимостью

$$X' = \frac{\gamma}{g} Q w = \frac{\gamma}{g} Q (c_0 - u). \quad (347)$$

Мощность равна произведению силы на путь за 1 сек:

$$N = X' u = \frac{\gamma}{g} Q (c_0 - u) u = \frac{\gamma}{g} Q c_0 u - \frac{\gamma}{g} Q u^2. \quad (348)$$

Уравнение (348) представляет собой функцию $N = f(u)$ при $Q = \text{const}$ и $c_0 = \text{const}$. При $u = 0$ (пластинка неподвижна) активное давление будет максимальным, но мощность равна нулю. При $u = c_0$ активное давление X' и мощность равны нулю. Найдем максимум функции $N = f(u)$. Для этого ее первую производную приравняем нулю

$$\frac{dN}{du} = \frac{\gamma}{g} Q c_0 - 2 \frac{\gamma}{g} Q u = \frac{\gamma}{g} Q (c_0 - 2u) = 0,$$

откуда

$$u = \frac{c_0}{2}. \quad (349)$$

Следовательно, максимальная мощность N_0 будет при $u = u_0 = \frac{c_0}{2}$ (индексом 0 отмечены величины, соответствующие максимальной мощности). Тогда

$$\begin{aligned} N_0 = X' u_0 = X' \frac{c_0}{2} &= \frac{\gamma}{g} Q \frac{c_0}{2} (c_0 - u_0) = \frac{\gamma}{g} Q \frac{c_0}{2} \times \\ &\times \left(c_0 - \frac{c_0}{2} \right) = \frac{\gamma}{g} Q \frac{c_0^2}{4}. \end{aligned} \quad (350)$$

Величина кинетической энергии струи, вытекающей из сопла со скоростью c_0 , равна

$$\frac{m c_0^2}{2} = \frac{\gamma}{g} Q \frac{c_0^2}{2}.$$

Таким образом, в результате взаимодействия струи и систем вертикальных плоских пластинок, движущихся со скоростью u , используется только половина энергии, которой обладает струя, вытекающая из сопла.

Определим, где сосредоточена оставшаяся неиспользованной кинетическая энергия. Вода при сходе с пластинок имеет относительную скорость

$$w = c_0 - u_0 = c_0 - \frac{c_0}{2} = \frac{c_0}{2}.$$

Абсолютная скорость при сходе струи с пластинок c' равна (рис. 141)

$$c' = \sqrt{\omega^2 + u^2} = \sqrt{\frac{c_0^2}{4} + \frac{c_0^2}{4}} = \frac{c_0}{\sqrt{2}},$$

а кинетическая энергия составляет величину

$$\frac{mc_0^2}{2} = \frac{\frac{1}{g} Q c_0^2}{2 \cdot 2} = \frac{1}{4g} Q c_0^2,$$

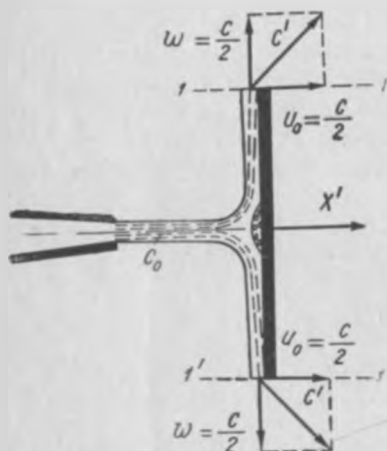


Рис. 141

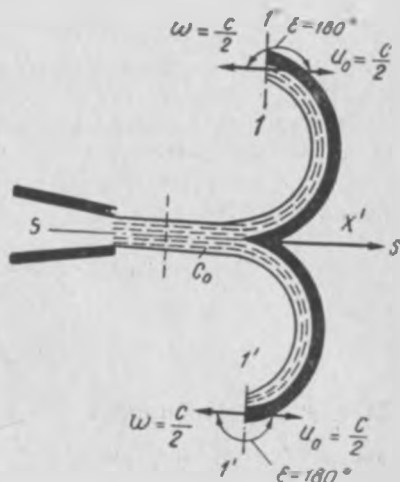


Рис. 142

Таким образом, неиспользованная часть энергии заключена в струе, сходящей с пластинок. Если вместо пластинок установить лопасти в виде ковшей (рис. 142), то можно увеличить использование энергии. В этом случае струя разделяется на две равные части, из которых каждая обтекает свое полушарие, и угол поворота струи равен $\epsilon = 180^\circ$. Сила давления на неподвижную лопасть такой конфигурации будет равна

$$X = \frac{1}{g} Q c (1 - \cos 180^\circ) = \frac{1}{g} Q c 2 = 2 \frac{1}{g} Q c, \quad (351)$$

т. е. в два раза больше, чем на вертикальную плоскую пластинку. Можно показать, что и для лопастей ковшовой турбины наибольшая мощность получится при абсолютной (переносной) скорости $u_0 = \frac{c_0}{2}$, чему соответствует наибольшая возможная мощность:

$$N_0 = X' u_0 = X' \frac{c_0}{2}. \quad (352)$$

С другой стороны,

$$X' = 2 \frac{1}{g} Q w = 2 \frac{1}{g} Q (c_0 - u_0) = 2 \frac{1}{g} Q \left(c_0 - \frac{c_0}{2} \right) = \frac{1}{g} Q c_0$$

Следовательно,

$$N_0 = X' \frac{c_0}{2} = \frac{1}{2g} Q c_0^2 \quad (353)$$

Таким образом, при взаимодействии струи с движущимися лопастями ковшовой турбины теоретически используемая мощность равна полной кинетической энергии струи, вытекающей из сопла. В действительности она несколько меньше из-за наличия потерь энергии при обтекании лопастей.

Реактивное взаимодействие между струей и твердым телом имеет место в случае вытекания струи из какого-либо сосуда. При этом на стенку сосуда по оси отверстия действует реактивная сила, которая стремится переместить сосуд в сторону, противоположную движению струи (рис. 143).

Реактивную силу определим, применив закон количества движения к объему жидкости между сечениями 0—0 и 1—1. За ось проекции примем линию S—S, проходящую через центр тяжести отверстия. Так как жидкость в сосуд не поступает, а лишь вытекает через отверстие, то проекция изменения количества движения между сечениями 0—0 и 1—1 на ось S—S, равная проекции импульса сил, выразится зависимостью

$$0 - mc_0 = X,$$

откуда

$$X = -\frac{1}{g} Q c_0 = -\frac{1}{g} \omega c_0^2. \quad (354)$$

Но так как $c_0 = \sqrt{2gH}$ при $\varphi \approx 1,0$, то $c_0^2 = 2gH$:

$$X = -\frac{1}{g} \omega 2gH = -2\gamma \omega H. \quad (355)$$

Следовательно, реактивная сила, возникающая при вытекании жидкости из сосуда, направлена в сторону, противоположную движению струи. При этом реактивная сила в два раза больше силы гидростатического давления, которая действовала бы на плоскую задвижку в случае закрытия отверстия. В этом отношении мы имеем полную аналогию с активным давлением

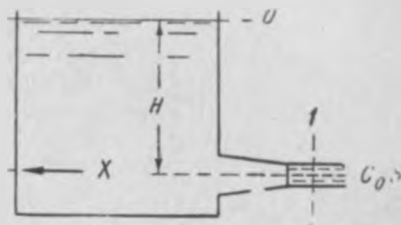


Рис. 143

Предположим, что сосуд будет перемещаться под действием реактивной силы. Тогда в результате взаимодействия струи и сосуда будет произведена работа. На этом принципе основано действие реактивных турбин, в которых струи, вытекая из каналов (сосудов), образованных лопастями рабочего колеса, создают реактивную силу. Сила же реактивного давления обуславливает образование в турбине вращающего момента, приводящего в движение рабочее колесо.

§ 58. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Рассмотрим поток жидкости в каналах, образованных лопастями вращающегося рабочего колеса лопастной гидравлической машины. В этом случае движение жидкости будет сложным, состоящим из относительного движения вдоль каналов и вращательного движения вместе с рабочим колесом. Уравнение Бернулли для установившегося относительного движения можно вывести, рассматривая элементарную струйку идеальной жидкости.

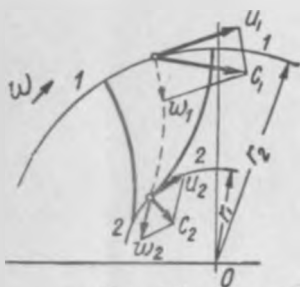


Рис. 144

На рис. 144 показаны две лопасти рабочего колеса гидравлической турбины, между которыми движется поток жидкости. Рабочее колесо, а следовательно, и его лопасти вращаются вокруг оси O с угловой скоростью ω при радиусах вращения r_1 и r_2 . Входное и выходное сечения канала, образованного лопастями, обозначим сечениями 1—1 и 2—2.

Выведем уравнение Бернулли для относительного движения идеальной жидкости между сечениями 1—1 и 2—2, используя уравнение Бернулли в форме (144), полученное для условий абсолютного движения жидкости в элементарной струйке:

$$dU - \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{2} d(u^2).$$

или

$$(Xdx + Ydy + Zdz) - \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{2} d(u^2).$$

Следует заметить, что левая часть уравнения Бернулли представляет собой сумму работ всех действующих на жидкость сил, отнесенных к единице массы, а правая часть — изменение кинетической энергии единицы массы движущейся жидкости, происшедшее за единицу времени под действием всех указан-

ных сил. Выражение же $(Xdx + Ydy + Zdz)$ представляет собой сумму работ объемных сил, отнесенных к единице массы. Поэтому при использовании уравнения Бернулли для условий относительного движения необходимо в этом уравнении вместо абсолютной скорости u подставить относительную скорость движения частицы жидкости w (скорость движения вдоль канала между лопастями), а в сумму работ объемных сил добавить работу (отнесенную к единице массы) центробежных сил инерции, возникающих при вращении турбины, т. е. величину

$$Xdx + Ydy = \omega^2 r dr, \text{ где } r dr = d\left(\frac{r^2}{2}\right) = d\left(\frac{x^2 + y^2}{2}\right).$$

Так как проекции сил инерции, отнесенные к единице массы, соответственно равны:

$$X = \omega^2 x; Y = \omega^2 y,$$

а проекция силы тяжести

$$Z = -g,$$

то

$$-g dz + \omega^2 r dr - \frac{1}{\rho} dp = d\left(\frac{w^2}{2}\right).$$

Принтегрируем это уравнение в пределах между сечениями $1-1$ и $2-2$:

$$-g(z_2 - z_1) - \frac{1}{\rho}(p_2 - p_1) + \frac{\omega^2}{2}(r_2^2 - r_1^2) = \frac{1}{2}(w_2^2 - w_1^2),$$

и далее:

$$-g(z_2 - z_1) - \frac{1}{\rho}(p_2 - p_1) + \frac{\omega^2}{2}(r_2^2 - r_1^2) = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2},$$

или

$$-z_2 + z_1 - \frac{p_2}{\gamma} + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\omega^2 r_2^2}{2g} - \frac{\omega^2 r_1^2}{2g} = \frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g}. \quad (356)$$

Переносная скорость $u = \omega r$, поэтому

$$\left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}\right) - \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}\right) = \frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g},$$

или

$$\left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}\right) = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g}\right) + \frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}. \quad (357)$$

Уравнение (357) является уравнением Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости, находящейся в относительном

движении. В этом уравнении энергия частицы идеальной жидкости увеличивается на величину

$$\frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g}$$

за счет работы центробежных сил.

Рассматривая струйку вязкой жидкости, мы должны учесть потери энергии, которые должны быть вычтены из правой части уравнения. Уравнение Бернулли для элементарной струйки вязкой жидкости, находящейся в относительном движении, имеет следующий вид:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} + \frac{u_2^2}{2g} - \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_w. \quad (358)$$

РАЗДЕЛ I

ЛОПАСТНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЛОПАСТНЫХ ГИДРОМАШИНАХ

§ 59. НАЗНАЧЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ МАШИН И КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О НИХ

Гидравлические машины служат для преобразования механической энергии двигателя в энергию перемещаемой жидкости (насосы) или гидравлической энергии потока жидкости в механическую энергию (гидравлические двигатели).

Гидравлические машины делятся на лопастные гидравлические машины (центробежные и осевые насосы, гидравлические турбины и пр.) и объемные машины, действующие по принципу вытеснения жидкости (поршневые, роторные и другие насосы).

К гидравлическим машинам относят и некоторые специальные устройства, служащие, так же как и насосы, для перемещения жидкостей:

1) гидравлические тараны, основанные на принципе использования давления, получающегося при гидравлическом ударе;

2) эжекторы (водоструйные насосы), в которых подъем жидкости происходит за счет использования кинетической энергии струи;

3) эрлифты — устройства для подъема воды из скважин сжатым воздухом.

Первым гидравлическим двигателем было водяное колесо, с помощью которого использовалась энергия текущей воды, а первым насосом — поршневой насос. Водяные колеса начали применяться более 3000 лет назад в Китае, Египте и Индии в качестве источника энергии для подъема воды в оросительные

каналы и для вращения мельничных жерновов. Водяные мельницы, поршневые насосы, приводимые в действие мускульной силой человека и животных, а также насосы, приводимые в действие водяными колесами, были известны и применялись в древней Руси. В допетровской России в XVI в. уже стали появляться фабрики, использовавшие водяную энергию. Великий русский ученый М. В. Ломоносов в своих трудах описал различные насосы, в частности, конструкции насосов для откачки воды из глубоких шахт. В 1752 г. М. В. Ломоносов приступил к постройке Усть-Рудницкой стекольной фабрики, где водяные колеса широко применялись для приведения в движение лесопильных рам, мельниц и ряда других установок. В середине XVIII столетия только на одном Урале существовало более 150 заводов, имевших гидравлические установки. В 1787 г. известный русский гидротехник К. Д. Фролов построил на Змеиномгорском руднике (Алтай) подземную гидросиловую установку для откачки воды из шахт и подъема руды. Паровая машина, изобретенная И. И. Ползуновым (1765), стала широко применяться для приведения в действие поршневых насосов.

В середине XVIII в. член Российской академии наук Леонард Эйлер (1707—1783) создал знаменитую теорию лопастных гидравлических машин, опубликованную в труде «Более полная теория машин, приводимых в движение действием воды» (СПб, 1754). Академик Эйлер вывел зависимости, характеризующие работу лопастных гидравлических машин, опередив технику почти на сто лет. Только в середине XIX столетия, когда в 1835 г. А. А. Саблуков изобрел центробежный насос, уравнения Эйлера стали находить применение при проектировании гидравлических турбин и центробежных насосов. Использование работ Эйлера началось в конце XIX столетия, когда были созданы достаточно быстроходные двигатели для насосов, а гидроэнергетика стала получать более широкое развитие. В 1889 г. был сконструирован и изготовлен В. А. Пушечниковым первый глубоководный осевой насос, который в свое время работал на московском водопроводе.

Известный русский ученый и инженер академик В. Г. Шухов разработал ряд ценнейших конструкций поршневых насосов для откачки нефти из глубоких скважин и первый изложил теорию работы паровых поршневых насосов прямого действия.

Крупнейшие русские ученые Н. Е. Жуковский и С. А. Чаплыгин разработали теоретические основы обтекания потоком крыла, послужившие базой для проектирования лопастей рабочих колес и направляющих аппаратов лопастных машин, что позволило советским инженерам сконструировать ряд турбин и насосов совершеннейших конструкций. Исключительно ценными являются также работы профессора И. И. Куколевского, который первым применил законы динамического подобия к

проектированию центробежных насосов (1904) и тем самым положил начало строго научному лабораторному экспериментированию в области насосостроения.

Академик Г. Ф. Проскура, профессор И. И. Куколевский и профессор И. Н. Вознесенский создали пропеллерные насосы для канала имени Москвы с производительностью $25 \text{ м}^3/\text{сек}$ при диаметре рабочего колеса $6,0 \text{ м}$. Опыт эксплуатации этих агрегатов в течение более 30 лет свидетельствует об их высоких качествах. Создание насосов для канала имени Москвы было большой победой советской науки и промышленности и явилось началом широкого развития отечественного гидромашиностроения. В настоящее время мы имеем ряд крупнейших заводов, изготавливающих насосы и гидравлические турбины самых различных типов и конструкций.

В деле развития советского гидромашиностроения большие заслуги принадлежат также профессору И. Г. Есьману, профессору Н. М. Шапову, Н. Н. Ковалеву, С. С. Рудневу, В. С. Квятковскому и многим другим ученым и конструкторам.

§ 60 ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛОПАСТНЫХ МАШИН

Большая группа современных гидравлических машин относится к категории лопастных.

Основной частью лопастной гидравлической машины является рабочее колесо, состоящее из изогнутых лопастей. Оно приводится во вращение двигателем (насос) или потоком воды, обладающим запасом кинетической и потенциальной энергии (турбина). Обращаясь сначала к описанию принципа действия лопастных насосов, отметим, что преобразование энергии двигателя в них происходит в процессе обтекания лопастей рабочего колеса и их силового воздействия на поток. При этом создается непрерывное перемещение жидкости от центра колеса к его периферии (центробежные насосы, рис. 145) или в осевом направлении (осевые насосы).

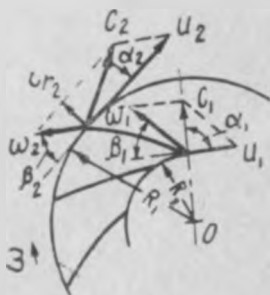


Рис. 145

В гидравлической турбине совершается обратный процесс преобразования энергии потока жидкости в механическую энергию вращения вала двигателя. Движение жидкости в турбине происходит под напором, создаваемым разностью уровней верхнего и нижнего бьефов, а вращение вала рабочего колеса — в результате активного или реактивного воздействия потока на изогнутые лопасти турбины. При этом жидкость движется между лопастями рабочего колеса в радиально-осевом или осевом

направлении. В первом случае турбина называется радиально-осевой (рис. 146), во втором — пропеллерной.

Поток жидкости между лопастями гидравлических машин характеризуется величиной и направлением абсолютной скорости в каждой точке рассматриваемой области. Значение абсолютной скорости c частицы жидкости в области лопастного колеса получают для лопастных машин как геометрическую

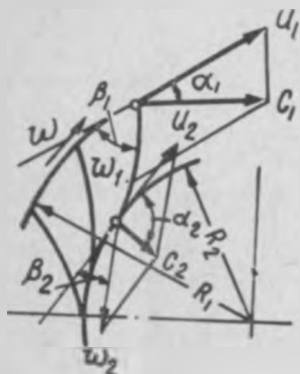


Рис. 146

сумму относительной скорости w и переносной u из параллелограмма скоростей. Движение жидкости в канале между лопастями центробежной машины при достаточно большом их числе и незначительной ширине колеса может быть рассмотрено как струйное. В пределе, при переходе к бесконечно большому числу бесконечно тонких лопастей, поток в области колеса становится осесимметричным и относительная скорость w может быть направлена по касательной к поверхности лопасти в рассматриваемой точке.

Для описания схемы движения жидкости в лопастных машинах введем следующие обозначения (рис. 145 и 146):

c_1 и c_2 — абсолютные скорости движения жидкости при входе в рабочее колесо и выходе из него;

u_1 и u_2 — окружные (переносные) скорости на внутренней и внешней окружностях рабочего колеса, вращающегося относительно неподвижной оси;

w_1 и w_2 — относительные скорости движения жидкости вдоль лопастей рабочего колеса (у начала и в конце лопасти),

ω — угловая скорость вращения колеса;

R_1 и R_2 — радиусы окружностей рабочего колеса;

α_1 и α_2 — углы между абсолютными и окружными скоростями c_1 и u_1 или c_2 и u_2 ;

β_1 и β_2 — углы между направлением лопастей и окружными скоростями вращения рабочего колеса.

Рассмотрим сначала движение жидкости в рабочем колесе центробежного насоса (рис. 145). При работе центробежного насоса жидкость из всасывающей трубы поступает на лопасти рабочего колеса с абсолютной скоростью c_1 . Так как колесо вращается с угловой скоростью ω , то окружная скорость точки,

расположенной на внутренней окружности, $u_1 = \omega R_1$. Жидкость перемещается вдоль лопастей с входной относительной скоростью w_1 , направление которой совпадает с направлением лопастей. При этих обозначениях абсолютные скорости c_2 и c_1 могут быть определены из параллелограмма скоростей. Общее направление движения жидкости в центробежном насосе — от центра рабочего колеса к его периферии.

В гидравлической турбине наблюдается обратная картина: жидкость входит на лопасти рабочего колеса с абсолютной скоростью c_1 , со стороны внешней окружности рабочего колеса (рис. 146).

Так как в результате воздействия потока на лопасти рабочее колесо будет вращаться с некоторой угловой скоростью ω , то абсолютная скорость входа жидкости на лопасти c_1 разложится на окружную скорость $u_1 = \omega R_1$ и относительную скорость движения вдоль лопасти w_1 . Абсолютные скорости жидкости c_1 и c_2 определяются из параллелограмма скоростей по рис. 146.

Описанная схема движения жидкости в лопастных машинах предполагает наличие струйного осесимметричного движения в каналах рабочего колеса, что возможно только при бесконечно большом числе лопастей. При конечном числе лопастей возникающие вихри и неравномерность распределения скоростей будут несколько видоизменять общую картину движения, что потребует внесения коррективов в решения, полученные на основе указанного допущения (см. § 66).

§ 61. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ЛОПАСТНЫХ МАШИН

Для вывода основного уравнения лопастных машин воспользуемся законом об изменении момента количества движения для движущейся жидкости, который в этом случае можно сформулировать так: изменение момента количества движения жидкости в единицу времени относительно оси вращения рабочего колеса равно сумме моментов всех внешних сил относительно той же оси, т. е. равно крутящему моменту.

В потоке жидкости, сходящей с лопастей рабочего колеса лопастного насоса, происходит увеличение момента количества движения в результате подвода к жидкости механической энергии от двигателя, вращающего рабочее колесо. В гидравлических турбинах наблюдается преобразование энергии, заключенной в потоке жидкости, в механическую энергию на валу.

Приводимые ниже выводы одинаково справедливы как для лопастных насосов, так и для гидравлических турбин. Рассмотрим элементарную струйку, движущуюся вдоль лопасти рабочего колеса центробежного насоса (рис. 147). Вычислим изменение момента количества движения массы жидкости между сечениями I—I (вход) и II—II (выход) относительно оси вращения O . Если обозначить расход элементарной струйки через

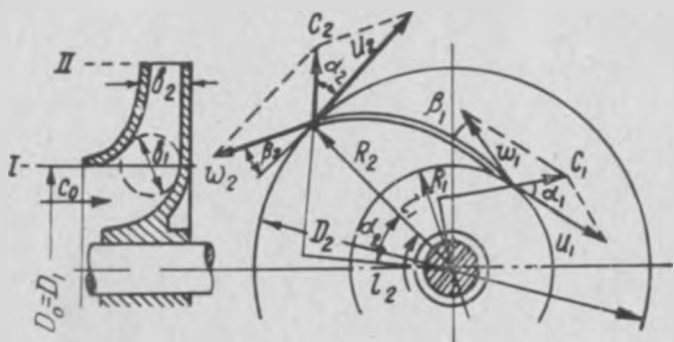


Рис. 147

dQ , то ее момент количества движения в сечении I—I равен

$$\delta l_1 = \delta m c_1 = \frac{1}{g} dQ c_1$$

и соответственно в сечении II—II

$$\delta l_2 = \delta m c_2 = \frac{1}{g} dQ c_2.$$

Чтобы определить изменение момента количества движения струйки относительно оси вращения O , необходимо моменты количества движения δl_1 и δl_2 умножить на величины соответствующих плеч l_1 и l_2 . Тогда

$$\begin{aligned} dM_1 &= \delta l_1 l_1 = \frac{1}{g} dQ c_1 \cos \alpha_1 R_1; \\ dM_2 &= \delta l_2 l_2 = \frac{1}{g} dQ c_2 \cos \alpha_2 R_2. \end{aligned} \quad (359)$$

Изменение за единицу времени момента количества движения массы жидкости, заключенной в элементарной струйке, равно разности моментов количеств движения, соответствующих областям входа и выхода жидкости с лопастей рабочего колеса центробежного насоса:

$$\Delta M' = dM_2 - dM_1 = \frac{1}{g} dQ (c_2 \cos \alpha_2 R_2 - c_1 \cos \alpha_1 R_1). \quad (360)$$

Изменение момента количества движения всей массы жидкости, прошедшей через колесо центробежного насоса за единицу вре-

мени, равно сумме изменений моментов количеств движения всех элементарных струек:

$$\begin{aligned}\Sigma \Delta M' &= \sum \frac{1}{g} dQ (c_2 \cos \alpha_2 R_2 - c_1 \cos \alpha_1 R_1) = \\ &= \frac{1}{g} Q_T (c_2 \cos \alpha_2 R_2 - c_1 \cos \alpha_1 R_1).\end{aligned}\quad (361)$$

Обозначим через $M_{кр}$ крутящий момент всех внешних сил относительно оси вращения O . Тогда можно записать

$$M_{кр} = \Sigma \Delta M',$$

или

$$M_{кр} = \frac{1}{g} Q_T (c_2 \cos \alpha_2 R_2 - c_1 \cos \alpha_1 R_1).\quad (362)$$

Для гидравлических турбин, где в области выхода жидкости с лопастей рабочего колеса происходит уменьшение момента количества движения, уравнение (362) может быть переписано следующим образом:

$$M_{кр} = (-c_2 \cos \alpha_2 R_2 + c_1 \cos \alpha_1 R_1) \frac{1}{g} Q_T,\quad (363)$$

или в общем виде

$$M_{кр} = (\pm c_2 \cos \alpha_2 R_2 \mp c_1 \cos \alpha_1 R_1) \frac{1}{g} Q_T,\quad (364)$$

где знаки верхнего ряда относятся к лопастным насосам, а нижнего — к гидравлическим турбинам. Если далее механическую мощность на валу лопастной машины обозначить через

$$N = M_{кр} \omega,\quad (365)$$

где ω — угловая скорость вращения рабочего колеса, а мощность, сообщаемую рабочим колесом потоку жидкости,

$$N_T = \gamma Q_T H_T,\quad (366)$$

то при отсутствии потерь в машине получим равенство

$$M_{кр} \omega = \gamma Q_T H_T.\quad (367)$$

В равенстве (367) H_T и Q_T — теоретический напор и теоретическая производительность лопастной машины с бесконечным числом бесконечно тонких лопастей, а жидкость, протекающая через машину, невязкая.

Решая равенство (367) относительно H_T и принимая во внимание уравнение (364), получим

$$H_T = \frac{M_{кр} \omega}{\gamma Q_T} = \frac{\frac{1}{g} Q_T (\pm c_2 \cos \alpha_2 R_2 \mp c_1 \cos \alpha_1 R_1) \omega}{\gamma Q_T};$$

или

$$H_T = \frac{\pm c_2 \cos \alpha_2 R_2 \omega \mp c_1 \cos \alpha_1 R_1 \omega}{g}.$$

Так как окружные скорости на внешней и внутренней окружностях рабочего колеса соответственно равны

$$u_2 = \omega R_2 \text{ и } u_1 = \omega R_1,$$

то

$$H_T = \frac{\pm u_2 c_2 \cos \alpha_2 \mp u_1 c_1 \cos \alpha_1}{g}. \quad (368)$$

Полученная зависимость (368) является основным уравнением лопастных машин.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ ЛОПАСТНЫЕ НАСОСЫ

§ 62. КЛАССИФИКАЦИЯ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

Как указывалось выше, насосами называются гидравлические машины, служащие для преобразования механической энергии двигателя в энергию перемещаемой жидкости.

Широкое использование насосов в различных областях техники привело к созданию многочисленных типов насосов, отличных друг от друга по принципу работы и по своим конструктивным особенностям.

Лопастные насосы объединяют группы центробежных, диагональных и пропеллерных (осевых) насосов, обычно приводимых в движение электродвигателями с большим числом оборотов.

Центробежные, диагональные и пропеллерные насосы, обладая большой производительностью, простотой эксплуатации и высокими к. п. д., широко применяются в самых различных отраслях народного хозяйства.

§ 63. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ПРИМЕНЯЮЩИЕСЯ В ТЕОРИИ НАСОСОВ

В теории насосов применяется ряд терминов и определений, которые относятся к насосам всех типов. Рассмотрим схему работы насоса, включенного в систему, подающую воду из источника водоснабжения в напорный резервуар (рис. 148). При работе насоса во всасывающем трубопроводе и всасывающей камере создается вакуум, который обеспечивает подъем воды через всасывающую трубу из водоприемного колодца в насос. Этот вакуум должен быть достаточным для подъема воды из колодца на высоту $h_{вс}$ (от уровня воды в колодце до центра насоса), для преодоления потерь энергии во всасывающей линии $h_{л\text{ вс}}$, а также для создания скорости во всасывающей тру-

бе. Вертикальное расстояние от уровня воды в колодце до центра насоса $h_{вс}$ называется геодезической высотой всасывания; потери энергии во всасывающей линии $h_{вс}$ называются потерями при всасывании.

Жидкости, поступившей в насос, сообщается энергия (главным образом в виде энергии давления), которая расходуется на преодоление сопротивлений в напорном трубопроводе, по которому движется жидкость, и на подъем жидкости в резервуар

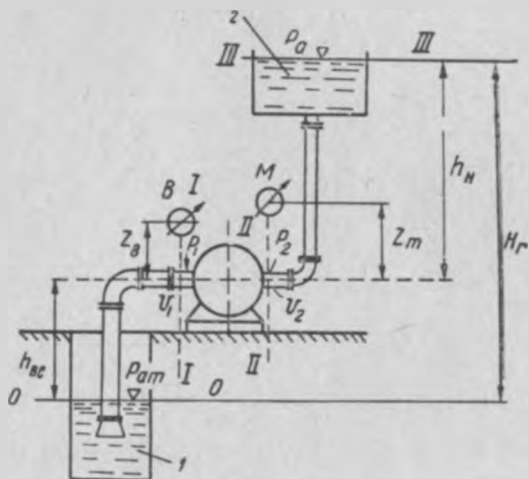


Рис. 148

Вертикальное расстояние h_n от центра насоса до уровня воды в резервуаре называется геодезической высотой нагнетания; потери энергии в напорной линии называются потерями при нагнетании $h_{нн}$.

Полный напор, который должен создаваться насосом, может быть определен как разность удельных энергий потока жидкости в сечениях, соответствующих началу нагнетательной линии и концу всасывающей грубы. В этих сечениях обычно устанавливаются манометры и вакуумметры. Определим величины удельных энергий потока в сечении I—I, где установлен вакуумметр, и в сечении II—II, где установлен манометр. Предположим сначала, что давления на поверхности уровня воды в колодце и напорном резервуаре одинаковы и равны атмосферному.

Принимая за плоскость сравнения уровень свободной поверхности в водоприемном колодце O—O (рис. 148), получим выражение для определения удельных энергий:

$$E_1 = (h_{вс} + z_0) + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g},$$

$$E_{II} = (h_{вс} + z_n) + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g},$$

здесь z_v и z_n — вертикальные расстояния от точек установки вакуумметра и манометра до оси насоса;

p_1 и p_2 — абсолютное давление в местах установки приборов;

v_1 и v_2 — скорости во всасывающей и нагнетательной трубах.

Следовательно, полный напор насоса H равен

$$H = E_{II} - E_I,$$

или

$$H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \Delta h + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}, \quad (369)$$

где $\Delta h = z_m - z_v$.

Вакуумметр показывает величину разрежения (вакуума) $H_{ввк}$ во всасывающей трубе, поэтому его величина

$$H_{ввк} = \frac{p_{ат}}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma}, \text{ или } \frac{p_1}{\gamma} = \frac{p_{ат}}{\gamma} - H_{ввк};$$

манометр показывает избыточное давление в нагнетательной линии

$$H_{ман} = \frac{p_2}{\gamma} - \frac{p_{ат}}{\gamma}, \text{ или } \frac{p_2}{\gamma} = H_{ман} + \frac{p_{ат}}{\gamma}.$$

Подставляя в зависимость (369) эти значения, получим

$$H = H_{ман} + H_{ввк} + \Delta h + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}. \quad (370)$$

Следует заметить, что при расположении манометра ниже вакуумметра величина Δh будет отрицательной. Сумма трех величин

$$H_{ман} + H_{ввк} \pm \Delta h = H_m, \quad (371)$$

а именно: показаний манометра и вакуумметра, выраженных в метрах водяного столба, и вертикального расстояния между точками присоединения приборов, называется манометрическим напором насоса. Полный напор насоса может быть выражен таким равенством:

$$H = H_m + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}. \quad (372)$$

Таким образом, напором насоса называют энергию, сообщаемую насосом каждому килограмму перекачиваемой жидкости. В случае равенства диаметров всасывающей и нагнетательной труб ($v_2 = v_1$) полный напор насоса равен манометрическому напору. Если давление на поверхности жидкости в соединяемых резервуарах различно, то насос должен преодолевать разность давлений $\Delta p = p_2 - p_1$, где p_1 и p_2 — давления на поверхности жидкости

в резервуарах 1 и 2. Тогда полный напор, развиваемый насосом, должен быть равен

$$H = h_{\text{вс}} + h_{\text{м}} + h_{\text{ув}} + h_{\text{ун}} + \left(\frac{v_2 - v_1}{\gamma} \right). \quad (373)$$

Объем жидкости, подаваемый насосом в трубопровод в единицу времени, называется производительностью насоса и обозначается через Q . Размерность производительности — л/сек или м³/сек.

Полезная мощность, производимая насосом для подъема и перемещения жидкости при напоре H , равна

$$N_{\text{н}} = \gamma Q H \text{ кгм.}$$

а полезная мощность насоса составит величину

$$N_{\text{н}} = \frac{\gamma Q H}{75} \text{ л. с.} = \frac{\gamma Q H}{102} \text{ квт.} \quad (374)$$

Вследствие наличия потерь в насосе (гидравлических, механических и объемных), которые могут быть оценены полным к. п. д. насоса η , мощность двигателя N , потребляемая насосом, будет больше полезной мощности насоса:

$$N = \frac{N_{\text{н}}}{\eta} = \frac{\gamma Q H}{75\eta} \text{ л. с.} = \frac{\gamma Q H}{102\eta} \text{ квт.} \quad (375)$$

Здесь полный к. п. д. насоса представляет собой произведение трех частных коэффициентов:

$$\eta = \eta_{\text{г}} \cdot \eta_{\text{м}} \cdot \eta_{\text{о}},$$

где $\eta_{\text{г}}$ — гидравлический к. п. д., учитывающий гидравлические потери энергии, возникающие при движении жидкости через насос (потери на удар при входе и выходе, потери на трение и при вихреобразовании и т. д.);

$\eta_{\text{м}}$ — механический к. п. д., учитывающий потери, связанные с преодолением механического трения в элементах насоса (трение в подшипниках, в сальниках, трение рабочего колеса о жидкость);

$\eta_{\text{о}}$ — объемный к. п. д., учитывающий утечки воды через зазоры и уплотнения в обход рабочего колеса.

Величина к. п. д. насоса зависит от многих факторов: от размеров и типов насосов, тщательности изготовления и сборки его отдельных деталей, условий эксплуатации и т. д. Полный к. п. д. лопастных насосов колеблется в пределах 0,70—0,90. При этом наиболее высокие коэффициенты соответствуют машинам больших размеров.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ НАСОСЫ

§ 64. КЛАССИФИКАЦИЯ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

В современной технике в зависимости от назначения применяются центробежные насосы самых различных типов, отличающиеся друг от друга конструктивными особенностями и эксплуатационными данными. Центробежные насосы различаются по числу ступеней давления, по расположению вала, условиям движения жидкости из рабочего колеса в корпус насоса и некоторым другим признакам.

Существуют следующие типы насосов:

1. Одноступенчатые, двухступенчатые и многоступенчатые. Жидкость в них проходит через последовательно соединенные рабочие колеса, постепенно увеличивающие напор до заданного предела.

2. Насосы с двухсторонним входом. Даже при одинаковом напоре производительность их больше, чем у насосов с односторонним входом.

3. Насосы с горизонтальным и вертикальным валом. Они различаются расположением вала рабочего колеса.

4. Насосы с направляющим аппаратом и без него. Такие насосы улучшают условия входа жидкости в корпус насоса.

Центробежные насосы разделяются на тихоходные, нормальной быстроходности и быстроходные.

Наиболее распространенный тип современного центробежного насоса — насос с горизонтальным валом, непосредственно соединенный с двигателем и имеющий спиральную камеру. Его характеризует высокий к. п. д. Насосы на вертикальном валу применяются преимущественно для откачки жидкостей из глубоких скважин.

§ 65. СХЕМА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА

Рассмотрим схему одноколесного насоса с горизонтальным валом (рис. 149). Основной и наиболее важной частью центробежного насоса является рабочее колесо 1, соединенное с рабочим валом 2. Рабочее колесо, состоящее из изогнутых лопастей, укрепленных в дисках, заключено в неподвижную спиральную камеру 3. Жидкость к насосу подводится по всасывающей трубе 4, которая на своем конце имеет сетку, препятствующую засасыванию насосом плавающих в жидкости предметов, и обратный клапан 6, необходимый для заливки насоса перед пуском. По нагнетательной трубе 7 жидкость из насоса поступает в напорный трубопровод. На одном валу с рабочим колесом находится двигатель, приводящий его в движение.

В местах пересечения рабочего вала с кожухом устраиваются сальники 8 с уплотняющей набивкой для предотвращения утечки воды и попадания воздуха во всасывающую трубу. Насосы оборудуются вакуумметром B , манометром M , иногда краном для заливки насоса 9 и задвижкой 10 на нагнетательной трубе, служащей для регулирования расхода и отключения нагнетательной линии от насоса. Кроме того, в нагнетательной трубе обычно устанавливается обратный клапан, который автоматически закрывается при остановке насоса, отключая последний от напорной линии. Перед пуском насос заливается жидкостью. Обратный клапан всасывающей трубы при этом закрыт.

После того как весь насос, включая всасывающую трубу, заполнен жидкостью, пускают двигатель, который приводит во вращение рабочее колесо. Частицы жидкости под действием центробежной силы перемещаются от входа в насос к выходу из него. В результате указанного перемещения жидкости в сторону нагнетательной линии во всасывающей трубе создается вакуум. Тогда наружное (атмосферное) давление, действующее на свободную поверхность жидкости, откроет нижний клапан 6 и жидкость из колодца начнет поступать в насос. Таким образом создается непрерывный поток жидкости через центробежный насос. При движении жидкости через рабочее колесо происходит преобразование механической энергии двигателя в энергию движущейся жидкости.

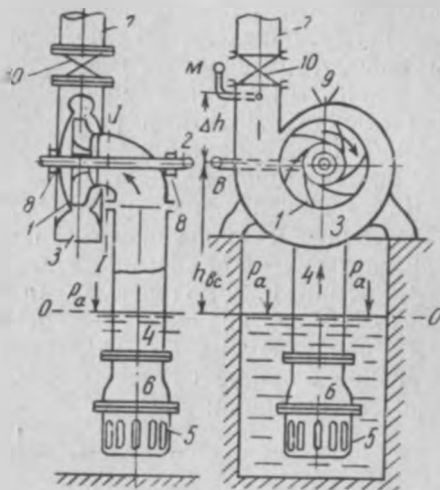


Рис. 149

§ 66. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА

В § 59 было выведено основное уравнение работы лопастных машин, которое применительно к центробежным лопастным насосам имеет вид (368)

$$H_T = \frac{u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1}{g}$$

Большинство современных конструкций центробежных насосов не имеет направляющих лопаток при входе, а поэтому жидкость входит на рабочее колесо в радиальном направлении; при

этом угол α_1 между скоростями c_1 и u_1 равен 90° , а $\cos \alpha_1 = 0$. Для таких насосов

$$H_T = \frac{c_2 u_2 \cos \alpha_2}{g} \quad (376)$$

При выводе уравнения (376) нами были сделаны два допущения: 1) наличие у рабочего колеса бесконечного числа лопастей; 2) отсутствие гидравлических потерь энергии в рабочем колесе насоса. Эти допущения приводят к тому, что теоретический напор, определяемый по формуле (376), оказывается больше напора, развиваемого рабочим колесом насоса. Причиной этого является неравномерность распределения скоростей в каналах между лопастями рабочего колеса в результате вращательного движения жидкости и различие относительных скоростей по обе стороны лопасти.

Для определения теоретического напора, развиваемого рабочим колесом при конечном числе лопастей H_{TK} , можно использовать метод академика Г. Ф. Проскуры.

Академик Г. Ф. Проскура на основании разработанной им еще в 1931 г. вихревой теории центробежных насосов предложил следующую зависимость для определения поправки, учитывающей влияние конечного числа лопастей на значение теоретического напора:

$$\epsilon_z = \frac{1}{1 + 2 \frac{\psi}{z} \frac{1}{1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2}} \quad (377)$$

где z — число лопастей рабочего колеса;

$$\psi = (0,55 \div 0,65) + 0,6 \sin \beta_2 \quad (378)$$

Обозначим

$$\rho = 2 \frac{\psi}{z} \frac{1}{1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2} \quad (379)$$

Тогда

$$\frac{H_{TK}}{H_T} = \frac{1}{1 + \rho}, \text{ или } \frac{H_{TK}}{H_T} = \epsilon_z.$$

где

$$\epsilon_z = \frac{1}{1 + \rho}.$$

Кроме этого, учет конечного числа лопастей можно произвести по формуле Стодола:

$$\epsilon_z = 1 - \frac{\pi}{z} \sin \beta_2 \quad (380)$$

где ε_z — коэффициент, учитывающий конечное число лопастей;
 z — число лопастей рабочего колеса;

β_2 — угол между направлением касательной к лопасти и направлением касательной к окружности выходного сечения рабочего колеса.

Коэффициент ε_z представляет собой отношение теоретического напора $H_{\text{тк}}$, соответствующего конечному числу лопастей рабочего колеса, к теоретическому — $H_{\text{т}}$. Для современных центробежных насосов при обычных соотношениях, которыми характеризуются рабочие колеса, среднее значение поправочного коэффициента ε_z составляет величину $\varepsilon_z = 0,80$.

Второе допущение, которое было принято при выводе основного уравнения центробежного насоса, состояло в исключении из расчета гидравлических потерь энергии, которые имеют место при движении потока через насос. Эти гидравлические потери обусловлены вихреобразованием при движении жидкости в рабочем колесе, недостаточно плавным входом потока на рабочее колесо (потери на удар при входе) и, наконец, трением жидкости о лопасти.

В конечном итоге имеет место некоторое снижение теоретического напора $H_{\text{тк}}$, учитываемое гидравлическим к. п. д. η_r , который представляет собой отношение действительного напора H , развиваемого колесом, к теоретическому $H_{\text{тк}}$:

$$\eta_r = \frac{H}{H_{\text{тк}}}, \text{ или } H = \eta_r H_{\text{тк}}.$$

Величина гидравлического к. п. д. насоса зависит от многих факторов и в первую очередь от совершенства конструкции рабочего колеса, формы направляющего аппарата, размеров насоса и т. д. Согласно имеющимся опытным данным, в современных крупных центробежных насосах $\eta_r = 0,80—0,90$. Повышение гидравлического к. п. д. должно осуществляться главным образом за счет обеспечения возможно более плавного входа потока на лопасти рабочего колеса, а также за счет более тщательной механической обработки проточных частей насоса. Так как

$$\frac{H_{\text{тк}}}{H_r} = \varepsilon_z \text{ и } \frac{H}{H_{\text{тк}}} = \eta_r, \text{ то } \frac{H}{H_r} = \varepsilon_z \eta_r, \text{ или } H_r = \frac{H}{\varepsilon_z \eta_r}.$$

Подставляя это выражение в зависимость (377), получим основное уравнение центробежного насоса в следующем виде:

$$\ddot{r} = \frac{\varepsilon_z \eta_r \varepsilon_2 u_2 \cos \alpha_2}{g}. \quad (381)$$

У центробежных насосов с нормально загнутыми назад лопастями произведение

$$\varepsilon_z \eta_r \varepsilon_2 \cos \alpha_2 \approx \frac{u_2}{g}.$$

Поэтому при практических расчетах можно определить действительный напор насоса по формуле

$$H = \psi \frac{u_2^2}{2g}, \quad (382)$$

где $\psi = 0,92—1,1$ — коэффициент напора.

Кроме гидравлических потерь энергии, при работе центробежного насоса возникают также механические потери, связанные с преодолением механического трения внутри насоса:

- 1) потери в результате трения наружной поверхности рабочего колеса о жидкость (так называемое «дисковое трение»);
- 2) потери в результате трения в подшипниках.

Потеря мощности двигателя на преодоление всех механических сопротивлений в насосе N_m может быть представлена такой зависимостью:

$$N_m = N_d + N_c + N_n, \quad (383)$$

где N_d , N_c и N_n — доли потерянной мощности двигателя на преодоление дискового трения, трения в сальниках и подшипниках.

При этом механический к. п. д. равен

$$\eta_m = \frac{N_0 - N_m}{N_0} = 1 - \frac{N_m}{N_0}, \quad (384)$$

где через N_0 обозначена мощность двигателя.

Механический к. п. д. крупных центробежных насосов составляет $\eta_m = 0,95—0,98$. Значение механического к. п. д. возрастает с увеличением размеров насоса, так как удельный вес механических потерь в общем балансе потерь энергии в больших насосах незначителен.

Утечки воды через уплотнения приводят к некоторому уменьшению производительности насоса Q , создавая так называемые объемные потери, которые учитываются объемным к. п. д. η_0 :

$$\eta_0 = \frac{Q}{Q_\tau} = \frac{Q_\tau - q}{Q_\tau} = 1 - \frac{q}{Q_\tau}, \quad (385)$$

где Q — производительность рабочего колеса;

q — объемные потери.

Определим полный к. п. д. насоса η . Запишем выражение для мощности, которую рабочее колесо передает жидкости. Эта мощность носит название «гидравлической мощности» рабочего колеса:

$$N = \frac{\gamma Q H}{75} \text{ л. с.} = \frac{\gamma Q H}{102} \text{ квт.} \quad (386)$$

По определению к. п. д. его значение для насоса равно

$$\eta = \frac{QH}{102N}. \quad (387)$$

Полный к. п. д. представляет собой произведение частных коэффициентов:

$$\eta = \eta_{\Gamma} \eta_{\text{м}} \eta_{\text{о}}.$$

Значения полного к. п. д. центробежных насосов изменяются в широких пределах, в зависимости от размеров насоса и совершенства его проточной части: для малых насосов $\eta = 0,60—0,80$, в больших же насосах к. п. д. достигает величины $\eta = 0,90$, что свидетельствует о совершенстве центробежного насоса как гидравлической машины.

§ 67. ЛОПАСТИ РАБОЧЕГО КОЛЕСА, ДИФFUЗОР И НАПРАВЛЯЮЩИЙ АППАРАТ НАСОСА

На работу центробежного насоса большое влияние оказывает форма лопастей, в основном определяемая углами, составляемыми направлением лопастей с направлением окружной скорости вращения β_1 и β_2 (рис. 150, а, б, в).

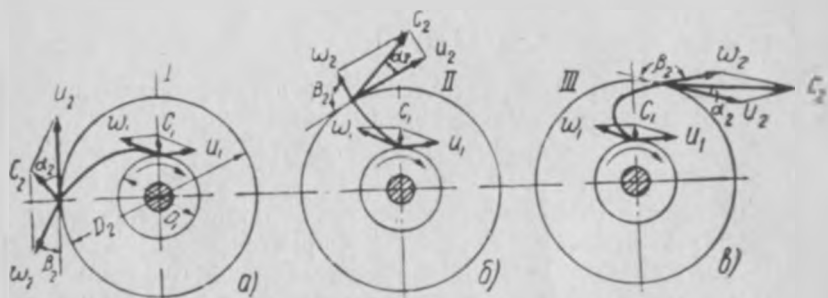


Рис. 150

При увеличении угла β_2 угол α_2 уменьшается. Следовательно, при изменении угла β_2 от $\beta_{\text{мин}}$ до $\beta_{\text{макс}}$ соответственно увеличивается $\cos \alpha_2$ от $\cos \alpha_2 \approx 0$ до $\cos \alpha_2 \approx 1,0$. Абсолютная скорость c_2 с уменьшением угла α_2 значительно возрастает.

Таким образом, при увеличении угла наклона лопастей у выхода напор, развиваемый насосом, увеличивается (произведение $c_2 \cos \alpha_2$ в основном уравнении центробежного насоса (381) возрастает). Однако при больших величинах скорости c_2 увеличиваются гидравлические потери при выходе потока из рабочего колеса, а это приводит к уменьшению к. п. д. насоса и ухудшению эксплуатационных качеств насоса (запуск насоса усложняется, режим работы насоса становится неустойчивым, появляются вибрации и т. д.). Поэтому угол β_2 принимается в пределах $\beta_2 = 20—35^\circ$, что соответствует лопастям, загнутым

назад (рис. 150, а). При этом угол наклона лопастей при входе принимают $\beta_1 = 20 \div 30^\circ$.

Для уменьшения гидравлических потерь в пределах проточной части рабочего колеса должно обеспечиваться плавное изменение относительных скоростей от w_1 до w_2 , что достигается постепенным уменьшением кривизны лопастей к выходу. Число лопастей рабочего колеса определяется из условия получения каналов достаточной длины при наименьшем стеснении потока на входе. В результате обследования работы центробежных



Рис. 151

насосов с высокими к. п. д. получена следующая формула для определения наивыгоднейшего числа лопастей z .

$$z = 6,5 \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1} \sin \left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \right). \quad (388)$$

В зависимости от размеров колес число лопастей принимается от 6 до 12. Толщина лопастей выбирается конструктивно и должна быть достаточной по условию прочности. Бронзовые лопасти имеют толщину 3—4 мм, а чугунные — несколько большую. Отношение радиусов R_2 и R_1 принимается в пределах от $\frac{R_2}{R_1} \approx 3,0$ (высоконапорные тихоходные насосы) до $\frac{R_2}{R_1} \approx 1,0$ (низконапорные быстроходные насосы). В частности, пропеллерные (осевые) насосы имеют отношение радиусов около 1,0. Наиболее часто отношение радиусов равно 2,0, что соответствует центробежным насосам нормальной быстроходности.

Для преобразования кинетической энергии жидкости в энергию давления за рабочим колесом имеется лопаточный или безлопаточный диффузор.

Лопаточный диффузор 3 состоит из системы неподвижных лопастей (рис. 151 и 152), образующих по окружности отводящие каналы, начальное направление которых совпадает с направлением абсолютной скорости выхода потока из рабочего колеса. Поток, двигаясь вдоль лопастей диффузора, плавно поступает в корпус насоса; одновременно часть кинетической энергии преобразуется в энергию давления. Число лопастей на-

правляющего аппарата равно или на единицу больше числа лопастей рабочего колеса.

Спиральный отвод корпуса также служит для равномерного отвода воды из корпуса в напорный патрубок центробежного насоса (рис. 153). Спиральные отводы дают возможность получить весьма совершенные обтекаемые формы. Так как роль направляющего аппарата и спиральной камеры принципиально одинакова, а спиральная камера в гидравлическом отношении

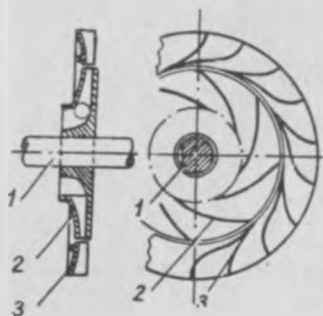


Рис. 152

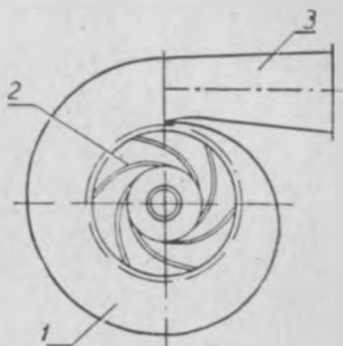


Рис. 153

более совершенна, в настоящее время направляющие аппараты применяются только в многоступенчатых насосах высокого давления, где они дают некоторые конструктивные преимущества. В одноступенчатых насосах предусматривается безлопаточный диффузор со спиральным отводом.

§ 68. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Изменение расхода жидкости в трубопроводе, в который рабочая жидкость подается центробежным насосом, вызывает определенное изменение напора и производительности насоса даже при постоянном числе оборотов рабочего колеса. Поэтому установление связи между производительностью насоса и его напором при постоянном числе оборотов имеет большое практическое значение. Кроме изменения напора, всякое отклонение расхода в трубопроводе от расчетной производительности насоса приводит к снижению к. п. д. насосной установки.

Зависимости $H = f(Q)$ и $\eta = f(Q)$ при $n = \text{const}$ характеризуют энергетические свойства центробежного насоса. Следовательно, графически выраженная зависимость напора, мощности и к. п. д. насоса от его производительности (подачи) при постоянном числе оборотов называется характеристикой насоса.

Выше было показано, что теоретический напор центробежного насоса при радиальном входе ($\alpha_1 = 90^\circ$) равен

$$H_T = \frac{u_2 c_{2r} \cos \alpha_2}{g}. \quad (389)$$

Пользуясь этой формулой, можно найти главную теоретическую зависимость для центробежных насосов $H_T = f(Q_T)$ при $n = \text{const}$. Из параллелограмма скоростей (рис. 154) следует, что

$$c_2 \cos \alpha_2 = u_2 - c_{2r} \operatorname{ctg} \beta_2.$$

Подставив значение $c_2 \cos \alpha_2$ в уравнение (389), получим

$$H_T = \frac{u_2}{g} (u_2 - c_{2r} \operatorname{ctg} \beta_2). \quad (390)$$

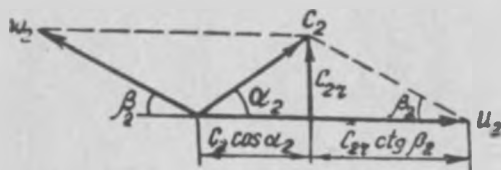


Рис. 154

Теоретическая производительность насоса определяется зависимостью

$$Q_T = \pi D_2 b_2 c_{2r}, \quad (391)$$

где D_2 — наружный диаметр рабочего колеса;

b_2 — ширина колеса (рис. 147).

Определим радиальную скорость c_{2r} из уравнения (391):

$$c_{2r} = \frac{Q_T}{\pi D_2 b_2}.$$

Подставим полученное значение c_{2r} в уравнение (390):

$$H_T = \frac{u_2}{g} \left(u_2 - \frac{Q_T \operatorname{ctg} \beta_2}{\pi D_2 b_2} \right) = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 Q_T \operatorname{ctg} \beta_2}{g \pi D_2 b_2}.$$

Поскольку при $n = \text{const}$ для данного насоса значения u_2 , β_2 , D_2 и b_2 постоянны, можно обозначить:

$$A = \frac{u_2^2}{g} \text{ и } B = \frac{u_2 \operatorname{ctg} \beta_2}{g \pi D_2 b_2}.$$

Тогда

$$H_T = A - B Q_T. \quad (392)$$

Из выражения (392) видно, что теоретическая характеристика насоса выражается на графике нисходящей прямой, если $B > 0$. Однако, как показывают многочисленные испытания лопастных

насосов, действительная характеристика отличается от прямой.

Рабочие характеристики насосов получаются путем испытаний насосов при постоянном числе оборотов. При этом для каждого числа оборотов определяются мощности и напоры для ряда производительностей, регулируемых открытием задвижки на напорном трубопроводе.

Теоретическая характеристика центробежного насоса зависит от характера загнутиости лопастей на выходе из рабочего колеса (угла β_2). На рис. 155 показаны теоретические характеристики насосов с различными углами β_2 ($\beta_2 < 90^\circ$, $\beta_2 = 90^\circ$ и $\beta_2 > 90^\circ$). Из рис. 150 видно, что у рабочих колес с радиаль-

ными и изогнутыми вперед лопастями канал между лопастями получается короткий и с большим углом расширения. Следовательно, в таком канале будут большие гидравлические потери и большая абсолютная скорость на выходе из рабочего колеса, что в свою очередь вызовет большие потери в диффузоре и отводе корпуса.

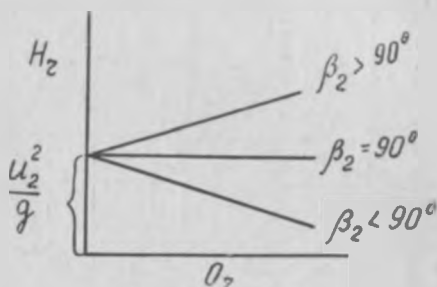


Рис. 155

Чтобы уменьшить поте-

ри, лучше изготавливать рабочие колеса с лопастями, изогнутыми назад ($\beta_2 < 90^\circ$). Поэтому подавляющее большинство современных насосов имеет лопасти, изогнутые назад по отношению к направлению вращения рабочего колеса.

Выбор типа насоса для конкретных условий должен производиться с учетом формы рабочей характеристики. Так, например, насосы с пологими характеристиками применяются при регулировании производительности задвижками. В этих насосных установках потери будут наименьшими. В частности, питательные насосы (для питания водой паровых котлов) имеют пологие характеристики.

Насосы, рабочая характеристика которых изображается кривой, имеющей максимум (рис. 156), отличаются неустойчивой работой в области левой части кривой $H = f_1(Q)$ (до точки D , где происходит понижение кривой). В этой части кривой возможно образование неустойчивого режима, так как одному значению напора соответствуют два значения производительности. Поэтому в таких насосах используется только ветвь кривой, располагающаяся ниже точки D .

Рабочая характеристика насоса, изображающаяся крутой кривой, представлена на рис. 157. На рабочих характеристиках насосов (рис. 156 и 157) приводится также зависимость мощности и к. п. д. от производительности: $N = f(Q)$ и $\eta = f(Q)$

при $n = \text{const}$. Таким образом, работа насоса характеризуется системой трех кривых: $H = f(Q)$; $\eta = f(Q)$ и $N = f(Q)$.

В результате анализа этих кривых можно составить полное представление о работе насоса и произвести подбор насоса для конкретных условий. Произведя испытания насоса при разных числах оборотов, устанавливают наибольший возможный для данного насоса к. п. д. Режим работы насоса при наибольшем возможном к. п. д. называется оптимальным. При эксплуатации центробежных насосов нужно стремиться к тому, чтобы

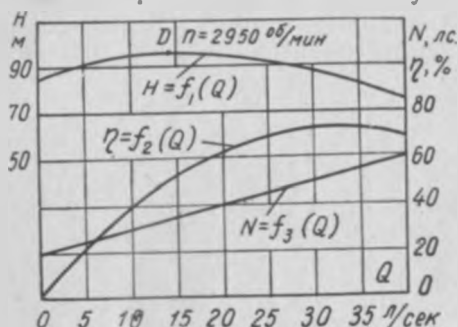


Рис. 156

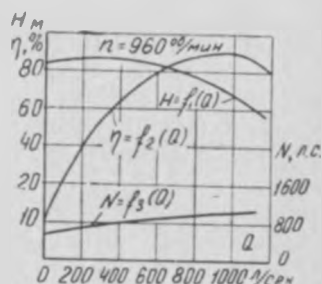


Рис. 157

отклонения от оптимального режима были незначительными: уменьшение к. п. д. против оптимального его значения должно быть не более 5—7%.

Для выбора рабочего режима насоса и соответствующего числа оборотов пользуются универсальными характеристиками, на которых в графической форме представлена связь между напором, производительностью, числом оборотов и к. п. д. Для построения универсальных характеристик требуется испытание насоса при разных числах оборотов и построение серии рабочих характеристик $Q = f(H)$ для каждого числа оборотов рабочего колеса, а также кривых $\eta = f(Q)$. Совокупность серии главных характеристик и линий равных к. п. д. и составляет универсальную характеристику центробежного насоса.

На практике используются размерные и безразмерные универсальные характеристики. На рис. 158 показана размерная универсальная характеристика для центробежного насоса, число оборотов которого изменялось от $n = 2925 \text{ об/мин}$ до $n = 1230 \text{ об/мин}$. Особенно удобными являются безразмерные универсальные характеристики, которые пригодны для всей серии подобных насосов. Построение таких безразмерных характеристик производится так же, как и размерных, только значения напоров, производительностей и к. п. д. выражаются безразмерными числами, представляющими собой отношения производительностей и напоров к оптимальным их значениям.

Пример 38. Насос построен для оптимального числа оборотов $n_0 = 2520$ об/мин, оптимального напора $H_0 = 26,0$ м и оптимальной производительности $Q_0 = 16$ л/сек при к. п. д. $\eta_{\max} = 0,81$. Мощность насоса в оптимальном режиме

$$N_0 = \frac{\gamma Q_0 H_0}{\gamma_{102}} = \frac{16 \cdot 26}{0,81 \cdot 102} = 5,04 \text{ кВт.}$$

Требуется определить условия работы насоса, если производительность его должна быть увеличена до 22 л/сек без измене-

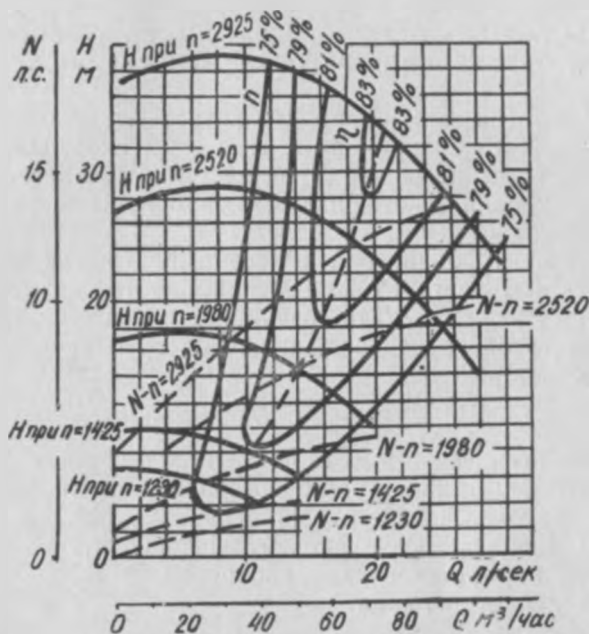


Рис. 158

ния числа оборотов. По кривой $H = f(Q)$ на рис. 158 при $n = 2520$ об/мин находим, что производительности $Q = 22$ л/сек соответствует напор $H = 21$ м и к. п. д. $\eta \approx 0,8$. Потребная мощность

$$N = \frac{\gamma Q H}{\gamma_{102}} = \frac{22 \cdot 21}{0,8 \cdot 102} = 5,66 \text{ кВт.}$$

Пример 39. Насос при числе оборотов $n_0 = 1450$ об/мин развивает напор $H_0 = 100$ м при $Q_0 = 50$ л/сек и $\eta_0 = 0,70$. Предположим, что насос должен работать при той же производительности, но с увеличенным напором до 130 м. Требуется определить необходимое число оборотов и потребную мощность. По заданию $\frac{Q}{Q_0} = 1$. Находим отношение напоров $\frac{H}{H_0} = \frac{130}{100} = 1,30$. Из этого от-

ношения следует, что $\frac{n}{n_0} = 1,10$, или $n = 1450 \cdot 1,10 = 1595 \text{ об/мин.}$
Коэффициент полезного действия насоса в новом режиме будет равен

$$\eta = 0,67.$$

Потребная мощность

$$N = \frac{QH}{\eta \cdot 102} = \frac{50 \cdot 100}{0,67 \cdot 102} = 73,7 \text{ квт.}$$

§ 69. РАБОТА ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА НА ТРУБОПРОВОД И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОЧЕЙ ТОЧКИ НАСОСА

Подбор насосов должен производиться на основе тщательного анализа условий их работы. При этом необходимо, чтобы подобранный насос по своей характеристике соответствовал результатам гидравлического расчета трубопровода, в который нагнетается жидкость.

Если расчет трубопровода и выбор центробежного насоса производятся без учета их совместной работы, возможны случаи неудачных решений. Для создания в конечном сечении трубопровода потребного давления в начале трубопровода необходимо иметь напор

$$H = H_r + h_c + h_w = H_r + h_c + a \frac{LQ^3}{D^5}, \quad (393)$$

где H_r — геометрическая высота подъема жидкости;

h_c — свободный напор, который должен быть обеспечен в конечном сечении трубопровода.

Так как для заданных условий значения H_r , h_c , a , L и D известны, то характеристика трубопровода может быть представлена зависимостью вида

$$H = A_1 + B_1 Q^3, \quad (394)$$

где $A_1 = H_r + h_c$ и $B_1 = \frac{aL}{D^5}$ — постоянные величины.

Выражение (394), представляющее собой уравнение параболы, является характеристикой трубопровода, изображенной на рис. 159 [кривая $H = f_0(Q)$]. Если характеристику трубопровода представить на одном графике с рабочей характеристикой насоса [кривая $H = f(Q)$ на рис. 159], то точка пересечения характеристик (точка A) будет рабочей точкой насоса.

Если рабочая точка отвечает оптимальному режиму работы насоса, насос считается подобранным правильно. Если требуемая производительность трубопровода меньше производительности насоса, соответствующей его рабочей точке $Q_{\text{раб}}$ (например Q_1), то энергия двигателя затрачивается на создание излишнего напора ΔH_1 , который должен бесполезно гаситься задвижками (дроселирование). Большие производительности

не могут быть достигнуты, так как при $Q_2 > Q_{\text{раб}}$ потребный напор H' больше того напора H_2 , который может быть развит насосом при данной производительности. Поэтому в тех случа-

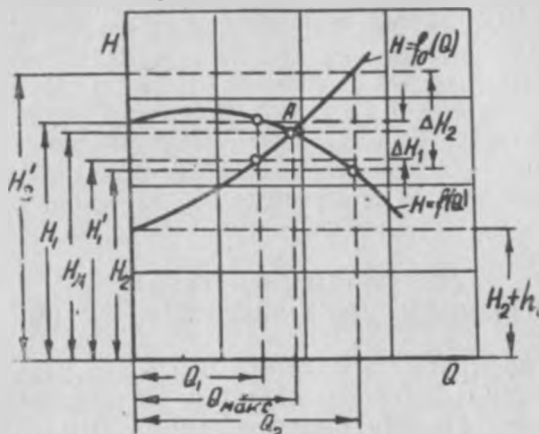


Рис. 159

ях, когда необходимая производительность соответствует точке на кривой $H = f(Q)$, расположенной выше рабочей точки A , возможны следующие решения:

1) применить насос с другой характеристикой, удовлетворяющей поставленным требованиям;

2) подобрать новую характеристику данного насоса путем увеличения числа оборотов (если это возможно);

3) уменьшить потери в сети путем изменения характеристики трубопровода (в рассматриваемом случае необходимо увеличение диаметра трубопровода).

Чтобы найти необходимое открытие задвижек, строят так называемые дроссельные кривые трубопровода.

Данные для построения получаются путем добавления к сопротивлениям трубопровода $h_c = f(Q)$ сопротивлений от задвижки при частичном открытии. Построив дроссельные характеристики для различных открытий задвижки α (рис. 160) и зная напор насоса H_1 , соответствующий

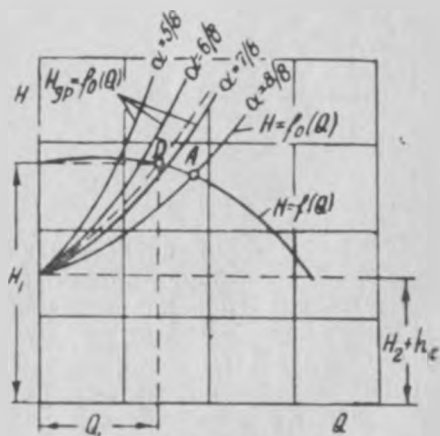


Рис. 160

потребной производительности Q (точка D на характеристике насоса), находим необходимую величину открытия задвижки.

На рис. 160 рабочая точка D соответствует открытию задвижки 6/8—7/8. Так как при дросселировании часть напора, развиваемого насосом, гасится задвижкой бесполезно, то дросселирование является неэкономичным методом регулирования насоса.

Наиболее экономичный метод регулирования производительности и напора — регулирование путем изменения числа оборотов. Оно осуществляется с помощью электродвигателей постоянного тока, двигателей внутреннего сгорания или специальных передач.

§ 70. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА НЕСКОЛЬКИХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Несколько центробежных насосов при совместной работе соединяются между собою последовательно или параллельно. Рассмотрим сначала условия параллельной работы двух центробежных насосов, подающих жидкость в один общий напорный

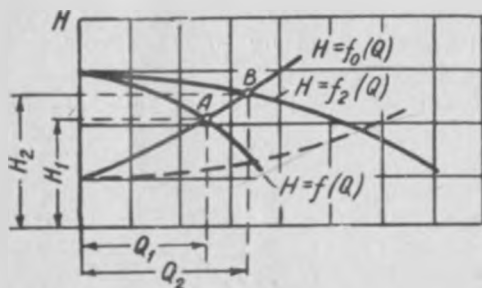


Рис. 161

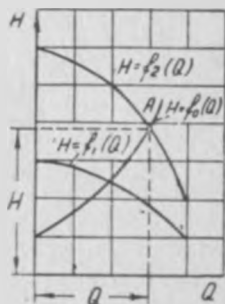


Рис. 162

трубопровод. При параллельной работе двух центробежных насосов общая характеристика получается сложением производительностей для каждого значения напора. На рис. 161 такое построение выполнено. Совмещение характеристики трубопровода $H = f_0(Q)$ с характеристикой двух параллельно работающих насосов показывает, что рабочая точка B дает производительность двух насосов Q_2 большую, чем производительность одного насоса (точка A), но меньшую суммарной производительности обоих насосов. При этом чем круче кривая трубопровода, тем менее выгодна параллельная работа насосов. Поэтому параллельную работу насосов следует рекомендовать только в тех случаях, когда характеристика трубопровода достаточно пологая (пунктирная кривая на рис. 161).

Рассмотрим условия совместной работы центробежных насосов, включенных последовательно. В этих случаях суммарная производительность насосов остается без изменения, а напор увеличивается пропорционально числу насосов.

На рис. 162 показана рабочая характеристика для двух одинаковых центробежных насосов, полученная в результате увеличения ординат напоров рабочей характеристики одного насоса вдвое. Последовательное включение насосов выполняется тогда, когда необходимо значительно увеличить напор. В силу крутого подъема кривой $H = f_0(Q)$ рабочая точка A дает значительное увеличение напора. При пологих характеристиках трубопроводов последовательное включение насосов малоэффективно.

§ 71. ПОДОБИЕ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ

Теоретические решения многих вопросов, связанных с движением вязкой жидкости в проточной части лопастных насосов, еще не найдены. Поэтому при конструировании новых образцов лопастных машин проводятся лабораторные исследования на моделях: проверяется и окончательно устанавливается форма лопастей рабочего колеса и направляющего аппарата, определяются к. п. д. насоса и изменение к. п. д. в зависимости от различных факторов (числа оборотов, производительности, напора), изучается явление кавитации и т. д.

Для перехода от данных, полученных на модели, к натурным колесам используется общая теория гидродинамического подобия потоков в применении к лопастным машинам.

В § 24 приведены главнейшие понятия о гидравлическом подобии потоков и о критериях подобия вязких жидкостей. Здесь мы изложим применение этих понятий к моделированию лопастных машин. *Геометрически подобными лопастными машинами называются такие, в которых все соответствующие размеры находятся в одинаковом отношении* (одинаковое число и форма лопастей, одинаковые углы наклона лопастей β_1 и β_2 , одинаковые условия подвода и отвода жидкости к рабочему колесу и т. д.). Из условия подобия потоков следует, что¹

$$\frac{u_n}{u_m} = \frac{\omega_n}{\omega_m} = \frac{c_n}{c_m}, \quad (395)$$

Определим связь между окружными скоростями вращения рабочего колеса в натуре u_n и на модели u_m . Для этого выразим

¹ Величины, относящиеся к натурной машине, будем отмечать индексом n , а соответствующие величины на модели — индексом m .

скорость u через число оборотов колеса в минуту n и радиус вращения r :

$$\frac{u_n}{u_m} = \frac{2\pi n_n r_n 60}{60 \cdot 2\pi n_m r_m} = \frac{r_n n_n}{r_m n_m} = \lambda \frac{n_n}{n_m}, \quad (396)$$

где $\lambda = \frac{r_n}{r_m}$ — линейный масштаб моделирования.

$$\text{Тогда} \quad \frac{u_n}{u_m} = \frac{w_n}{w_m} = \frac{c_n}{c_m} = \lambda \frac{n_n}{n_m}. \quad (397)$$

Производительность насоса определяется зависимостью

$$Q = \omega_2 c_{2r} = \omega_2 c_2 \sin \alpha_2,$$

где ω_2 — площадь поперечного сечения потока при выходе из рабочего колеса;

$c_{2r} = c_2 \sin \alpha_2$ — радиальная составляющая абсолютной скорости выхода c_2 .

Тогда, учитывая равенство углов α_2 в натуре и на модели, получим

$$\frac{Q_n}{Q_m} = \frac{\omega_n c_{2n} \sin \alpha_2}{\omega_m c_{2m} \sin \alpha_2} = \frac{l_n^2}{l_m^2} \lambda \frac{n_n}{n_m} = \lambda^3 \frac{n_n}{n_m}. \quad (398)$$

Теоретический напор, согласно уравнению (374),

$$H_T = \frac{c_2 u_2 \cos \alpha_2}{g} = \frac{c_{2n}^2 \cos^2 \alpha_2}{g}.$$

Тогда

$$\frac{H_{Tn}}{H_{Tm}} = \frac{c_{2n}^2 \cos^2 \alpha_2 g}{c_{2m}^2 \cos^2 \alpha_2 g} = \frac{c_{2n}^2}{c_{2m}^2} = \lambda^2 \left(\frac{n_n}{n_m} \right)^2. \quad (399)$$

Так как действительный напор, развиваемый рабочим колесом насоса, определяется зависимостью $H = \epsilon_2 \eta_T H_T$, то принимая $\epsilon_{2n} = \epsilon_{2m}$, получим

$$\frac{H_n}{H_m} = \frac{\epsilon_{2n} \eta_{Tn} H_{Tn}}{\epsilon_{2m} \eta_{Tm} H_{Tm}} = \lambda^2 \left(\frac{n_n}{n_m} \right)^2 \frac{\eta_{Tn}}{\eta_{Tm}}. \quad (400)$$

Мощность лопастной машины

$$N = \frac{\gamma Q H}{102 \eta},$$

где $\eta = \eta_r \eta_m \eta_0$ — полный к. п. д. насоса, поэтому

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{\gamma Q_n H_n 75 \eta_m}{75 \eta_n \gamma Q_m H_m} = \frac{Q_n H_n \eta_m}{Q_m H_m \eta_n} = \lambda^3 \frac{n_n}{n_m} \lambda^2 \left(\frac{n_n}{n_m} \right)^2 \frac{\eta_{Tm} \eta_{mm}}{\eta_{Tn} \eta_{mn}} = \lambda^5 \left(\frac{n_n}{n_m} \right)^5 \frac{\eta_{mm}}{\eta_{mn}}. \quad (401)$$

Полученные закономерности, устанавливающие связь между элементами натуре и модели, используются при моделировании

лопастных машин и обобщении опытных данных; они одинаково справедливы как для лопастных насосов, так и для гидравлических турбин.

Пример 40. Испытание модели центробежного насоса производилось в масштабе $\lambda = 5$ при числе оборотов $n = 590$ об/мин. При этом производительность модели насоса $Q_m = 8,9$ л/сек при напоре $H_m = 0,68$ м. Считая к. п. д. модели и натуре одинаковыми, определяем:

1) производительность и напор насоса при этом же числе оборотов $n_n = 590$ об/мин;

2) производительность и напор насоса при числе оборотов $n_n = 730$ об/мин.

Пользуясь зависимостями (398) и (400), получаем:

$$Q_n = Q_m \lambda^3 \frac{n_n}{n_m} = 8,9 \cdot 5^3 \frac{590}{590} = 1112 \text{ л/сек},$$

$$H_n = H_m \lambda^2 \left(\frac{n_n}{n_m} \right)^2 = 0,68 \cdot 5^2 \left(\frac{590}{590} \right)^2 = 17 \text{ м}.$$

Требующиеся данные вычисляем аналогичным путем:

$$Q_n = Q_m \lambda^3 \frac{n_n}{n_m} = 8,9 \cdot 5^3 \frac{730}{590} = 1372 \text{ л/сек},$$

$$H_n = H_m \lambda^2 \left(\frac{n_n}{n_m} \right)^2 = 0,68 \cdot 5^2 \left(\frac{730}{590} \right)^2 = 25,9 \text{ м}.$$

В условиях нашего примера для простоты вычислений мы приняли к. п. д. насоса постоянным и не зависящим от масштаба модели и числа оборотов. Фактически к. п. д. меняется в зависимости от размеров машины и числа оборотов, что и учитывается на практике.

§ 72. ЗАВИСИМОСТЬ НАПОРА, ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ И МОЩНОСТИ ЦЕНТРОБЕЖНОГО НАСОСА ОТ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

Из параллелограмма скоростей (рис. 154), соответствующих области схода потока с рабочего колеса, получаем

$$c_2 = u_2 \frac{\sin \beta_2}{\sin (\alpha_2 + \beta_2)}. \quad (402)$$

Подставив в основное уравнение центробежного насоса (381)

$$H = \frac{c_2 \gamma_r c_2 u_2 \cos \alpha_2}{g}$$

значение c_2 , по формуле (402) получим

$$H = \frac{c_2 \gamma_r \sin \beta_2 \cos \alpha_2}{g \sin (\alpha_2 + \beta_2)} u_2^2, \text{ или } u_2 = \sqrt{\frac{g \sin (\alpha_2 + \beta_2)}{c_2 \gamma_r \sin \beta_2 \cos \alpha_2}} \sqrt{H}. \quad (403)$$

Затем, определив окружную скорость из зависимости (402):

$$u_2 = \frac{c_2 \sin(\alpha_2 + \beta_2)}{\sin \beta_2},$$

подставим ее значение в уравнение (403)

$$H = \frac{\varepsilon_2 \tau_r \sin(\alpha_2 + \beta_2) \cos \alpha_2}{g \sin \beta_2} c_2^2,$$

или

$$c_2 = \sqrt{\frac{g \sin \beta_2}{\varepsilon_2 \tau_r \sin(\alpha_2 + \beta_2) \cos \alpha_2}} \sqrt{H}. \quad (404)$$

Если рассматривать серию подобных центробежных насосов, то можно считать, что квадратные корни в уравнениях (403) и (404), стоящие перед выражением $\sqrt{H}$, являются величинами постоянными для всей серии подобных насосов, так как в подобных насосах значения углов α_2 и β_2 , а также величина ε_2 одинаковы. Кроме того, можно принять $\tau_r = \text{const}$.

Обозначим

$$k = \sqrt{\frac{g \sin(\alpha_2 + \beta_2)}{\varepsilon_2 \tau_r \sin \beta_2 \cos \alpha_2}} \quad \text{и} \quad m = \sqrt{\frac{g \sin \beta_2}{\varepsilon_2 \tau_r \sin(\alpha_2 + \beta_2) \cos \alpha_2}}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} u_2 &= k \sqrt{H}, \\ c_2 &= m \sqrt{H}. \end{aligned} \quad (405)$$

Следовательно, в подобных насосах окружная скорость вращения u_2 и абсолютная скорость c_2 изменяются только при изменении напора.

Число оборотов рабочего колеса может быть определено через окружную скорость вращения:

$$n = \frac{60 u_2}{\pi D} = \frac{60 k \sqrt{H}}{\pi D}, \quad (406)$$

где D — диаметр рабочего колеса.

Предположим теперь, что рабочее колесо центробежного насоса при числе оборотов n развивает напор H и дает производительность Q , а при числе оборотов n_1 развивает напор H_1 , обеспечивая производительность Q_1 . Тогда согласно (406)

$$\frac{n}{n_1} = \frac{60 k \sqrt{H} \pi D}{60 k \sqrt{H_1} \pi D} = \frac{\sqrt{H}}{\sqrt{H_1}}. \quad (407)$$

Так как производительность колеса пропорциональна абсолютной скорости выхода c_2 , то в соответствии с (406)

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{m \sqrt{H}}{m \sqrt{H_1}}. \quad (408)$$

Кроме того, на основании зависимостей (407) и (408) получаем

$$\frac{n}{n_1} = \frac{Q}{Q_1}. \quad (409)$$

Следовательно, производительность центробежного насоса изменяется прямо пропорционально изменению числа оборотов рабочего колеса, а напор, развиваемый насосом, — прямо пропорционально квадрату изменения числа оборотов, если предполагать, что к. п. д. остается постоянным при всех режимах работы насоса.

Мощность, потребляемая насосом при числе оборотов n , равна

$$N = \frac{\gamma Q H}{102 \eta},$$

а при числе оборотов n_1

$$N_1 = \frac{\gamma Q_1 H_1}{102 \eta}.$$

Тогда

$$\frac{N}{N_1} = \frac{\gamma Q H 102 \eta}{\gamma Q_1 H_1 102 \eta} = \frac{Q H}{Q_1 H_1} = \frac{\sqrt{H} H}{\sqrt{H_1} H_1} = \frac{H^{3/2}}{H_1^{3/2}}, \quad (410)$$

или

$$\frac{N}{N_1} = \left(\frac{n}{n_1} \right)^3, \quad (411)$$

т. е. мощность, потребляемая насосом, изменяется прямо пропорционально третьей степени изменения числа оборотов рабочего колеса. Если в формулах (407), (408) и (409) принять $H = 1$, то получающиеся в результате значения n_1 , Q_1 и N_1 называются «приведенными к 1 метру напора». Следовательно, приведенное число оборотов

$$n_1' = \frac{n}{\sqrt{H}}, \quad (412)$$

приведенный расход

$$Q_1' = \frac{Q}{\sqrt{H}}, \quad (413)$$

приведенная мощность

$$N_1' = \frac{N}{H \sqrt{H}}. \quad (414)$$

Следует отметить, что формулы (407), (408), (409) и (411) могут служить только для ориентировочных расчетов.

При выполнении точных расчетов необходимо учитывать изменение к. п. д. колеса, которое связано с изменением числа оборотов. Для этой цели служат характеристики насоса.

§ 73. КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ

Коэффициентом быстроходности или удельным числом оборотов n_s называется число оборотов в минуту такого эталонного насосного колеса, перекачивающего воду, которое, имея одинаковый к. п. д. с геометрически подобным ему колесом, при затрате мощности $N_s = 0,736$ квт развивает напор $H_s = 1$ м. Будем рассматривать два подобных колеса, имеющих различные диаметры D и D_s , а также различное число оборотов n и n_s .

Пусть напоры этих рабочих колес соответственно H и $H_s = 1$ м, производительности — Q и Q_s , мощности — N и $N_s = 1$ л. с. = $0,736$ квт.

1. Применяя выражение (381) для определения напора, получим значения

$$H = \frac{\varepsilon_2 \gamma_r \mu_2 c_2 \cos \alpha_2}{g} \quad \text{и} \quad H_s = \frac{\varepsilon_2 \gamma_r \mu_2 c_2 \cos \alpha_2}{g},$$

и отношение

$$\frac{H}{H_s} = \frac{\varepsilon_2 \gamma_r \mu_2 c_2 \cos \alpha_2}{\varepsilon_2 \gamma_r \mu_2 c_2 \cos \alpha_2}. \quad (415)$$

По условиям подобия

$$\varepsilon_2 \gamma_r = \varepsilon_2 \gamma_r \quad \text{и} \quad \frac{\mu_2 c_2}{\mu_2 c_2} = \left(\frac{nD}{n_s D_s} \right)^2.$$

Следовательно, отношение (415) можно записать в виде

$$\frac{H}{H_s} = \left(\frac{nD}{n_s D_s} \right)^2. \quad (416)$$

2. Из выражения для производительности $Q = \omega_2 c_2$, можно определить величину отношения производительностей двух подобных насосов с различными диаметрами (D и D_s) и различным числом оборотов (n и n_s):

$$\frac{Q}{Q_s} = \frac{\omega_2 c_2}{\omega_2 c_2} = \frac{D^2 n D}{D_s^2 n_s D_s} = \frac{n D^3}{n_s D_s^3}. \quad (417)$$

3. Отношение мощностей подобных насосов определяется из выражения для мощности лопастной машины:

$$\frac{N}{N_s} = \frac{QH}{QH_s} = \frac{n^3 D^5}{n_s^3 D_s^5}. \quad (418)$$

Определяя D_s из равенства (416) и подставляя его значение в (418) при $H_s = 1,0$ м и $N_s = 0,736$ квт, получим выражение для n_s .

$$n_s = \frac{n \sqrt[4]{N}}{H \sqrt[4]{N}}. \quad (419)$$

Заменив здесь $N = \frac{1QH}{75}$ для $\gamma = 1000 \text{ кг/м}^3$, найдем окончательное выражение для коэффициента быстроходности:

$$n_s = \frac{3.65n \sqrt{Q}}{H^{1/4}} \quad (420)$$

Зависимость для коэффициента быстроходности n_s можно получить и в другом виде на основании формул (404) и (407), положив $H = 1$. Тогда

$$n_s = \frac{60k}{\pi D_s} = \frac{60}{\pi D_s} \sqrt{\frac{g \sin(\alpha_2 + \beta_2)}{\epsilon_2 \gamma_r \sin \beta_2 \cos \alpha_2}}, \quad (421)$$

где D_s — диаметр рабочего колеса, удовлетворяющий условиям, которые определяют понятие коэффициента быстроходности.

Центробежные насосы			Колесо диагонального насоса	Колесо пропеллерного насоса
Тихоходное колесо	Нормальное колесо	Быстроходное колесо		
 $D_2 = D_1$ $n_s = 40-80$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 2,5$	 $D_2 = D_1$ $n_s = 80-120$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 2$	 $D_2 = D_1$ $n_s = 120-200$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 1,8-1,4$	 $D_2 = D_1$ $n_s = 200-500$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 1,2-1,1$	 $D_2 = D_1$ $n_s = 500-1200$ $\frac{D_2}{D_0} \approx 0,8$

Рис. 163

Следовательно, коэффициент быстроходности характеризует конструктивные особенности серии подобных насосов, определяемых постоянными для всей серии величинами α_2 , β_2 , ϵ , и γ_r . Поэтому данный коэффициент и служит для классификации лопастных насосов, а также для их подбора в соответствии с заданными условиями.

Все насосы в зависимости от их быстроходности делятся на пять основных типов (табл. 16 и рис. 163).

Из формулы (420) следует, что при заданном числе оборотов n коэффициент быстроходности n_s увеличивается с ростом производительности и с уменьшением напора. Следовательно, в общем случае тихоходные колеса служат для создания больших напоров при малой производительности, а быстроходные колеса (диагональные, пропеллерные) дают большую произво-

дительность при сравнительно незначительных напорах. Поэтому тихоходные насосы наиболее часто применяются в водоснабжении и во всех специальных случаях, когда необходимо создание больших давлений в сети, а пропеллерные — в установках, предназначенных для подъема больших масс воды на сравнительно небольшую высоту, например, для подачи воды в оросительные каналы.

Таблица 16

Типы рабочих колес и их быстроходности

Типы колес	n_1	$\frac{D_2^1}{D_0}$
Тихоходные центробежные	40—80	2,50
Нормальные »	80—120	2 00
Быстроходные »	120—200	1,8—1,4
Полусековые (диагональные)	200—500	1,2—1,1
Осевые (пропеллерные)	500—1200	0,8

Пример 41. Определить тип рабочего колеса по коэффициенту быстроходности, если известны число оборотов насоса $n = 1450$ об/мин, производительность $Q = 0,05$ м³/сек и напор $H = 25,0$ м. Пользуясь формулой (420), получаем

$$n_s = 3,65n \frac{\sqrt{Q}}{H^{3/4}} = \frac{3,65 \cdot 1450 \sqrt{0,05}}{25^{3/4}} = 106 \text{ об/мин.}$$

По табл. 16 устанавливаем, что в рассматриваемом случае следует принять колесо нормальной быстроходности ($n_s = 80 \div 150$).

§ 74. ПРОЦЕСС ВСАСЫВАНИЯ И ЯВЛЕНИЕ КАВИТАЦИИ

Приняв за плоскость сравнения уровень свободной поверхности жидкости в колодце $O-O$ (рис. 148), напомним уравнение Бернулли для сечений $O-O$ и $I-I$ (сечение $I-I$ соответствует всасывающему патрубку насоса):

$$\frac{p_{0T}}{\gamma} + \frac{v_0^2}{2g} = h_{вс} + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} + h_{вс.п.},$$

где v_0 — скорость движения жидкости в колодце;

p_1 — абсолютное гидродинамическое давление в сечении $I-I$;

v_1 — скорость движения жидкости во всасывающем патрубке;

$h_{вс}$ — геометрическая высота всасывания;

$h_{вс.п.}$ — потери при всасывании.

¹ Здесь D_2 — наружный диаметр рабочего колеса; D_0 — диаметр отверстия входа потока в колесо.

Вследствие малости скорости v_0 величиной скоростного напора $\frac{v_0^2}{2g}$ можно пренебречь. Тогда

$$h_{\text{вс}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_1}{\gamma} - h_{\text{ш вс}} - \frac{c_1^2}{2g},$$

или

$$h_{\text{вс}} = h_{\text{вак}} - h_{\text{ш вс}} - \frac{c_1^2}{2g}. \quad (422)$$

Определяя высоту всасывания, необходимо иметь в виду следующее обстоятельство: при работе насоса во всасывающей трубе происходит снижение давления до величины $p_1 < p_{\text{ат}}$. Если давление p_1 понизится до давления парообразования всасываемой жидкости $p_{\text{п}}$, то начнется образование паров, и нормальная работа насоса будет нарушена. Поэтому минимальное давление в насосе должно быть выше давления парообразования всасываемой жидкости. В частности, давление паров воды сильно увеличивается с повышением ее температуры (табл. 17).

Таблица 17

Давление паров воды $p_{\text{п}}$ в зависимости от температуры

Температура $t, ^\circ\text{C}$	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$p_{\text{п}}, \text{ м вод. ст.}$	0,09	0,12	0,24	0,43	0,75	1,25	2,00	3,17	4,80	7,10	10,33

Величина полной удельной энергии потока при входе в насос, равная

$$E_1 = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g},$$

должна обеспечивать создание заданной скорости входа c_1 и преодоление потерь при входе без понижения давления до величины, при которой может начаться парообразование. При этом необходимо иметь избыток давления по сравнению с давлением парообразования, т. е.

$$\Delta H = E_1 - \frac{p_{\text{п}}}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g} - \frac{p_{\text{п}}}{\gamma}. \quad (423)$$

Определив отсюда значение кинетической энергии

$$\frac{c_1^2}{2g} = \Delta H - \frac{p_1}{\gamma} + \frac{p_{\text{п}}}{\gamma},$$

подставим его в выражение (422) для высоты всасывания:

$$h_{\text{вс}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_1}{\gamma} - h_{\text{всв}} - \Delta H + \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_n}{\gamma} = \frac{p_{\text{ат}} - p_n}{\gamma} - h_{\text{всв}} - \Delta H. \quad (424)$$

Для обеспечения надежной работы насоса величина избыточного давления ΔH умножается на коэффициент запаса $\varphi = 1,2 \div 1,4$. Тогда формула для определения так называемой «критической» (максимально допустимой) высоты всасывания получает следующее выражение:

$$h_{\text{вс}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_n}{\gamma} - h_{\text{всв}} - \varphi \Delta H. \quad (425)$$

Следовательно, высота всасывания зависит от температуры жидкости, перекачиваемой насосом, потерь при всасывании и от величины необходимого давления при всасывании, а также рода жидкости.

Явление кавитации. Если давление при входе на лопасти рабочего колеса понизится до давления парообразования всасываемой жидкости, то в межлопастном пространстве рабочего колеса образуются пары, наличие которых обуславливает кавитацию.

Явление кавитации в лопастных машинах заключается в следующем: выделяющиеся из жидкости пузырьки пара увлекаются движущимся потоком и, попадая в область повышенного давления, исчезают в результате конденсации. Вследствие исчезновения пузырьков при мгновенной конденсации пара происходит местное повышение давления до 1000 и более атмосфер.

Механическое действие повышенного давления (местные удары при мгновенном заполнении жидкостью объемов, освободившихся в результате конденсации пузырьков пара) приводит к разрушению лопастей. Кроме того, разрушение лопастей при кавитации происходит также из-за эрозии металла.

Кавитация сопровождается характерным шумом и треском внутри насоса, понижает к. п. д. насоса, напор и иногда вызывает вибрацию агрегата. Особенно быстро при этом разрушается чугун. Более стойкими металлами оказываются бронза и нержавеющая сталь, но и они подвергаются разрушению. Поэтому кавитация при работе насосов недопустима, а высота всасывания должна быть такой, при которой возникновение кавитации невозможно. Отсюда следует, что для устранения возможности возникновения кавитации необходимо обеспечить минимальное избыточное давление всасывания ΔH , определяемое зависимостью

$$\Delta H = \sigma H, \quad (426)$$

где σ — коэффициент кавитации, определяемый как опытным, так и теоретическим путем;

H — напор, развиваемый насосом.

Таким образом, наибольшая высота всасывания не должна превышать значения

$$h_{\text{вс}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_{\text{н}}}{\gamma} - h_{\text{всв}} - \varphi \sigma H. \quad (427)$$

Для определения коэффициента кавитации σ можно пользоваться формулой

$$\sigma = \left(\frac{n_s}{C} \right)^{1/4}, \quad (428)$$

где n_s — коэффициент быстроходности рабочего колеса;

C — коэффициент, характеризующий конструкцию насоса (обычно $C = 500 \div 600$, для некоторых конструкций $C = 800 \div 1000$).

Допустимая вакуумметрическая высота всасывания для центробежных насосов обычно колеблется в пределах от 6,0 ($t = 10^\circ \text{C}$) до 4,5 м ($t = 30^\circ \text{C}$).

Пример 42. Центробежный насос типа 20НДн производительностью $Q = 555 \text{ л/сек}$ при напоре $H = 13,5 \text{ м}$ имеет число оборотов $n = 730 \text{ об/мин}$. Определить коэффициент кавитации и максимально возможную высоту всасывания для этого насоса. Известно, что температура перекачиваемой воды составляет 20°C , потери во всасывающей линии $h_{\text{всв}} = 0,50 \text{ м}$, коэффициент C в формуле (428) равен 800.

Установим сначала коэффициент быстроходности по формуле (420):

$$n_s = \frac{3,65n \sqrt{Q}}{H^{3/4}} = \frac{3,65 \cdot 730 \sqrt{0,555}}{13,5^{3/4}} = 282 \text{ об/мин.}$$

Затем по формуле (428) определим коэффициент кавитации:

$$\sigma = \left(\frac{n_s}{C} \right)^{1/4} = \left(\frac{282}{800} \right)^{1/4} = 0,247,$$

а по (425) — максимальную высоту всасывания, принимая для воды при 20°C давление $p_{\text{н}} = 0,236 \text{ м}$, коэффициент $\varphi = 1,2$:

$$h_{\text{вс}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_{\text{н}}}{\gamma} - h_{\text{всв}} - \varphi \sigma H = 10,0 - 0,236 - 0,50 - 1,2 \cdot 0,247 \times 13,5 = 5,26 \text{ м.}$$

Величину вакуума, образующегося в насосе, найдем по формуле (422) при скорости входа воды в насос $c_1 = 1,5 \text{ м/сек}$. Тогда

$$h_{\text{вак}} = h_{\text{вс}} + h_{\text{всв}} + \frac{c_1^2}{2g} = 5,26 + 0,50 + \frac{1,5^2}{19,62} = 5,88 \text{ м.}$$

§ 75. ПРИМЕРЫ КОНСТРУКЦИИ ЛОПАСТНЫХ НАСОСОВ, ИЗГОТОВЛЯЕМЫХ НАШЕЙ ПРОМЫШЛЕННОСТЬЮ

В настоящем параграфе приведено краткое описание некоторых конструкций лопастных насосов, изготавливаемых отечественными заводами и предназначенных для перекачки чистой воды с температурой до 80°C .

Марка насосов обозначается цифрами и буквами, характеризующими размеры, тип и быстроходность насоса. Например,

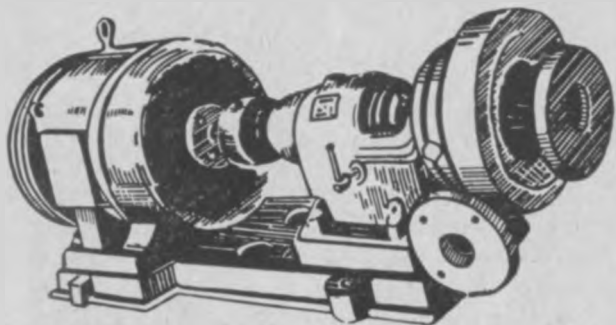


Рис. 164

8К-18 обозначает: 8 — диаметр входного патрубка в мм, уменьшенный в 25 раз; К — тип насоса — консольный; 18 — коэффициент быстроходности, уменьшенный в 10 раз. 6НДв обозначает: 6 — диаметр напорного патрубка с тем же уменьшением; Н — насос; Д — двухсторонний (двухсторонний вход на рабочее колесо); в — высоконапорный и т. д. Консольный центробежный насос типа К с односторонним входом потока на рабочее колесо показан на рис. 164 и 165. Корпус насоса и рабочее колесо выполнены из чугуна. Насос может работать непосредственно от электродвигателя, но имеет также шкив для ременной передачи. Производительность насосов данного типа колеблется от 1,3 до 100 л/сек при напорах 12—100 м. На поперечном разрезе насоса показаны (рис. 165): 1 — корпус насоса; 2 — рабочее колесо; 3 — опорная стойка; 4 — входной патрубок; 5 — рабочий вал; 6 — гайка рабочего колеса; 7 — подшипники; 8 — сальник; 9 — кольцо водяного уплотнения; 10 — упругая муфта для соединения с электродвигателем.

В зависимости от размеров консольные насосы имеют к. п. д. от $\eta = 0,53$ (1,5К-6) до $\eta = 0,82$ (8К-12) при числе оборотов $n = 2900$ (малые насосы) и $n = 1450$ об/мин (большие). Одноколесный горизонтальный насос типа НД с двухсторонним входом воды на рабочее колесо показан на рис. 166, 167 и 168. Корпус насоса изготавливается из чугуна; конструктивно он выполнен с горизонтальной плоскостью разъема. При помощи

упругой муфты насос соединяется с электродвигателем, размещаясь с ним на одной плите. Производительность таких насосов колеблется в пределах 25—1400 л/сек при напорах от 10

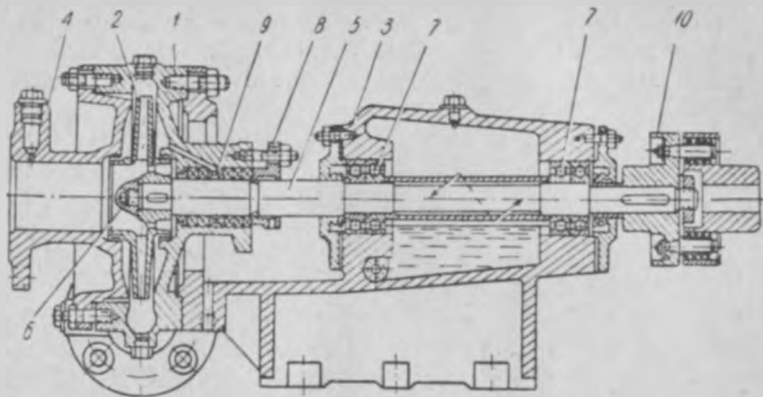


Рис. 165

до 100 м. В отличие от насосов с односторонним входом, насосы этого типа менее подвержены кавитации и характеризуются лучшим уравниванием осевого давления.

Насосы с двухсторонним входом имеют высокий к. п. д. и работают в широком диапазоне оборотов: $n = 585 \div 2950$ об./мин.

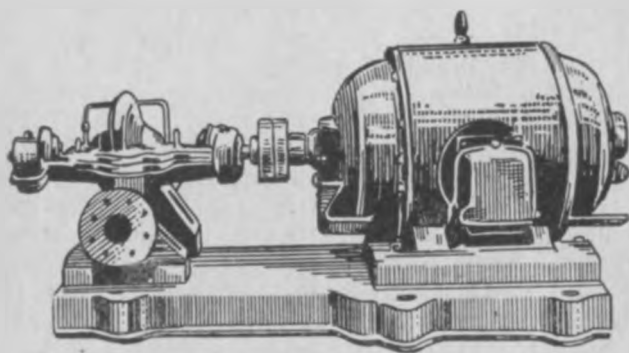


Рис. 166

В связи с этим насосы НД получили широкое распространение.

Многоступенчатые центробежные насосы. В качестве примера приведена конструкция многоступенчатого насоса секционного типа, представленная на рис. 169. Каждая секция этого насоса состоит из корпуса *а* и лопаточного диффу-

зора 6. Насосы предназначены для питания водой паровых котлов, шахтных водоотливных установок и т. д. Они могут развивать напор до 700 м при производительности 30—300 м³/ч. Число оборотов таких насосов— 2950 или 1450 об/мин.

Центробежные насосы на вертикальном валу, применяющиеся, например, для откачки воды из скважин, показаны на рис. 170 и 171. На рис. 170 представлен насос с электродвигателем

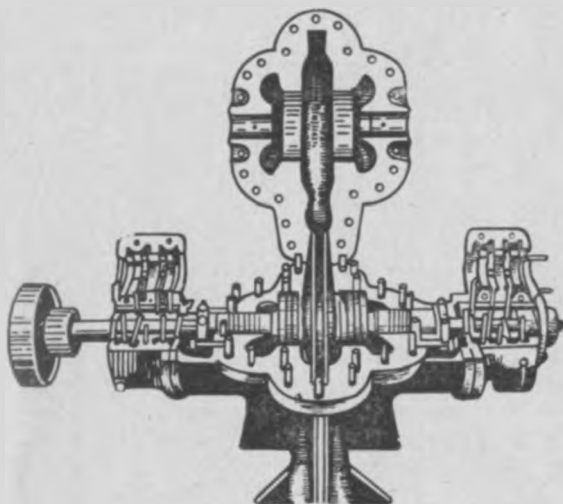


Рис. 167

на поверхности скважины, а на рис. 171 — насос с погруженным электродвигателем. Эти насосы используются при водоснабжении из артезианских скважин и называются глубинными или артезианскими. Преимуществом насосов с погруженным электродвигателями, погружаемыми в скважину и заполненного вала. Эти насосы приводятся в движение специальными электродвигателями, погружаемыми в скважину и заполненными дистиллированной водой или маслом.

На рис. 172 приведен сводный график полей $H = f(Q)$ наиболее широко применяемых центробежных насосов для чистой воды, изготовляемых отечественными заводами.

§ 76. ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ И ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ОБ ОСЕВЫХ НАСОСАХ

Перед пуском центробежного насоса необходимо предварительно заполнить водой его корпус и всасывающую трубу. Заливка насосов небольших размеров обычно осуществляется через специальную воронку с краном, установленную в самой верхней точке корпуса.

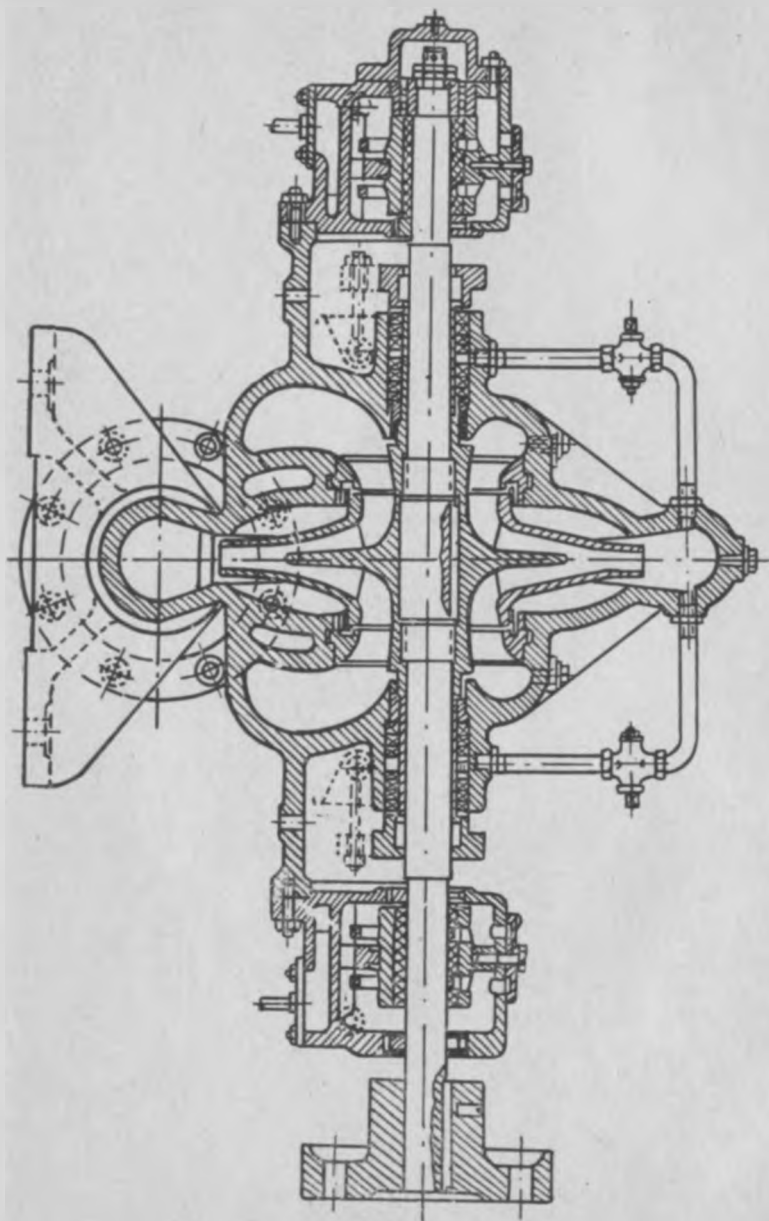


Рис 168

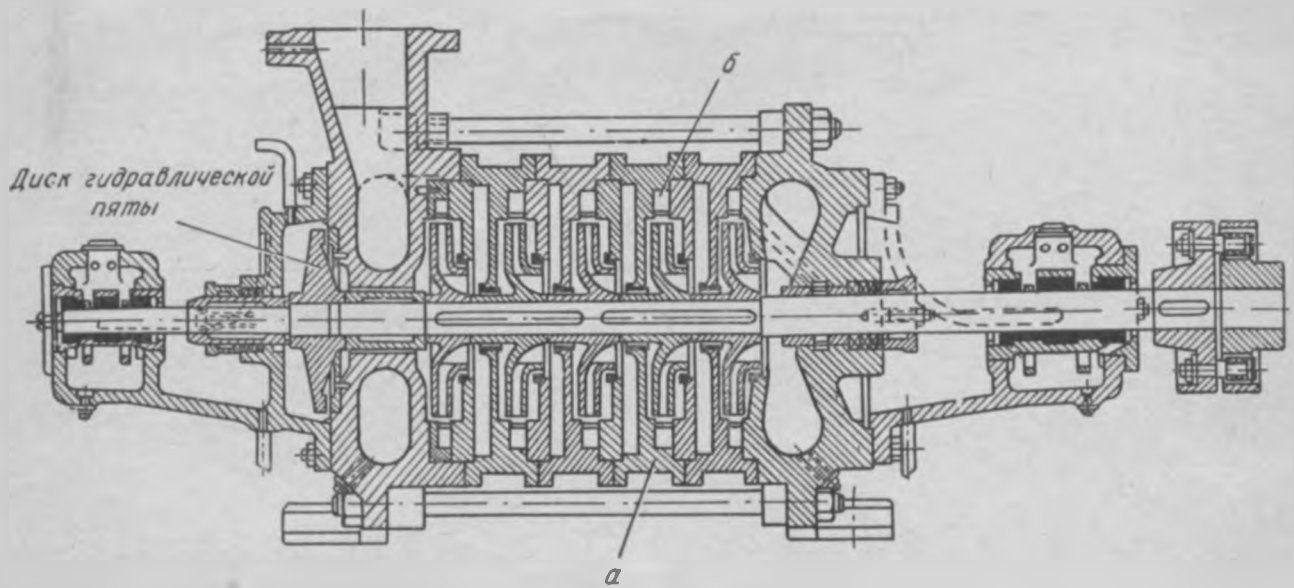


Рис. 169

Рис. 170

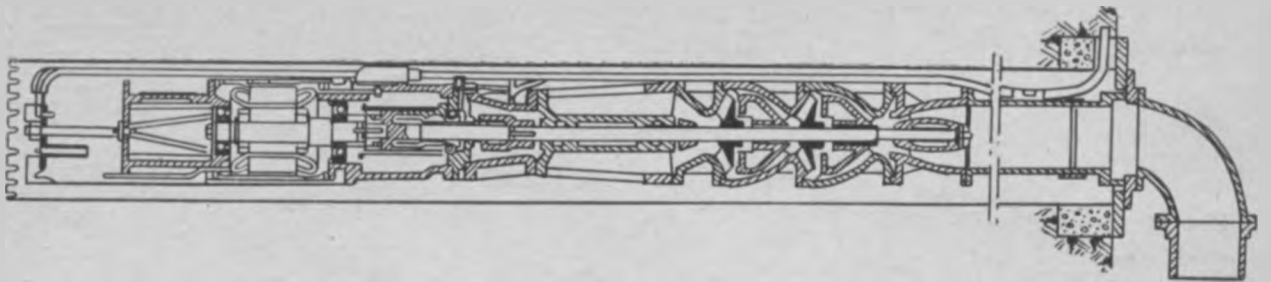
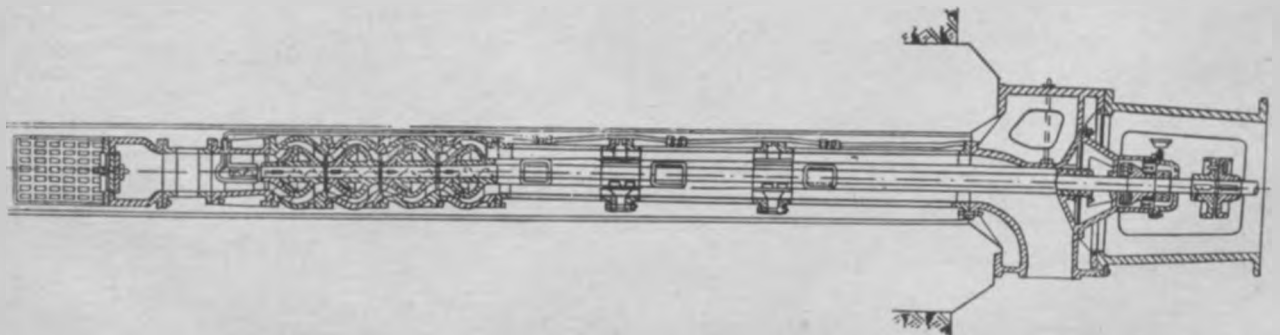
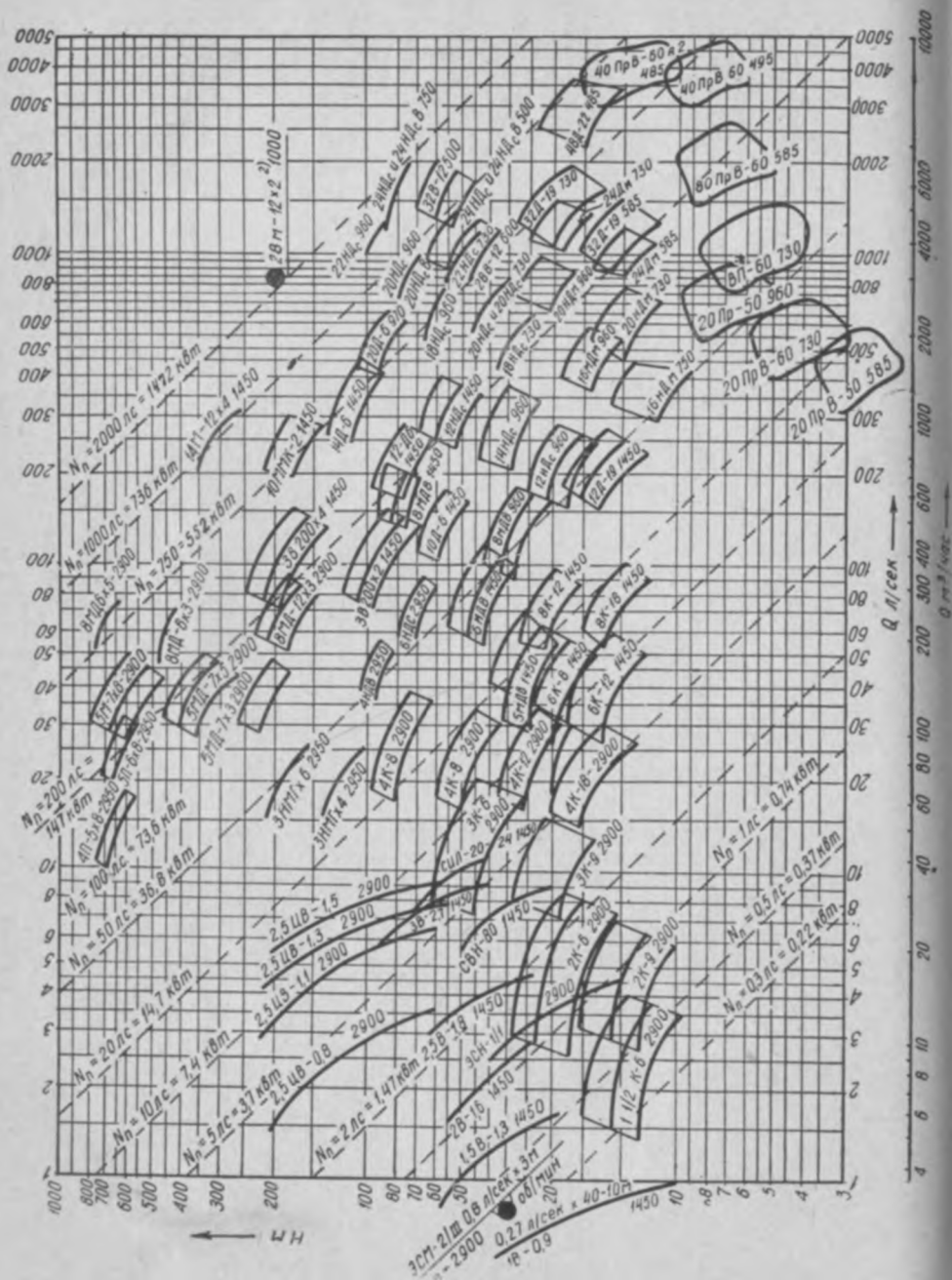


Рис. 171





Выливаю воду из насоса через всасывающую трубу препятствует устанавливаемый на ее конце обратный клапан. Заполнение водой насосов больших размеров производится посредством создания вакуума в корпусе насоса и всасывающей трубе с помощью специальных вакуум-насосов или эжекторов. Для присоединения трубки вакуум-насоса или эжектора служит отверстие, закрытое пробкой и расположенное в самой высокой точке насоса.

Чтобы предотвратить засасывание воздуха насосом, конец всасывающей трубы погружают в воду не менее чем на 0,5 м ниже самого минимального горизонта воды в водоприемном колодце.

Валы насоса и мотора должны быть строго центрированы. Пуск центробежных насосов во избежание перегрузки двигателя в большинстве случаев производится при закрытой задвижке, которая постепенно открывается после начала вращения рабочего колеса. При эксплуатации насосов особое внимание следует обращать на состояние сальников, так как чрезмерно затянутый сальник и слишком твердая набивка вызывают нагревание сальников, ускоряют износ вала и вызывают дополнительные потери энергии на трение. Поэтому нужно затягивать сальники таким образом, чтобы через них слегка просачивалась вода.

Во время работы насоса необходимо вести наблюдения за показаниями приборов: вакуумметра, манометра и амперметра, с помощью которых можно контролировать процесс всасывания, нагнетания и работу электромотора. Кроме того, нужно следить за производительностью насоса.

Показания амперметра, в частности, позволяют предупредить перегрузку мотора в случае возникновения различных неполадок в насосе (засорение насоса, увеличение осевого давления, заедание шеек вала в подшипниках и т. д.). Перед остановкой насоса необходимо закрыть задвижку, установленную на нагнетательном трубопроводе.

В последнее время широкое распространение получили осевые (пропеллерные) насосы большой производительности. С их помощью можно поднимать значительные массы воды при сравнительно небольших напорах. Это открывает большие перспективы для использования таких насосов в сельском хозяйстве при организации работ по механическому орошению.

На рис. 173 представлена схема пропеллерного насоса. Рабочее колесо 1, напоминающее собою гребной винт, состоит из

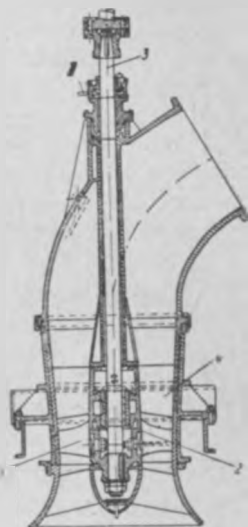


Рис. 173

нескольких лопастей, изогнутых по винтовой поверхности и прикрепленных к втулке 2, соединенной с вертикальным рабочим валом 3.

В осевых насосах жидкость поступает к рабочему колесу и отводится от него в осевом направлении. Рабочее колесо при своем вращении отклоняет поток жидкости от осевого направления в сторону, противоположную окружной скорости лопастей. Указанное отклонение обуславливает изменение количества движения и связанную с ним разность давлений в сечениях перед лопастным колесом и за ним. Для уменьшения потерь энергии за рабочим колесом устанавливается неподвижный направляющий аппарат 4.

Напор, развиваемый осевым насосом, определяется из основного уравнения лопастных машин (368), которое для осевого насоса при $R_1 = R_2 = R_3$ и $u_1 = u_2 = \omega R = u$ может быть записано в виде

$$H_T = \frac{c_2 u \cos \alpha_2}{g} - \frac{c_1 u \cos \alpha_1}{g} = \frac{1}{g} (c_2 \cos \alpha_2 - c_1 \cos \alpha_1) u. \quad (429)$$

При отсутствии предварительного закручивания жидкость входит на лопасти рабочего колеса в осевом направлении, т. е.

$$c_1 \cos \alpha_1 = 0.$$

Следовательно,

$$H_T = \frac{c_2 u \cos \alpha_2}{g}. \quad (430)$$

Производительность осевых насосов колеблется в весьма значительных пределах: от 0,10 до 25 м³/сек при напорах, не превышающих 4—6 м. Для создания больших напоров (10—12 м) применяются двухступенчатые насосы. Самые мощные пропеллерные насосы, имеющие производительность 25 м³/сек при напорах от 6 до 11,5 м, установлены на насосных станциях канала имени Москвы.

Ввиду высокой быстроходности высота всасывания осевых насосов во избежание кавитации принимается отрицательной (заглубление насоса под уровень).

Высокая производительность, простота конструкции, высокие к. п. д. и малая чувствительность к засорению способствуют широкому распространению насосов пропеллерного типа в различных отраслях народного хозяйства.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ТУРБИНЫ

§ 77. НАЗНАЧЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ТУРБИН. СПОСОБЫ СОЗДАНИЯ НАПОРА

Гидравлической турбиной называется гидравлический двигатель, служащий для преобразования энергии потока жидкости в механическую энергию на валу турбины. При помощи гидрогенератора, ротор которого обычно бывает укреплен на одном

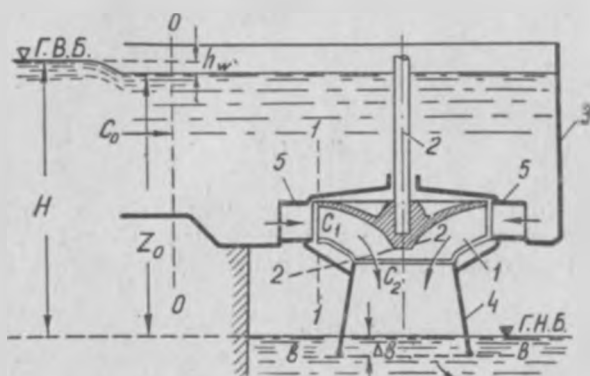


Рис. 174

валу с турбиной, механическая энергия вращения преобразуется в электрическую. Гидравлическая турбина состоит из рабочего колеса, имеющего ряд лопастей специального профиля; жидкость, протекая через рабочее колесо, отдает ему свою энергию, приводя колесо во вращение. На рис. 174 представлена схема реактивной турбины, где 1 — рабочее колесо; 2 — вал турбины; 3 — турбинная камера; 4 — отсасывающая труба и 5 — направляющий аппарат.

Гидравлические турбины являются основным оборудованием гидроэлектрических станций (ГЭС), служащих для использования энергии водных потоков. Энергия потоков используется в местах сосредоточенных падений, в большинстве случаев создаваемых гидротехническими сооружениями (плотинами, деривационными каналами или их сочетанием).

Плотина, перегораживающая русло реки, поднимает уровень воды в ней, создавая необходимый для работы гидростанции напор (разность уровней), равный H (рис. 175). Деривационный канал, подводящий воду из реки к турбинам гидростанции, создает напор H (рис. 176) за счет разности уклонов дна канала и реки, наращивая разность уровней по мере удаления от

места водозабора. Очень часто на реке перед деривационным каналом устраивается плотина с целью увеличения напора, для облегчения поступления воды в канал и т. д.

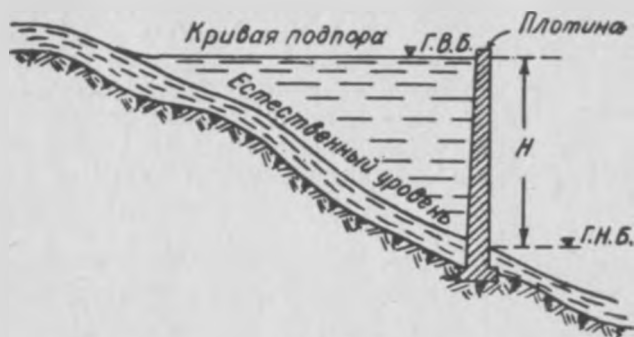


Рис. 175

В зависимости от способа создания напора гидростанции разделяются на следующие три основных типа: 1) приплотинные ГЭС, 2) деривационные, 3) плотинно-деривационные (смешанные).



Рис. 176

В приплотинных ГЭС напор создается плотиной, а в деривационных — деривационным каналом. Плотинно-деривационная ГЭС является комбинированным решением: в создании напора здесь участвуют и плотина и деривационный канал.

Если обозначить через H высоту падения (напор гидростанции) потока в метрах, через Q — расход потока в $\text{м}^3/\text{сек}$, а через γ — объемный вес воды в $\text{кг}/\text{м}^3$, то мощность, которую может совершить поток за 1 сек (без учета потерь), равна

$$N = \gamma QH \text{ кгм},$$

или

$$N = \frac{\gamma QH}{75} \text{ л. с.} = \frac{\gamma QH}{102} \text{ квт.} \quad (431)$$

Так, для воды $\gamma = 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$, поэтому

$$N = 13,33QH \text{ л. с.} = 9,81QH \text{ квт.} \quad (432)$$

На гидростанции не вся мощность потока, определяемая зависимостью (432), используется полезно. Преобразование гидравлической энергии в механическую происходит с потерями, поэтому, если обозначить через N_r мощность гидростанции, измеряемую на валу турбины, то к. п. д. гидростанции определится отношением

$$\eta_r = \frac{N_r}{N}. \quad (433)$$

Так как к. п. д. гидростанции по зависимости (433) учитывает все потери энергии (потери в подводящих и отводящих сооружениях и потери в самой турбине), то он не может характеризовать к. п. д. самой турбины. Поэтому вводится понятие о рабочем напоре гидравлической турбины.

Рабочим напором турбины называется разность между напором гидростанции и суммой потерь энергии в подводящих и отводящих сооружениях верхнего и нижнего бьефа (рис. 174):

$$H_0 = H - \Sigma h_{\text{п}}, \quad (434)$$

где H_0 — рабочий напор турбины;

$\Sigma h_{\text{п}}$ — сумма потерь энергии в подводящих и отводящих сооружениях. Рабочий напор турбины может быть определен так же, как разность удельных энергий в сечениях, расположенных перед турбиной (вход в турбинную камеру, сечение $O-O$, рис. 174) и непосредственно за нею (выход из отсасывающей трубы, сечение $b-b$):

$$H_0 = \left(z_0 + \frac{p_0}{\gamma} + \frac{a_0 c_0^2}{2g} \right) - \left(z_b + \frac{p_b}{\gamma} + \frac{a_b c_b^2}{2g} \right), \quad (435)$$

или после замены

$$p_b = p_{\text{ат}} + \gamma z_b, \quad H_0 = z_0 + \frac{a_0 c_0^2}{2g} - \frac{a_b c_b^2}{2g}, \quad (436)$$

где z_0 и z_b — удельные потенциальные энергии положения в сечениях перед входом и после выхода потока из турбины относительно уровня воды в нижнем бьефе:

$\frac{p_{ат}}{\gamma}$ и $\frac{p_b}{\gamma}$ — удельные потенциальные энергии давления в сечениях $O-O$ и $b-b$;

$\frac{a_0 c_0^2}{2g}$ и $\frac{a_b c_b^2}{2g}$ — удельные кинетические энергии в тех же сечениях.

Таким образом, мощность потока при рабочем напоре турбины будет равна

$$N_0 = \frac{\gamma Q H_0}{75} \text{ л. с.} = \frac{\gamma Q H_0}{102} \text{ квт.} \quad (437)$$

Тогда к. п. д. турбины, учитывающий все потери, возникающие при движении потока через нее, определится отношением

$$\eta_{\pi} = \frac{N_{\tau}}{N_0} = \frac{N_{\tau} 102}{\gamma Q H_0}, \quad (438)$$

где N_{τ} — мощность, замеренная на валу турбины, квт;

$\eta_{\pi} = \eta_r \eta_o \eta_m$ — полный к. п. д. турбины, представляющий собой произведение частных к. п. д. — гидравлического, объемного и механического.

Следовательно, мощность турбины составит

$$N_{\tau} = \frac{\gamma Q H_0 \eta_{\pi}}{75} \text{ л. с.} = \frac{\gamma Q H_0 \eta_{\pi}}{102} \text{ квт.} \quad (439)$$

Рассмотрим теперь движение потока только через рабочее колесо турбины. Удельная энергия, отданная потоком рабочему колесу, будет равна разности удельных энергий, содержащихся в потоке перед входом и после выхода из рабочего колеса (сечения 1-1 и 2-2 на рис. 174):

$$A = E_1 - E_2 = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{a_1 c_1^2}{2g} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{a_2 c_2^2}{2g} \right), \quad (440)$$

здесь E_1 и E_2 — полные удельные энергии в сечениях перед входом и после выхода потока из рабочего колеса относительно уровня воды в нижнем бьефе;

z_1 и z_2 — удельные потенциальные энергии положения;

$\frac{p_1}{\gamma}$ и $\frac{p_2}{\gamma}$ — удельные потенциальные энергии давления;

$\frac{a_1 c_1^2}{2g}$ и $\frac{a_2 c_2^2}{2g}$ — удельные кинетические энергии в тех же сечениях.

Запишем уравнение (440) в следующем виде:

$$A = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} + z_1 - z_2 + \frac{a_1 c_1^2 - a_2 c_2^2}{2g}. \quad (441)$$

Гидравлическая энергия, преобразуемая в турбине в механическую, состоит из потенциальной части

$$A_n = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} + z_1 - z_2 \quad (442)$$

$$A_k = \frac{\alpha_1 c_1^2 - \alpha_2 c_2^2}{2g}. \quad (443)$$

Турбины, в которых потенциальная часть энергии

$$A_n = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} + z_1 - z_2 > 0,$$

называются реактивными (напорноструйными). В этих турбинах поток при входе на лопасти рабочего колеса имеет избыток давления по сравнению с потоком, выходящим из турбины.

Реактивные турбины характеризуются сплошностью потока, который при своем движении заполняет все каналы, образуемые изогнутыми лопастями рабочего колеса (рис. 174). При движении воды через криволинейные межлопастные каналы происходит увеличение скоростей, т. е. ускорение движения, вследствие чего поток оказывает реактивное давление на лопасти, приводя во вращение рабочий вал турбины.

В активных турбинах используется только кинетическая энергия струи, свободно вытекающей из сопла (рис. 177) и действующей только на часть лопастей (ковшей) рабочего колеса; давления при входе и выходе из рабочего колеса одинаковы и равны атмосферному. Поток, проходящий через турбину, не имеет избытка давления над атмосферным, скорости при входе на лопасти (ковши) и при сходе с них практически одинаковы. Следовательно, поток оказывает на лопасти (ковши) только активное давление, обусловливаемое изменением направления движения (в ковшовых турбинах Пельтона до 180° , см. § 57), что и является причиной вращения рабочего вала. Активные турбины иногда называются свободнотруйными.

§ 78. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ТУРБИН.

КОЭФФИЦИЕНТ БЫСТРОХОДНОСТИ. КЛАССИФИКАЦИЯ И ПРИМЕРЫ КОНСТРУКЦИИ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ТУРБИН

В § 61 выведено основное уравнение центробежных лопастных машин (362), которое в применении к гидравлическим турбинам получает выражение (363):

$$M_T = \frac{1}{g} Q (c_1 \cos \alpha_1 R_1 - c_2 \cos \alpha_2 R_2),$$

где c_1 и c_2 — абсолютные скорости при входе и выходе потока из рабочего колеса (рис. 174).

Если обозначить через N мощность, развиваемую турбиной, через ω — угловую скорость вращения рабочего колеса, то

$$N = M_T \omega.$$

Из основного уравнения турбины следует, что выгодно иметь $\alpha_2 = 90^\circ$, так как при этом кинетическая энергия $\frac{v_2^2}{2g}$, уносимая водой, получает значения, наименьшие при данном расходе и размерах колеса.

Для обеспечения этого условия при конструировании турбин лопастям рабочего колеса придают соответствующие очертания, а в поворотнo-лопастных турбинах устанавливают лопасти под наиболее благоприятным углом к потоку. Тогда

$$N = \frac{\gamma}{g} Q c_1 \cos \alpha_1 R_1 \omega,$$

или, учитывая, что $R_1 \omega = u_1$,

$$N = \frac{\gamma}{g} Q c_1 u_1 \cos \alpha_1.$$

Мощность потока может быть определена зависимостью

$$N_0 = \gamma Q H_0,$$

где H_0 — рабочий напор, используемый турбиной.

Отношение мощности, развиваемой турбиной, к мощности потока при напоре H_0 равно к. п. д. турбины:

$$\frac{N}{N_0} = \eta_T,$$

или

$$N = \eta_T N_0 = \eta_T \gamma Q H_0.$$

Следовательно, при оптимальном режиме работы турбины, когда $\cos \alpha = 0$,

$$\eta_T \gamma Q H_0 = \frac{\gamma}{g} Q c_1 u_1 \cos \alpha_1,$$

откуда

$$H_0 = \frac{c_1 u_1 \cos \alpha_1}{g \eta_T}. \quad (444)$$

Это выражение носит название основного уравнения гидравлической турбины. При этом мощность, развиваемая турбиной, согласно, (431) может быть выражена зависимостью

$$N = \frac{\gamma Q H_0 \eta_T}{75} \text{ л. с.} = \frac{\gamma Q H_0 \eta_T}{102} \text{ квт.} \quad (445)$$

Как и в теории центробежных насосов, для классификации и подбора гидравлических турбин используется понятие о коэффициенте быстроходности. Здесь коэффициентом быстроходности называется число оборотов такой эталонной гидравлической турбины, которая при напоре 1 м развивает мощность 1 л. с. = 0,736 квт. В § 73 было получено выражение для коэффици-

ента быстроходности лопастных машин (419), которое служит для классификации и подбора турбин:

$$n_s = \frac{n \sqrt{H}}{H \sqrt{H}} \text{ об/мин.}$$

Таблица 18

Классификация гидравлических турбин по коэффициенту быстроходности

Тип турбин	n _s		Область применения по напорам, м
	от	до	
Ковшовые	10	50	200—2000
Радиально-осевые тихоходные	70	150	120—300
Радиально-осевые средней быстроходности	150	250	50—120
Радиально-осевые быстроходные	250	400	20—50
Пропеллерные и поворотнo-лопастные тихоходные	350	550	22—40
Пропеллерные и поворотнo-лопастные средней быстроходности	550	750	12—22
Пропеллерные и поворотнo-лопастные быстроходные	750	950	5—12

Так же как и при работе лопастных насосов, явление кавитации, наблюдаемое при работе гидравлических турбин, нарушает их нормальный эксплуатационный режим, понижая к. п. д. и разрушая лопасти рабочего колеса. Поэтому высота всасывания гидравлических турбин ограничивается предельно-допустимой высотой всасывания, определяемой по формуле

$$h_{\text{вс. пред}} = 10 - \frac{\Delta}{900} - \sigma H, \quad (446)$$

где Δ — отметка оси турбины над уровнем моря, м;

σ — коэффициент кавитации, определяемый опытным путем.

По конструктивным признакам современные гидравлические турбины делятся на следующие четыре основных типа:

1) радиально-осевые; 2) пропеллерные; 3) поворотнo-лопастные; 4) ковшовые свободнo-струйные.

Радиально-осевые, пропеллерные и поворотнo-лопастные турбины относятся к категории реактивных. Ковшовые свободнo-струйные являются активными турбинами.

На рис. 178 показаны три рабочих колеса радиально-осевой турбины. Вода в турбины данного типа поступает на лопасти рабочего колеса нормально к оси турбины (по радиальному направлению), а выходит из рабочего колеса примерно параллельно его оси. Верхнее колесо, изображенное на рис. 178, соответствует высоконапорным турбинам (до 250—300 м), а нижнее применяется при малых напорах. Мощность осуществленных радиально-осевых турбин превышает 100 тысяч киловатт.

На рис. 179 представлены рабочие колеса пропеллерных (рис. 179, а) и поворотнo-лопастных (рис. 179, б и в) турбин. Лопасты рабочих колес этих турбин укрепляются на центральной втулке. Число лопастей в зависимости от конструкции турбины колеблется от трех до восьми. Вода через рабочее колесо проходит в осевом направлении.

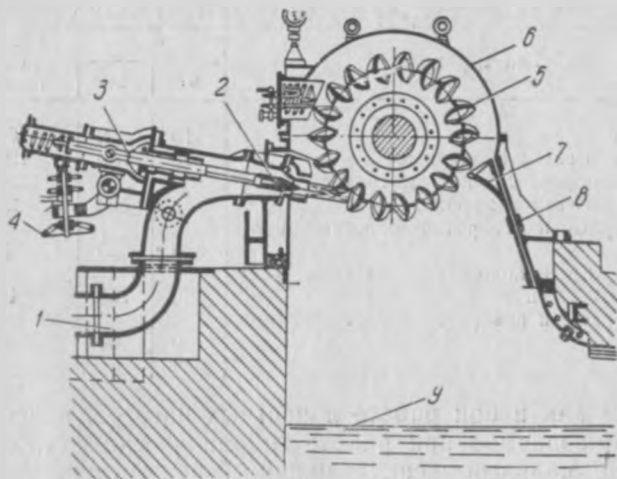


Рис. 177

В пропеллерных турбинах лопасти закреплены неподвижно на втулке рабочего колеса, и режим их работы зависит только от открытия лопаток направляющего аппарата, с помощью которого и производится регулирование турбины.

В поворотнo-лопастных турбинах лопасти рабочего колеса автоматически поворачиваются с изменением открытия направляющего аппарата.

Ковшовые свободнo-струйные турбины (рис. 177) имеют рабочие колеса, состоящие из диска с ковшами, укрепленными по его периферии, от которых турбина и получила свое название. Подвод воды к рабочему колесу осуществляется при помощи сопла, играющего роль направляющего аппарата и представляющего собой сходящийся насадок. В сопле вся энергия воды, подведенной к нему по трубопроводу, за вычетом потерь преобразуется в кинетическую. В зависимости от конструкции и мощности турбин число сопл может изменяться от одного до четырех. Ковшовые турбины применяются при высоких напорах (от 200 до 2000 м); мощности осуществленных турбин такого типа достигают 50 тыс. кВт.

В зависимости от расположения рабочего вала гидравлические турбины большой мощности чаще всего имеют вертикаль-

но расположенный вал. Вертикальное расположение гидроагрегата (турбины и гидрогенератора) дает следующие преимущества:

1) удобство монтажа и демонтажа агрегата, а также обслуживания его в период эксплуатации;



Рис. 178

Рис. 179

2) отсутствие тяжелых подшипников сложной конструкции, удерживающих вал горизонтальных турбин;

3) удобство расположения здания гидроэлектростанции самого агрегата, спиральной камеры (подводящей воду к турбине) и отсасывающей трубы (отводящей воду от турбины);

4) возможность лучшего конструктивного решения при заглублении рабочего колеса под уровень воды в нижнем бьефе. В последнем случае возможно увеличить число оборотов турби-

ны, что позволит уменьшить размеры турбины и особенно размеры и вес гидрогенератора.

По коэффициенту быстроходности (табл. 18) все гидравлические турбины разделяются на тихоходные, средней быстроходности и быстроходные. Струйно-ковшовые (активные) турбины относятся к тихоходным и применяются при больших напорах и малых расходах, а реактивные турбины в большинстве случаев являются быстроходными.

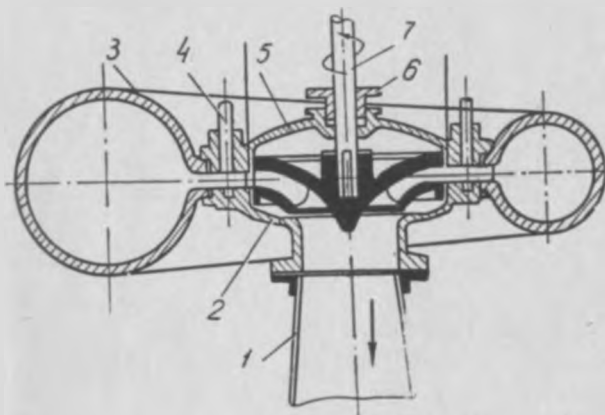


Рис. 180 а

На рис. 180 а изображена схема радиально-осевой турбины, помещенной внутри спиральной камеры. Рабочее колесо турбины рассматриваемого типа состоит из ряда лопастей изогнутой формы, равномерно распределенных по окружности. Лопasti укреплены в ободах. Число лопастей колеблется в пределах 12—20; наиболее часто применяется 14—15 лопастей. На рис. 180 а: 1 — отсасывающая труба; 2 — рабочее колесо; 3 — спиральная камера; 4 — лопатка направляющего аппарата; 5 — крышка турбины; 6 — уплотняющий сальник; 7 — вал турбины, на котором обычно укреплен ротор генератора. Вода через спиральную турбинную камеру поступает на рабочее колесо 2, протекая между лопатками направляющего аппарата 4, и, пройдя через рабочее колесо турбины, вытекает в осевом направлении в отсасывающую трубу 1.

Направляющий аппарат, служащий для обеспечения безударного входа воды на лопасти рабочего колеса и для постепенного плавного увеличения скоростей, состоит из ряда лопаток, образующих по внешнему периметру рабочего колеса систему плавно изогнутых каналов. Кроме того, направляющий аппарат используется для регулирования расхода воды в турбине путем

поворота лопаток на заданный одинаковый угол. Большинство современных радиально-осевых, пропеллерных и поворотнo-лопастных турбин имеет спиральные камеры. Спиральные турбинные камеры делаются из металла или железобетона. На рис. 180 б показана металлическая спиральная камера.

Пропеллерные и поворотнo-лопастные турбины, относящиеся также к реактивным, имеют с радиально-осевыми одинаковую схему и отличаются в основном конструкцией рабочего колеса. Схема поворотнo-лопастной турбины представлена на рис. 181, где 1 — поворотная лопасть рабочего колеса; 2 — отсасывающая труба; 3 — втулка рабочего колеса, в которой укреплены лопасти; 4 — поворотная лопатка направляющего аппарата; 5 — ось лопатки; 6 — вал турбины.

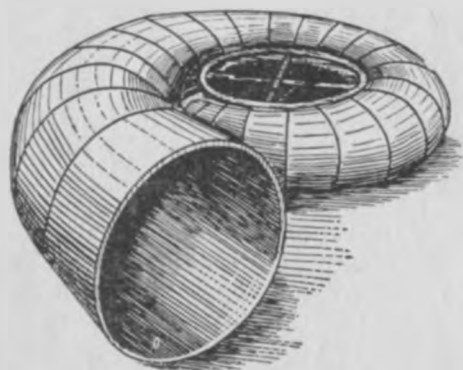


Рис. 180 б

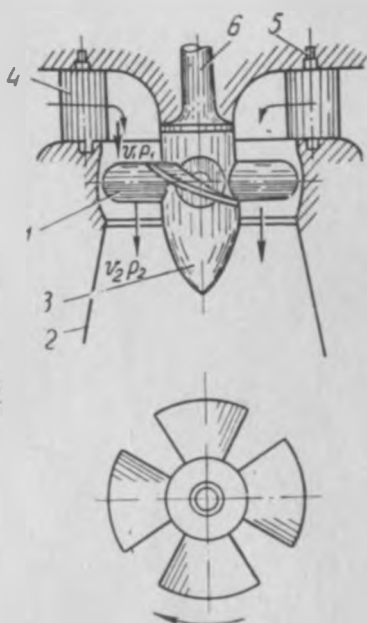


Рис. 181

Как указывалось выше, в поворотнo-лопастных турбинах лопасти рабочего колеса автоматически поворачиваются с изменением открытия направляющего аппарата. Поэтому при различной мощности, отдаваемой рабочим колесом, изменяя открытие лопаток направляющего аппарата и угол установки лопастей, можно найти такое положение последних, при котором к. п. д. турбины будет иметь наибольшее значение. В современных конструкциях поворотнo-лопастных турбин установка лопастей рабочего колеса на наиболее выгодный угол производится автоматически одновременно с изменением открытия направляющего аппарата турбины. Благодаря этому турбины такого типа работают с оптимальными к. п. д. при значительном

изменении нагрузки турбины, что имеет исключительно большое значение для гидроэлектростанций, так как нагрузка ГЭС, как правило, переменна.

На рис. 177 представлен схематический поперечный разрез ковшовой турбины с горизонтальным валом. Здесь 1 — трубопровод, подводящий воду к турбине; 2 — сопло с иглой; 3 — механизм, передвигающий иглу; 4 — ручное управление иглой; 5 — рабочее колесо турбины с ковшами; 6 — кожух; 7 — отражатель воды; 8 — станина; 9 — отводящий канал. Внутри сопла помещена игла, которая перемещается вдоль его оси. Игла из-



Рис. 182

меняет площадь выходного сечения сопла; тем самым меняется и расход через сопло. Таким образом осуществляется регулирование мощности ковшовых турбин. В крайнем выдвинутом положении игла полностью закрывает выходное сечение сопла, вследствие чего турбина останавливается.

Ковши имеют посредине нож, делящий струю на две части, каждая из которых движется по одной из половин ковша к его кромке, где вода сходит с них с очень малой скоростью. На ковшах происходит преобразование кинетической энергии гидравлической струи в механическую энергию вращения рабочего колеса (см. главу девятую). Ковши, равномерно распределенные по наружной окружности диска,

при вращении рабочего колеса принимают струю последовательно один за другим.

На рис. 182 приведена фотография рабочего колеса ковшовой турбины.

На рис. 183, а дан разрез радиально-осевой турбины в сварной спирали Мингечаурской ГЭС, где 1 — подвод воздуха; 2 — подача воды к направляющему подшипнику; 3 — клапан срыва вакуума; 4 — дренажный насос; 5 — магнитное струйное реле; 6 — эжектор; 7 — соленоидный клапан; 8 — изоляция; 9 — термометр сопротивления.

Описанная выше турбина Мингечаурской ГЭС имеет входной диаметр рабочего колеса $D_1 = 4100$ мм, напор $H = 520$ м, расход $Q = 136$ м³/сек, мощность $N = 61\,500$ квт, число оборотов $n = 125$ об/мин.

Радиально-осевые турбины обладают высокими к. п. д., достигающими для больших турбин 0,92.

На рис. 183б показан разрез поворотной лопастью турбины большой мощности для Волжской ГЭС им. В. И. Ленина.

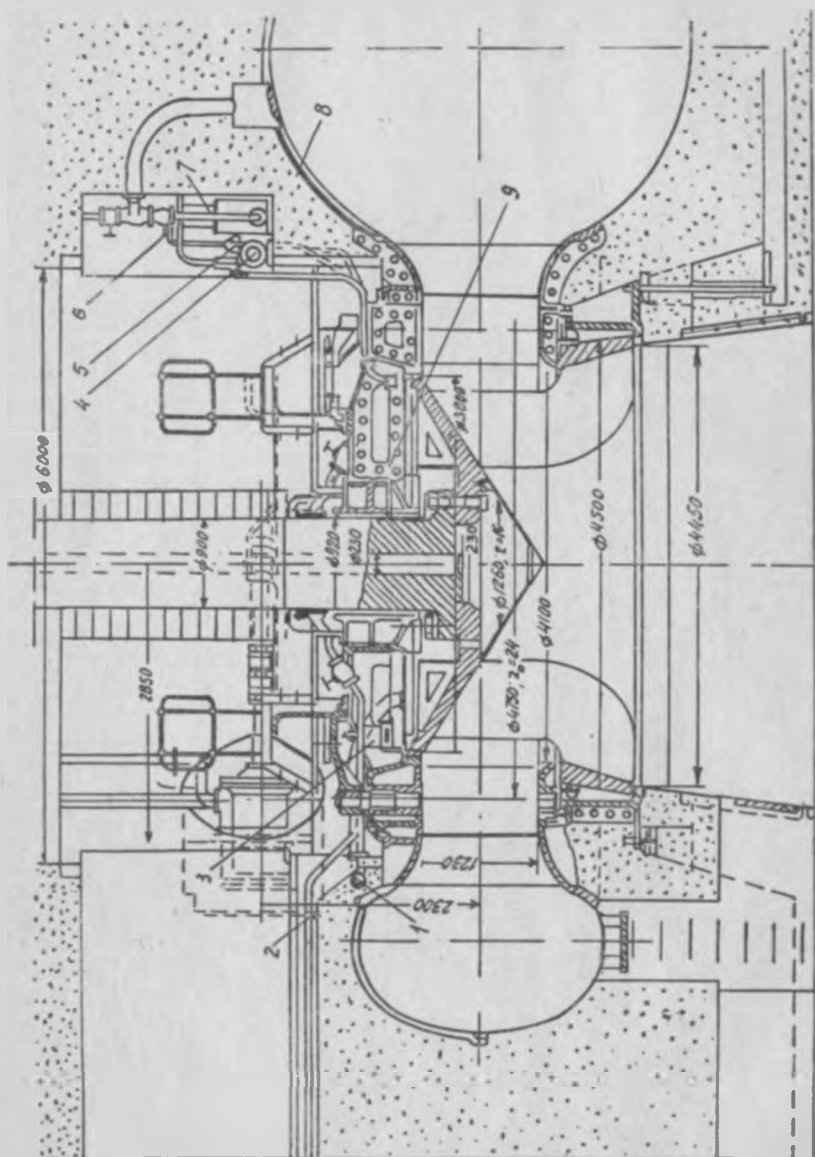


Рис. 183 а

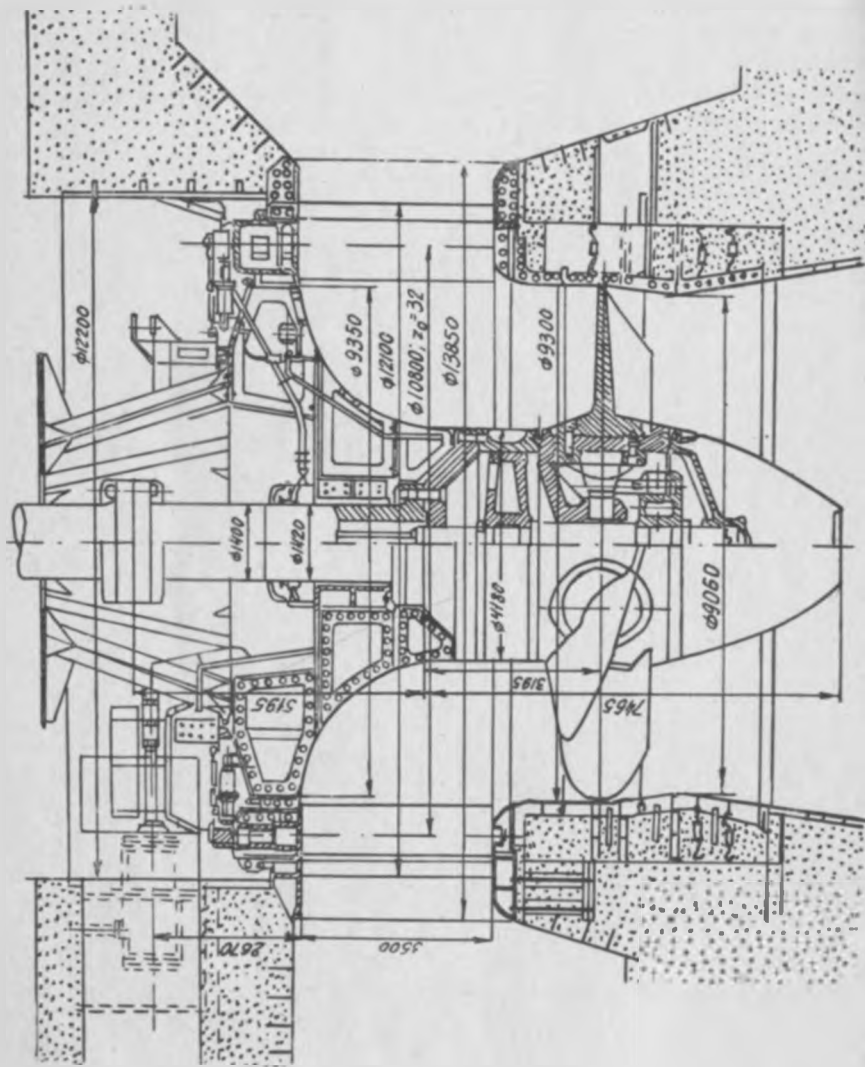


Рис. 183 б

Турбина располагается в бетонной спирали, имеет входной диаметр рабочего колеса $D_1 = 9300$ мм, напор $H = 19$ м, расход $Q = 675$ м³/сек, мощность $N = 108\,500$ квт, число оборотов $n = 68,2$ об/мин.

Область применения поворотно-лопастных турбин пока ограничена максимальными напорами — 25—30 м, но высокие к. п. д. этих турбин при широком диапазоне режимов (максимальный к. п. д. достигает 0,937) и ряд других положительных качеств позволяют ставить вопрос о применении поворотно-лопастных турбин для больших напоров.

В СССР разработана нормальная номенклатура гидравлических турбин для напоров от 3,0 до 300 м и для мощностей, достигающих 150 тыс. квт и более.

Гидравлический таран

В трубопроводах обычно приходится бороться с последствиями гидравлического удара. В гидравлических таранах такой удар создается искусственно, чтобы полезно использовать значительное повышение давления, возникающее при ударе.

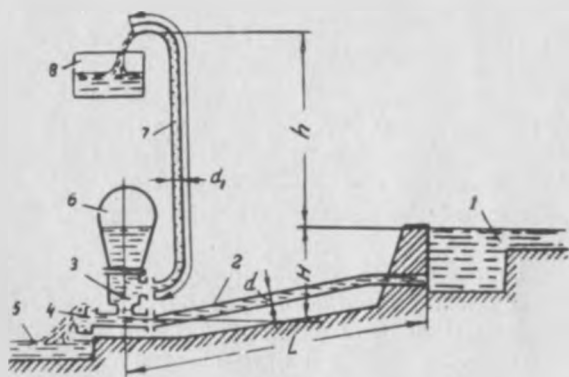


Рис. 184 а

На рис. 184 а изображена схема установки гидравлического тарана, где 1 — питательный резервуар; 2 — проводящий трубопровод; 3 — нагнетательный клапан; 4 — ударный клапан; 5 — отводящее русло; 6 — воздушный колпак; 7 — напорный трубопровод; 8 — приемный резервуар.

В нерабочем состоянии таран находится под напором со стороны питательного резервуара 1, ударный клапан 4 закрыт под действием гидростатического давления. Нагнетательный клапан 3 также закрыт под действием собственного веса.

Если открыть ударный клапан 4 и придержать его, то вода под напором будет выливаться из тарана и поступать в отводящее русло 5. В последующий момент клапан быстро закроется под воздействием давления воды и произойдет гидравлический удар. Давление в нижней части тарана увеличится, нагнетательный клапан 3 откроется, и вода поступит в воздушный колпак 6, сжимая находящийся в нем воздух. Под действием сжатого воздуха вода из воздушного клапана поступит в напорный трубопровод 7 с высоким давлением гидравлического удара.

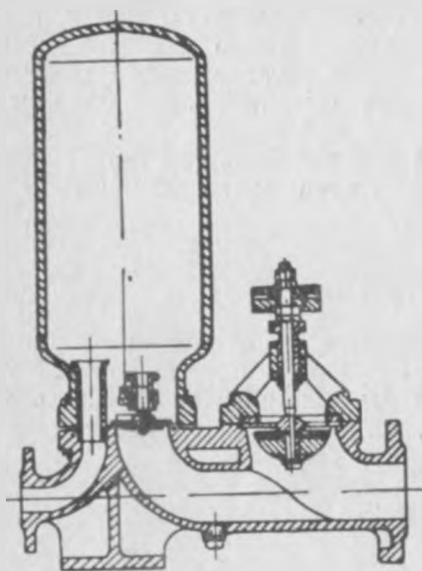


Рис. 184 б

Далее давление в области ударного клапана понижается (обратная ударная волна). Ударный клапан 4 под действием собственного веса открывается, а напорный клапан 3 закрывается. Вода снова начнет выливаться через ударный клапан 4, и описанный цикл повторится сначала.

На рис. 184а приняты следующие обозначения:

H — напор, под которым работает таран;

h — высота нагнетания, с учетом потерь энергии в нагнетательном трубопроводе 7;

q — производительность (расход) тарана, $\text{м}^3/\text{сек}$;

Q_0 — расход воды, проходящей через ударный клапан 4 и поступающей в отводящее русло 5, $\text{м}^3/\text{сек}$;

$Q = Q_0 + q$ — расход источника, $\text{м}^3/\text{сек}$;

η — к. п. д. гидравлического тарана.

Пусть в таран поступает расход жидкости Q $\text{м}^3/\text{сек}$ под напором H . Мощность потока QH используется в таране на подъем жидкости в количестве q $\text{м}^3/\text{сек}$ на высоту h . При этом уравнение баланса мощности гидротарана будет иметь вид

$$\eta QH = qh,$$

или

$$q = \frac{\eta Q H}{h}.$$

Высоту нагнетания h обычно принимают в пределах $5-10H$ при значениях напора $1,0-10,0$ м. Следовательно, в практических условиях наибольшая высота нагнетания составляет величину порядка $h = 100,0$ м. Коэффициент полезного действия гидравлического тарана зависит от отношения $\frac{h}{H}$ и заключается в пределах от

$$\eta = 0,85 \left(\frac{h}{H} \approx 2 \right) \text{ до } \eta = 0,45 \div 0,4 \left(\frac{h}{H} \approx 10 \right).$$

В зависимости от размеров таранов и соотношения $\frac{h}{H}$ их производительность колеблется от $q = 0,07Q$ до $q = 0,40Q$ (при малых отношениях $\frac{h}{H}$).

Наша промышленность выпускает гидравлические тараны типа ГТ-1 производительностью $5,7-22$ л/мин (рис. 184б) с высотой нагнетания $20-60$ м и диаметрами нагнетательного трубопровода $50-100$ мм.

Пропускная способность напорных трубопроводов находится в пределах $77-242$ л/мин, к. п. д. от $\eta = 0,60$ до $\eta = 0,74$ при быстроходности $30-120$ ударов в минуту.

Гидравлический таран средней производительности может обеспечить хозяйственное и питьевое водоснабжение поселка с населением в $300-400$ человек.

Гидравлические тараны могут с успехом устанавливаться при небольших водохранилищах, из которых делают необходимые санитарные пропуски воды вниз по водотоку, а также на небольших речках и ручьях, где установка гидравлических турбин неэкономична.

РАЗДЕЛ II
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПЕРЕДАЧИ
ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ
ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ
О ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРЕДАЧАХ

§ 79. НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИНЦИП РАБОТЫ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРЕДАЧ

В машинах весьма часто необходимо передавать механическую энергию между валами, вращающимися с различными и переменными в процессе работы угловыми скоростями. Такая задача может быть решена с помощью гидродинамической передачи, где нет непосредственного контакта между ведущим и ведомым звеном, а движение передается через промежуточную среду. Промежуточной средой служит капельная жидкость.

Гидродинамическая передача представляет собой механизм, составленный из предельно сближенных в одном корпусе двух лопастных машин (центробежного насоса и лопастной турбины), связь между которыми осуществляется замкнутым потоком жидкости. Простейшей гидродинамической передачей является гидромуфта, служащая для эластичного соединения валов (рис. 185а, 185б). В гидромуфте насосное колесо 1 закреплено на валу двигателя, а турбинное колесо 2 — на ведомом валу. Рабочая полость гидромуфты образована корпусом 3 и заполняется жидкостью. При пуске и в период установившегося режима работы насосное и турбинное колесо вращаются с различными угловыми скоростями. Из-за отсутствия непосредственной связи между валами число оборотов ведомого (турбинного) вала всегда меньше числа оборотов ведущего (насосного) вала.

Вследствие указанной разности угловых скоростей на частицы жидкости, находящиеся на одинаковом расстоянии от оси валов, но в различных колесах, действуют разные центробежные силы, вызывающие появление перепада давления между лопастными колесами. Давление, развиваемое насосным колесом, больше соответствующего давления в турбинном колесе. Под действием разности давлений возбуждается круговое движение жидкости в плоскости осевого сечения гидромуфты от

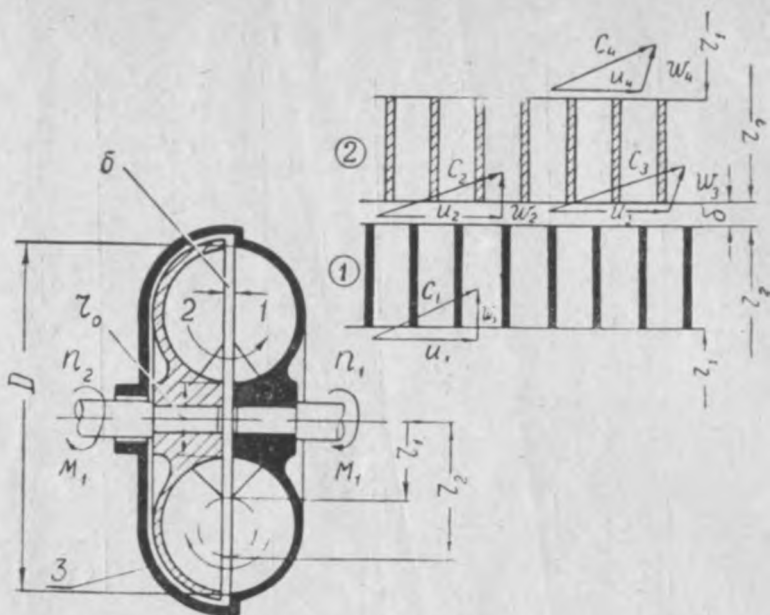


Рис. 185 а

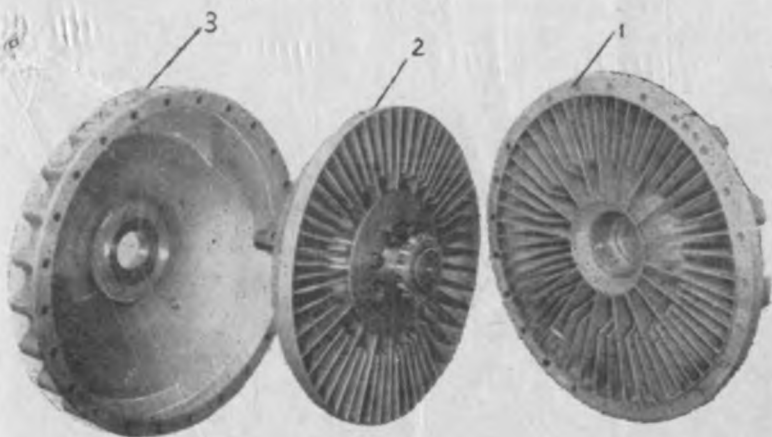


Рис. 185 б

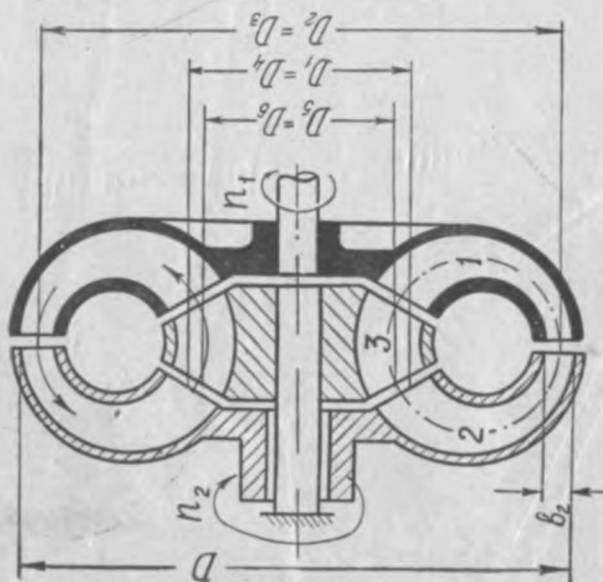
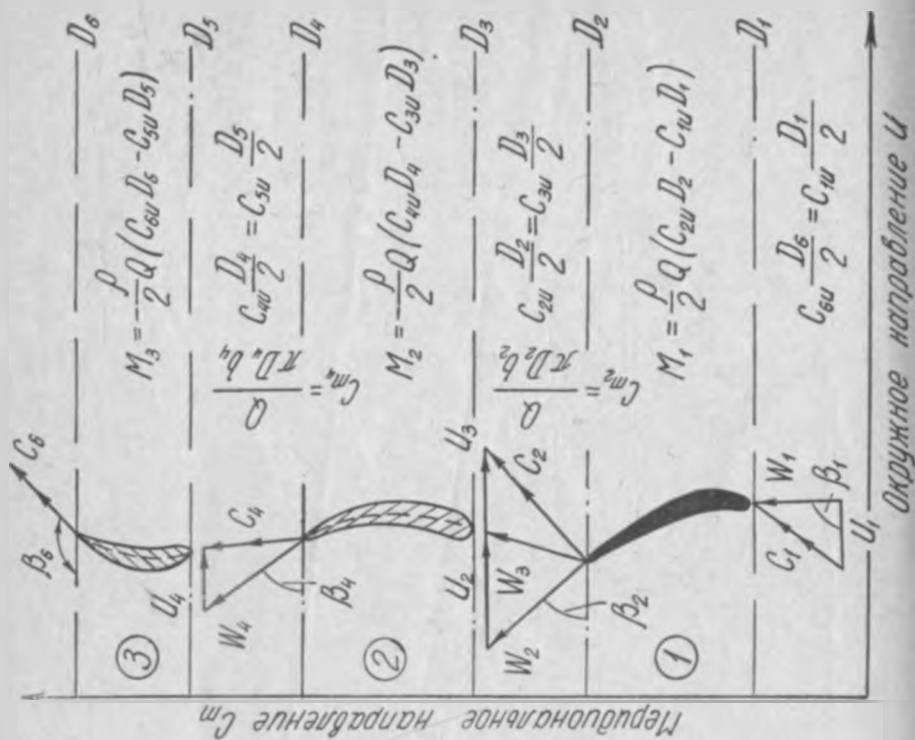


Рис. 185 а



насосного колеса к турбинному (направление движения показано на рис. 185а). При вращении насосное колесо сообщает энергию потоку жидкости. С полученным запасом энергии жидкость поступает в турбинное колесо. Отдав энергию турбине, рабочая жидкость возвращается в насосное колесо. Появление такого замкнутого движения жидкости между насосным и турбинным колесом обеспечивает передачу крутящего момента с ведущего на ведомый вал, так как созданный насосом поток жидкости увлекает турбинное колесо в ту же сторону с одинаковым моментом.

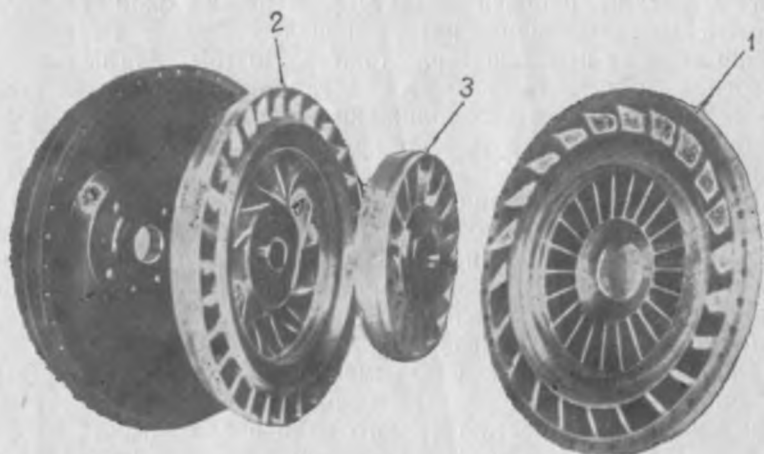


Рис. 186б.

На рис. 186а показана схема простейшего гидротрансформатора, который применяется для передачи и преобразования механической энергии между двумя соосными валами. В гидротрансформаторе насосное колесо 1, приводимое в движение двигателем, направляет рабочую жидкость в турбину 2, вращающуюся со значительно меньшей угловой скоростью. Отдав энергию турбине, жидкость через неподвижный лопаточный реактор 3 возвращается в насос. Неподвижные лопатки реактора изменяют момент количества движения жидкости между насосом и турбиной, вызывая соответствующее изменение угловой скорости и вращающего момента турбины.

Благодаря наличию реактора в рабочей полости гидротрансформатора угловая скорость турбины изменяется в зависимости от величины нагрузочного момента на ее валу. Таким образом, созданный насосом поток жидкости в гидротрансформаторе, проходя последовательно лопатки турбины и реактора, увлекает турбину в сторону вращения насоса с переменным кру-

тящим моментом при ином соотношении угловых скоростей ведущего и ведомого вала.

В качестве рабочей жидкости в гидромуфтах и гидротрансформаторах применяют нефтяные масла и их смеси, обладающие антикоррозийными свойствами, хорошей смазывающей способностью и небольшой вязкостью. Наибольшее применение нашли легкие индустриальные масла, веретенное масло АУ, турбинное Л и дизельное топливо.

Лопастные колеса гидродинамической передачи вращаются с большой угловой скоростью и обуславливают высокую скорость движения рабочей жидкости. При высокой скорости жидкости из-за больших потерь нецелесообразно передавать энергию даже на небольшие расстояния. Поэтому для получения высокого к. п. д. в гидромуфтах и гидротрансформаторах лопастные колеса предельно сближаются, устанавливаются непосредственно друг за другом по кругу в замкнутом кольцевом потоке жидкости.

В результате сближения лопастных колес образуется общая для насоса и турбины проточная полость гидропередачи, в которой нет значительного преобразования кинетической энергии потока в потенциальную энергию давления и обратного преобразования потенциальной энергии в кинетическую, как это имеет место в обычных насосах и турбинах.

Наличие кинетической связи между лопастными колесами гидродинамической передачи обеспечивает бесступенчатость изменения угловой скорости ведомого вала в зависимости от нагрузки на ведомом валу. Это свойство и ряд других ценных качеств (автоматичность, быстроходность, плавность работы и др.) обеспечили применение гидродинамических передач в технике.

Гидромуфты и гидротрансформаторы используются в тепловозах, автомобилях, приводах мощных вентиляторов и насосов, в судовых и буровых установках, в землеройных и дорожных машинах.

§ 80. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРЕДАЧ

Уравнение движения жидкости в гидродинамической передаче принципиально не отличается от основных уравнений лопастных машин (см. § 59). В насосе гидропередачи момент количества движения жидкости увеличивается, и поэтому крутящий момент на валу насосного колеса определяется по уравнению (362). В турбине момент количества движения жидкости, протекающей через колесо, уменьшается, обуславливая появление вращающего момента турбины, величина которого определяется по уравнению (363). При отсутствии трения жидкости и передачи энергии уравнения (362) и (363) принимают вид

$$c_{1u} \cos \alpha_1 R = c_{2u} \cos \alpha_2 R_2 = c_u R, \quad (447)$$

так как при отсутствии передачи энергии $M_{кр} = 0$, а проекция $c \cos \alpha = c_u$.

Поскольку в зазорах между лопастными колесами гидродинамической передачи изменения момента количества движения не происходит, то в межколесном пространстве закон движения жидкости близок к закону $c_u R = \text{const}$.

Во вращающихся лопастных колесах механическая энергия жидкости изменяется за счет изменения момента количества движения и угловой скорости вращающихся колес, а в неподвижном направляющем аппарате изменяется только момент количества движения (рис. 186а).

Пусть момент на валу насоса M_1 равен

$$M_1 = \frac{1}{2} \rho Q (c_{2u} D_2 - c_{1u} D_1),$$

момент на валу турбины

$$M_2 = -\frac{1}{2} \rho Q (c_{4u} D_4 - c_{3u} D_3),$$

момент реактора

$$M_3 = -\frac{1}{2} \rho Q (c_{6u} D_6 - c_{5u} D_5),$$

где

Q — расход рабочей жидкости в гидропередаче;

$$c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1, \quad c_{2u} = c_2 \cos \alpha_2,$$

$$c_{3u} = c_3 \cos \alpha_3, \quad c_{4u} = c_4 \cos \alpha_4,$$

$$c_{5u} = c_5 \cos \alpha_5, \quad c_{6u} = c_6 \cos \alpha_6 \quad \text{— проекции абсолютных скоростей на направление окружной скорости в соответствующих сечениях;}$$

$D_1, D_2, \dots, D_6$ — диаметры соответствующих кольцевых сечений лопастных колес по средней линии.

Если составить алгебраическую сумму моментов лопастных колес, получим:

$$M_1 + M_2 + M_3 = \frac{1}{2} \rho Q (c_{2u} D_2 - c_{1u} D_1 + c_{4u} D_4 - c_{3u} D_3 + c_{6u} D_6 - c_{5u} D_5), \quad (448)$$

где $c_{1u} D_1 = c_{6u} D_6$, $c_{2u} D_2 = c_{3u} D_3$, $c_{4u} D_4 = c_{5u} D_5$ на основе соотношения (447) для межколесных зазоров. Величина момента M_1 подставлена со знаком плюс (соответствует подводу энергии в насосе), а M_2 и M_3 — со знаком минус (реактивный момент и момент, соответствующий отводу энергии в турбине).

Таким образом, соотношение моментов на любом режиме работы гидродинамической передачи определяется равенством

$$M_1 + M_2 + M_3 = 0, \quad (449)$$

т. е. алгебраическая сумма моментов всех лопастных колес гидродинамической передачи равна нулю.

При установившемся рабочем режиме насос гидродинамической передачи непрерывно сообщает потоку рабочей жидкости запас мощности N_1 . Большая часть этой мощности N_2 полезно используется в турбине и передается на ведомый вал. Часть мощности $N_w = N_1 - N_2$ пойдет на преодоление сопротивлений, возникающих при движении жидкости в полости гидropередачи. Следовательно, для любого установившегося режима работы при неподвижном реакторе уравнение баланса энергии (мощности) может быть записано в виде

$$N_1 = N_2 + N_w, \quad (450)$$

где $N_1 = \frac{\gamma Q H_1}{10^2}$ — мощность подводимая насосом к потоку жидкости, *квт*;

$N_2 = \frac{\gamma Q H_2}{10^2}$ — мощность, отводимая от потока турбиной.

Пренебрегая потерями от утечек через неплотности между лопастными колесами и подставив значения мощностей в равенство (450), получим

$$\gamma Q H_1 = \gamma Q H_2 + \rho g Q h_w. \quad (451)$$

Разделив левую и правую части уравнения (451) на γQ , найдем

$$H_1 = H_2 + h_w, \quad (452)$$

т. е. разность напоров насоса и турбины расходуется на преодоление гидравлических сопротивлений в проточной части гидродинамической передачи.

При передаче механической энергии через поток жидкости часть удельной энергии h_w рассеивается в рабочей полости гидropередачи, переходя в тепло. Рассеивание энергии — основной недостаток гидродинамических передач. Однако потери энергии в современных гидродинамических передачах снижены настолько, что коэффициент полезного действия гидромукт достигает 96%, а гидротрансформаторов — 90%. В специальных комплексных гидромеханических трансмиссиях, составленных из гидротрансформатора и планетарного дифференциала, общий к. п. д. достигает 95%.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ГИДРОМУФТЫ

§ 81. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС ГИДРОМУФТЫ

Гидромукфта передает крутящий момент с ведущего на ведомый вал без изменения, так как корпус, образующий проточную полость, свободно вращается вместе с насосным колесом.

Для гидромуфты уравнение моментов (449) приобретает вид

$$M_1 + M_2 = 0. \quad (453)$$

Как было указано, передача энергии в гидромуфте происходит при различной угловой скорости насосного и турбинного колеса. При этом число оборотов насосного колеса $n_1 > n_2$ (n_2 — число оборотов турбинного колеса), т. е. существует положительная разность $n_1 - n_2$.

Разность между числом оборотов насосного и турбинного колеса гидромуфты, отнесенная к числу оборотов насосного колеса, называется скольжением гидромуфты:

$$s = \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (454)$$

Если обозначить передаточное отношение $i = \frac{n_2}{n_1}$, то можно выразить величину скольжения через передаточное отношение по формуле $s = 1 - i$.

Выражая коэффициент полезного действия гидромуфты через отношение мощности на ведомом валу к мощности на ведущем

$$\eta = \frac{N_2}{N_1} = \frac{M_2 \frac{\pi n_2}{30}}{M_1 \frac{\pi n_1}{30}} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (455)$$

замечаем, что к. п. д гидромуфты $\eta = i$, так как по уравнению моментов (453)

$$|M_1| = |M_2|. \quad (456)$$

Скольжение s регулируется изменением заполнения полости гидромуфты рабочей жидкостью. Скольжение полностью заполненной гидромуфты составляет 3—5%. Величина момента, передаваемого гидродинамической муфтой, может быть определена по формуле

$$M_1 = -M_2 = \lambda_m \gamma n_1^2 D^5, \quad (457)$$

где D — активный диаметр гидромуфты, м;

γ — объемный вес жидкости, кг/м³;

λ_m — коэффициент момента, зависящий от величины передаточного отношения i .

Значение коэффициента момента $\lambda_m = f(i)$ может быть найдено либо точно на основании испытаний гидромуфты, либо приближенно расчетным путем только для оптимального режима.

Теоретическое определение коэффициента момента гидромуфты производится по струйной теории лопастных машин (см. § 59) при следующих допущениях:

1) меридиональная составляющая скорости жидкости в любом сечении, ортогональном линии тока, постоянна;

- 2) передача энергии происходит по средней струйке;
 3) насосное и турбинное колесо имеют бесконечное число бесконечно тонких лопаток.

Пользуясь треугольниками скоростей (рис. 185а), запишем уравнение моментов, действующих со стороны жидкости на колеса гидромufты с бесконечным числом лопаток:

$$\begin{aligned} \text{для насосного колеса } M_{1\infty} &= -\rho Q (c_{1u}r_1 - c_{2u}r_2); \\ \text{для турбинного колеса } M_{2\infty} &= -\rho Q (c_{4u}r_4 - c_{3u}r_3), \end{aligned} \quad (458)$$

где Q — расход жидкости в проточной полости гидромufты;

$r_1 = r_4$, $r_2 = r_3$ — радиусы кольцевых сечений потока на средней струйке на входе и выходе из лопастных колес;

$M_{1\infty}$, $M_{2\infty}$ — соответственно момент насосного и турбинного колеса при бесконечном числе лопаток;

c_{1u} , c_{2u} , c_{3u} , c_{4u} — окружные составляющие абсолютной скорости соответствующих сечений.

Принимая во внимание полученный выше закон движения жидкости в межколесном зазоре (447), перепишем уравнение (458) в виде

$$\begin{aligned} M_{1\infty} &= \rho Q (\omega_2 r_2^2 - \omega_1 r_1^2); \\ M_{2\infty} &= -\rho Q (\omega_2 r_2^2 - \omega_1 r_1^2). \end{aligned} \quad (459)$$

Уравнение расхода жидкости в полости гидромufты можно записать так:

$$Q = \frac{\pi}{2} (R^2 - r_0^2) c_m = \frac{\pi}{2} R^2 \left[1 - \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right] c_m, \quad (460)$$

где $R = \frac{D}{2}$ — активный радиус гидромufты;

r_0 — радиус втулки гидромufты;

c_m — меридиональная скорость жидкости.

Величина меридиональной скорости c_m зависит от разности напоров, создаваемых колесами гидромufты в межколесном (осевом) зазоре δ . При малых скольжениях поле давлений во вращающейся полости гидромufты весьма близко к распределению давления при относительном равновесии жидкости во вращающихся сосудах (см. § 12). Поэтому перепад давления в межколесном зазоре и соответствующий ему напор можно определить по уравнению для относительного равновесия жидкости. Экспериментальные исследования и расчеты показывают, что угловая скорость вращения жидкости $\omega_{ж}$ между вращающимся колесом и параллельной ему неподвижной стенкой может быть принята равной половине угловой скорости колеса ω :

$$\omega_{1ж} = \frac{\omega_1}{2}, \quad \omega_{2ж} = \frac{\omega_2}{2}, \quad (461)$$

где $\omega_{1ж}$ и $\omega_{2ж}$ — угловые скорости жидкости, вызванные вращением насосного и турбинного колеса;

ω_1 , ω_2 — угловые скорости насосного и турбинного колеса.

Напор, развиваемый насосным колесом по середине осевого зазора δ , по уравнению для относительного равновесия равен

$$H_{1\infty} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2g} \frac{\omega_1^2}{4}. \quad (462)$$

Напор, развиваемый турбинным колесом:

$$H_{2\infty} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2g} \frac{\omega_2^2}{4}. \quad (463)$$

Результирующий напор в зазоре δ , создаваемый двумя колесами, будет равен разности напоров $H_{1\infty}$ и $H_{2\infty}$:

$$H_{12\infty} = H_{1\infty} - H_{2\infty} = \frac{(r_2^2 - r_1^2)(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{8g}. \quad (464)$$

Напор $H_{12\infty}$ обуславливает кольцевое движение жидкости с меридиональной скоростью c_m , поэтому

$$H_{12\infty} = \frac{r_m^2}{2g} \quad (465)$$

и величина меридиональной скорости $c_m = \sqrt{2gH_{12\infty}}$. (466)

Подставив значение $H_{12\infty}$ из уравнения (464) в формулу (466), получим значение меридиональной скорости

$$c_m = \sqrt{(r_2^2 - r_1^2) \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{4}}. \quad (467)$$

Теперь все величины, входящие в левую часть уравнений (459) моментов лопастных колес гидромолоты, выражены через размеры кольцевого потока жидкости и угловые скорости колес. Следовательно, по уравнениям (459) можно определить и величину момента, передаваемого гидромолотой при заданном скольжении:

$$M_{\infty} = M_{2\infty} = -M_{1\infty} = \rho \frac{\pi}{2} (R^2 - r_0^2) \times \\ \times \sqrt{(r_2^2 - r_1^2) \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{4}} (\omega_2 r_2 - \omega_1 r_1). \quad (468)$$

Принимая во внимание, что $i = \frac{\omega_2}{\omega_1}$, заменяя $R = \frac{D}{2}$, $r_0 = \frac{r_0}{R}$,

$$\omega_1 = \frac{\pi n_1}{30} \text{ и выражая } \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 = \frac{1 + 3\bar{r}_0^2}{3 + \bar{r}_0^2}, \quad r_2 = R \left(\frac{3 + \bar{r}_0}{4}\right)^2,$$

из чисто геометрических соображений (рис. 185 а) после простых преобразований уравнения (468) получим

$$M_{\infty} = \left[2,73 \cdot 10^{-6} (1 - \bar{r}_0^2) (3 + \bar{r}_0)^2 \left[\frac{(1 + 3\bar{r}_0^2)^2}{(3 + \bar{r}_0)^2} - i \right] \times \right. \\ \left. \sqrt{1 - \frac{(1 + 3\bar{r}_0^2)^2 (1 - i^2)}{(3 + \bar{r}_0)^2}} \right] \cdot D^5 n_1^3. \quad (469)$$

Сравнивая полученное уравнение с формулой (457) для определения момента через коэффициент момента $\lambda_{M\infty}$, замечаем, что

$$\lambda_{M\infty} = 2,73 \cdot 10^{-6} (1 - \bar{r}_0^2) (3 + \bar{r}_0)^2 \left[\frac{(1 + 3\bar{r}_0^2)^2}{(3 + \bar{r}_0)^2} - i \right] \times \\ \times \sqrt{1 - \frac{(1 + 3\bar{r}_0^2)^2 (1 - i^2)}{(3 + \bar{r}_0)^2}}. \quad (470)$$

Гидравлическая мощность гидромуфты равна

$$N = \lambda_{N\infty} D^5 n_1 \gamma, \quad (471)$$

где $\lambda_{N\infty} = \frac{\lambda_{M\infty}}{974,5}$ — коэффициент гидравлической мощности гидромуфты.

Таким образом, величина мощности гидромуфты зависит от значения коэффициента λ_N , плотности рабочей жидкости, активного диаметра и числа оборотов ведущего вала. В свою очередь величина коэффициента момента зависит от относительных размеров колес гидромуфты и передаточного отношения (скольжения). Исходные уравнения моментов (458) были составлены на основании трех допущений (стр. 303), поэтому влияние ряда конструктивных параметров (число лопаток рабочих колес, форма проточной полости и др.) в формуле (470) не учитывается.

Весьма важным конструктивным параметром колес гидромуфты является число лопаток. Число лопаток насосного колеса определяется по эмпирическим формулам:

а) для гидромуфт с рабочими колесами без тора (рис. 187)

$$z = 8,65 D^{0,278}, \quad (472a)$$

б) для гидромуфт с рабочими колесами с тором (рис. 188)

$$z = 1,39 D^{0,52}, \quad (472b)$$

где z — число лопаток;

D — активный диаметр гидромуфты, мм.

В турбинном колесе гидромуфты обычно делают на две лопатки больше или меньше.

Влияние конечного числа лопаток на величину коэффициента момента λ_M можно учесть по формуле академика Г. Ф. Проскуры (377), которая для гидромуфты записывается так:

$$\varepsilon_z = \frac{1}{1 + \frac{2,3 + 2,6}{z \left(1 - \frac{1 + 3\bar{r}_0^2}{3 + \bar{r}_0} \right)}}. \quad (473)$$

Результирующий напор H_{12} при конечном числе лопаток

$$H_{12} = \varepsilon_z H_{12\infty}. \quad (474)$$

Таким образом, величина коэффициента момента гидромуфты с учетом влияния конечного числа лопаток

$$\lambda_m = 2,73 \cdot 10^{-6} (1 - \bar{r}_0^2) (3 + \bar{r}_0)^3 \left[\frac{(1 + 3\bar{r}_0^2)^2}{(3 + \bar{r}_0^2)^2} - i \right] \times \\ \times \sqrt{\varepsilon_z \left[1 - \frac{(1 + 3\bar{r}_0^2)^2}{(3 + \bar{r}_0^2)^2} \frac{1 - i^2}{4} \right]}. \quad (475)$$

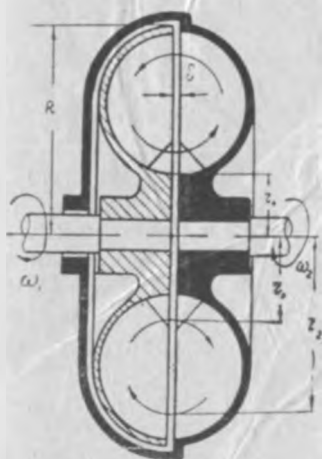


Рис. 187

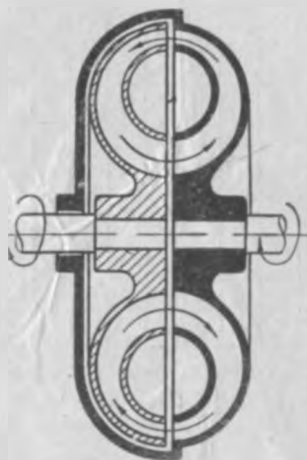


Рис. 188

Следует отметить, что полученные выше формулы для определения $\lambda_{m\infty}$ и λ_m справедливы для гидромуфт постоянного наполнения при нормальном скольжении $s = 0,02 \div 0,05$, т. е. для расчета момента, передаваемого гидромуфтой постоянного наполнения при установившемся наивыгоднейшем режиме работы. Значение коэффициента момента λ_m и мощности λ_N на других режимах при большом скольжении устанавливается экспериментально путем снятия характеристики гидромуфты в виде кривых $\lambda_m = f_1(i)$ и $\lambda_N = f_2(i)$.

§ 82. ХАРАКТЕРИСТИКИ И СХЕМЫ КОНСТРУКЦИИ ГИДРОМУФТ

Внешней характеристикой гидромуфты называют зависимость крутящего момента M и к. п. д. гидромуфты от числа оборотов n_2 турбинного колеса при постоянном числе оборотов n_1 насосного колеса. Внешнюю характеристику гидромуфты (рис. 189) строят по результатам ее испытаний. Характеристики гид-

ромуфты снимают при полном и частичном ее заполнении рабочей жидкостью. Уменьшение наполнения рабочей полости гидромufты жидкостью эквивалентно увеличению втулочного отношения $\overline{r_0} = \frac{r_0}{k}$ (рис. 185а) и снижает передаваемый момент.

При полном наполнении гидромufты объем рабочей жидкости равен примерно 90% геометрического объема полости гидромufты. Это наполнение считается полным, так как необходимо иметь свободное пространство, заполненное выделяющимися из жидкости парами масла и воздухом. Любое другое наполнение менее 90% геометрического объема гидромufты называется частичным. Внешняя характеристика гидромufты характеризует данную гидромufту при полном и частичном заполнениях.

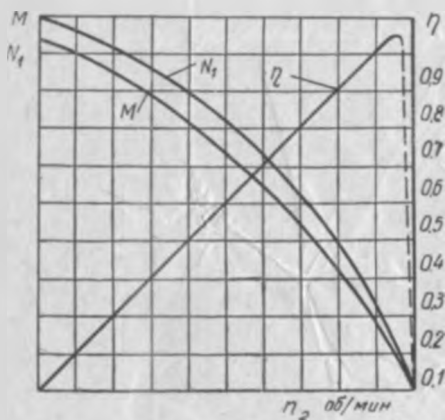


Рис. 189

При рассмотрении ряда геометрически подобных гидромufт целесообразно строить характеристику в координатах приведенных величин $\lambda_m = f_1(i)$ и $\eta = f_2(i)$.

Такая характеристика называется *приведенной*. Следовательно, под приведенной характеристикой гидромufты понимают совокупность двух кривых, выражающих зависимость коэффициента момента λ_m и к. п. д. η от передаточного отношения i . На рис. 190а показана приведенная характеристика гидромufты. Ее получают путем пересчета опытных внешних характеристик. Расчетным путем приведенную характеристику можно получить лишь приближенно.

При сравнении качеств различных гидромufт удобно пользоваться безразмерными величинами, представляющими собой отношение текущей величины передаваемого момента M к расчетной — $M_{\text{норм}}$. В таких случаях строят относительную характеристику в координатах $\overline{M} = \frac{M}{M_{\text{норм}}} = f(i)$. Таким образом, под *относительной характеристикой* гидромufты понимают кривую $\overline{M} = f(i)$, где $\overline{M}$ представляет собой отношение текущего момента к моменту при расчетном передаточном отношении или скольжении. Из рис. 190б, где показано относительная характеристика гидромufты, видно, что с уменьшением передаточного отношения момент гидромufты резко возрастает. При переда-

Такая характеристика называется *приведенной*. Следовательно, под приведенной характеристикой гидромufты понимают совокупность двух кривых, выражающих зависимость коэффициента момента λ_m и к. п. д. η от передаточного отношения i . На рис. 190а показана приведенная характеристика гидромufты. Ее получают путем пересчета опытных внешних характеристик. Расчетным путем приведенную характеристику можно получить лишь приближенно.

точном отношении, равно нулю (т. е. полностью заторможенном турбинном колесе), величина передаваемого момента в случае полностью заполненной гидромufты может быть в 20—25 раз больше расчетного.

Внешняя, приведенная и относительные характеристики определяют работу гидромufты постоянного наполнения при постоянном числе оборотов ведущего вала $n_1 = \text{const}$. Однако гидромufты могут работать и при переменном числе оборотов ведущего вала $n_1 \neq \text{const}$. Для этих случаев строят универсальную характеристику гидромufты (рис. 190в).

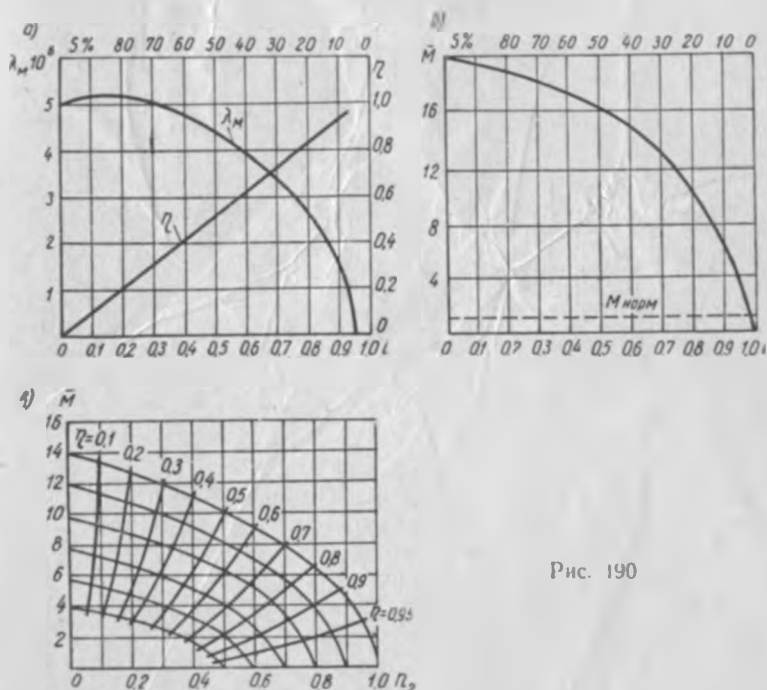


Рис. 190

Универсальной характеристикой гидромufты называют зависимость ее крутящих моментов от числа оборотов турбинного колеса при различных числах оборотов насосного колеса. На универсальной характеристике нанесены также кривые, представляющие собой величины моментов гидромufты с одинаковыми значениями k , п. д. Для построения универсальной характеристики необходимо снять внешние характеристики гидромufты при различном числе оборотов насосного колеса. Опытная характеристика гидромufты переменного наполнения отличается появлением местных искривлений и разрывов кривых моментов (рис. 192). Объясняется это тем, что в случае неполного наполнения в гидромufте возможны две формы движения жид-

кости: по малой проточной полости, когда жидкость входит в колесо на большом радиусе, и по большой, когда жидкость входит в насосное колесо на его минимальном радиусе. На рис. 191 показано движение жидкости в частично наполненной гидромуфте в зависимости от скольжения.

1. При отсутствии скольжения ($s = 0$) относительного движения жидкости нет (рис. 191, а).

2. С увеличением момента на валу турбинного колеса его обороты уменьшаются ($s = 0,05 \div 0,1$) и возникает относительное движение, в результате которого происходит перераспределение жидкости между насосным и турбинным колесом (рис. 191, б). На жидкость теперь действуют не только центробежные

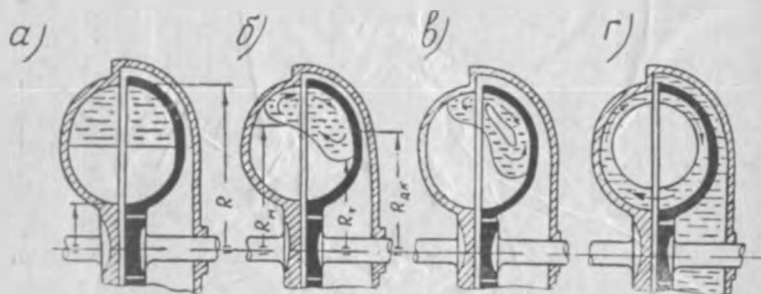


Рис. 191

силы от вращения относительно оси гидромуфты, а и гидродинамические силы от движения жидкости в меридиональной плоскости (направление движения показано стрелкой).

3. По мере увеличения нагрузки, а следовательно и скольжения ($s = 0,3 \div 0,35$), поток жидкости все больше захватывает турбинное колесо, расслаивается и приближается к оси гидромуфты (рис. 191, в).

4. Когда кинетическая энергия потока окажется достаточной для того, чтобы его центростремительная ветвь достигла внутреннего радиуса турбинного колеса ($s = 0,4 \div 0,45$), поток войдет в насосное колесо на его минимальном радиусе (рис. 191, г). При этом движение жидкости пойдет по периферии проточной полости муфты. Переход от движения по малой к движению по периферийной полости происходит скачкообразно с резким увеличением жесткости муфты.

Гидромуфта в случае частичного заполнения работает устойчиво при обеих формах движения жидкости, но в зоне перехода от одной формы к другой теряет устойчивость (см. характеристику рис. 192). Для борьбы со скачкообразным изменением формы движения жидкости на выходе из турбинного колеса

устанавливается так называемый порог (рис. 193). При наличии порога образование периферийного течения невозможно, и гидромуфта с частичным заполнением работает устойчиво.

Гидромуфты делятся на нерегулируемые и регулируемые. К нерегулируемым относятся муфты, у которых при постоянной скорости вращения ведущего вала число оборотов ведомого вала зависит только от нагрузочного момента на ведомом валу. В регулируемой гидромуфте число оборотов ведомого вала зависит также и от положения управляемого извне регулирующего устройства. Как нерегулируемые, так и регулируемые гидромуфты могут быть постоянного заполнения или переменного. Возрастание передаваемого момента в 20—25 раз по сравнению с расчетным при изменении скольжения в пределах $0,03 < s < 1$ — большой недостаток муфт постоянного наполнения и в большинстве случаев совершенно недопустим, так как такая муфта не может быть надежным предохранительным устройством. Поэтому при конструировании гидромуфт принимаются меры к тому, чтобы уменьшить их жесткость и тем самым исключить резкое возрастание момента при увеличении скольжения. Применение порога и других устройств позволяет изменить наполнение проточной полости гидромуфты жидкостью в процессе работы. Этой цели удовлетворяют конструкции гидромуфт с порогом и дополнительной камерой (рис. 194). Изменение наполнения проточной полости такой гидромуфты происходит

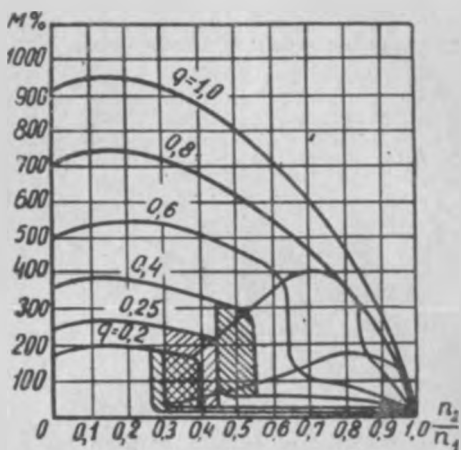


Рис. 192

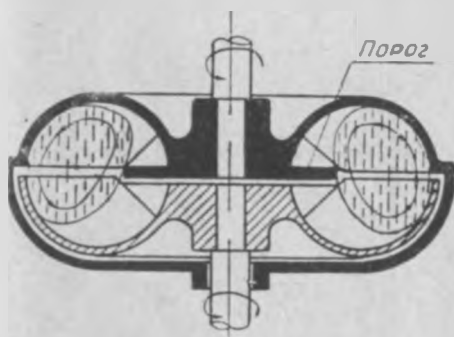


Рис. 193

автоматически только в зависимости от нагрузочного момента на ведомом валу. Гидромуфта переменного наполнения с порогом и дополнительной камерой относится к нерегулируемым муфтам с автоматическим переменным наполнением проточной полости,

хотя общее количество жидкости, находящейся в ней, в течение всего периода работы остается постоянным.

В регулируемых муфтах предусматриваются регулирующие устройства для управления

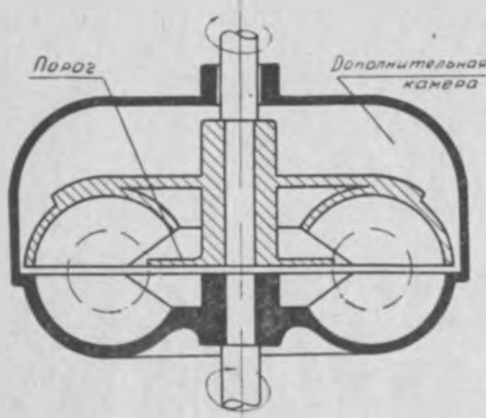


Рис. 194

внутри гидромуфты воздействием извне. Поэтому регулируемые гидромуфты при постоянном нагрузочном моменте на ведомом валу могут работать с различным скольжением, величина которого устанавливается внешним воздействием. На рис. 195 показана схема регулируемой муфты с наклонной черпательной трубкой в дополнительной камере. Положение черпательной трубки можно

изменять извне, выдвигая ее из дополнительного объема. Черпательная трубка изображена в двух крайних положениях. Пунктиром показано положение черпательной трубки при ее наибольшем погружении, которому соответствует наименьшее количество жидкости; сплошными линиями — трубка при наименьшем погружении, которому соответствует наибольшее количество жидкости в гидромуфте.

Следовательно, положение черпательной трубки, управляемой вручную или автоматически, определяет количество жидкости в проточной полости и вместе с этим величину числа оборотов ведомого вала.

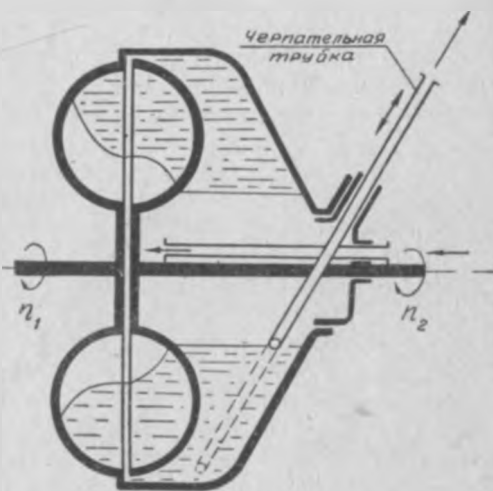


Рис. 195

Гидромуфта может быть использована для положения мощности как гидравлический тормоз, если ведущий вал муфты соединить с испытываемым двигателем, а тормозной момент соз-

давать на ведомом (турбинном) валу гидромурфты. В этом случае необходимо интенсивно отводить тепло из проточной полости гидромурфты, создавая циркуляцию рабочей жидкости между проточной полостью и холодильником.

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ

ГИДРОТРАНСФОРМАТОРЫ

§ 83. РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС ГИДРОТРАНСФОРМАТОРА

В отличие от гидромурфты, гидротрансформатор передает механическую энергию между соосными чалами с изменением крутящего момента. Как правило, гидротрансформаторы служат для увеличения крутящего момента на ведомом валу. По своему назначению они соответствуют вариаторам с автоматическим бесступенчатым изменением скорости ведомого вала. Корпус гидротрансформатора имеет внешнюю опору для восприятия реактивного момента, возникающего на лопатках реактора, который связан с корпусом. Гидротрансформаторы могут быть выполнены трех-, четырех- и многоколесными с одноступенчатым насосом, одно-, двух- и трехступенчатой турбиной с одним или несколькими реакторами. Простейшим гидротрансформатором является трехколесный (рис. 186), состоящий из одного насосного колеса 1, одного турбинного колеса 2 и лопаточного венца реактора 3.

Совместная работа лопаток насоса, турбины и реактора в одном замкнутом потоке при достаточно близком их расположении представляет собой сложный гидродинамический процесс. Вращающиеся в замкнутой проточной полости лопастные колеса сообщают жидкости относительную скорость $\bar{w}$ вдоль лопаток и одновременно переносят жидкость в окружном направлении с переносной скоростью $\bar{u}$.

Таким образом, абсолютная скорость в любом сечении насосного и турбинного колеса — это геометрическая сумма:

$$\bar{c} = \bar{w} + \bar{u}.$$

В полости гидротрансформатора в местах нарушения устойчивости потока появляются вредные вихревые движения. На режимах работы, отличных от оптимальных, вихреобразование усиливается, что влечет за собой падение к. п. д. гидротрансформатора. К. п. д. гидротрансформатора определяется по формуле

$$\eta = Ki, \quad (476)$$

где $K = \frac{M_2}{M_1}$ — текущее значение отношения момента турбины к моменту насоса;

$i = \frac{n_2}{n_1}$ — текущее значение передаточного отношения.

Значение K изменяется в зависимости от числа оборотов ведомого вала и в распространенных в настоящее время конструкциях достигает максимального значения при $i = 0$, т. е. при полностью остановленной турбине. Величина моментов на валу насосного колеса M_1 и валу турбины M_2 определяется соответственно по формулам:

$$\begin{aligned} M_1 &= \lambda_{1m} \gamma n_1^2 D^3; \\ M_2 &= \lambda_{2m} \gamma n_2^2 D^3, \end{aligned} \quad (477)$$

где λ_{1m} и λ_{2m} — переменные коэффициенты моментов, являющиеся функциями передаточного отношения;

D — активный диаметр гидротрансформатора (рис. 186).

Основной задачей теории гидротрансформатора является изучение процесса энергообмена и сил взаимодействия между лопастной системой и потоком жидкости. Эта задача может быть решена путем применения струйной теории, базирующейся на основных уравнениях лопастных машин и гидравлики.

При помощи основных уравнений учитываются особенности каждого лопастного колеса и связываются параметры потока с геометрическими размерами гидротрансформатора методом векторных диаграмм скоростей.

Условимся диаметры кольцевых сечений $D_1, D_2, \dots, D_6$ и соответствующую им ширину колеса $b_1, b_2, \dots, b_6$ выражать в безразмерном виде по отношению к диаметру выходного сечения насоса D_2 , т. е.

$$\bar{d}_i = \frac{D_i}{D_2}, \quad \bar{b}_i = \frac{b_i}{D_2}.$$

Расход жидкости в гидротрансформаторе выразим через меридиональную скорость c_m и площадь кольцевого сечения, считая c_m одинаковой в любой точке рассматриваемого сечения:

$$Q = \pi D b c_m. \quad (478)$$

По уравнению неразрывности (102) величина расхода одинакова во всех кольцевых сечениях проточной полости гидротрансформатора

$$Q = \pi D_1 b_1 c_{1m} = \pi D_2 b_2 c_{2m} = \dots = \pi D_6 b_6 c_{6m}. \quad (479)$$

При составлении уравнения моментов (449) для гидротрансформаторов принято считать за положительное направление действие моментов, совпадающее с направлением вращения насоса. Уравнение баланса энергии в гидротрансформаторе при неподвижном реакторе без учета объемных утечек между колесами и механического трения может быть записано в общем виде (452).

Во многих конструкциях гидротрансформаторов при значительном уменьшении нагрузочного момента на ведомом валу

реакторы могут вращаться, поглощая часть напора H_3 . В этом случае уравнение баланса энергии записывается в виде

$$H_1 - (H_2 + H_3) = h_w. \quad (480)$$

Входящие в уравнение баланса энергии напоры насосного H_1 и турбинного H_2 колес могут быть определены по основному уравнению лопастных машин (368) с учетом конечного числа лопаток по формуле Г. Ф. Проскуры (377).

Далее, входящие в уравнение баланса энергии проекции абсолютных скоростей на окружное направление могут быть определены из треугольников скоростей (рис. 186) с учетом уравнения расхода (479), т. е.

$$\left. \begin{aligned} c_{1u} &= u_1 - \frac{Q}{\pi D_1 b_1} \operatorname{ctg} \beta_1, & c_{2u} &= u_2 - \frac{Q}{\pi D_2 b_2} \operatorname{ctg} \beta_2 \\ c_{3u} &= u_3 - \frac{Q}{\pi D_3 b_3} \operatorname{ctg} \beta_3, & c_{4u} &= u_4 - \frac{Q}{\pi D_4 b_4} \operatorname{ctg} \beta_4 \\ c_{5u} &= u_5 - \frac{Q}{\pi D_5 b_5} \operatorname{ctg} \beta_5, & c_{6u} &= u_6 - \frac{Q}{\pi D_6 b_6} \operatorname{ctg} \beta_6 \end{aligned} \right\}. \quad (481)$$

Гидравлические потери в гидротрансформаторе h_w разбивают на две группы: потери энергии при работе на оптимальном режиме и потери на режимах, отличных от оптимального. Определяют их по методам гидравлики.

Потери при оптимальном режиме работы гидротрансформатора можно определить по формуле,

$$h_{\text{опт}} = \zeta_{\text{опт}} \frac{\omega_{\text{опт}}^2}{2g}, \quad (482)$$

где $h_{\text{опт}}$ — потеря напора при оптимальном режиме работы;

$\zeta_{\text{опт}}$ — коэффициент потерь в гидротрансформаторе при оптимальном режиме работы;

$\omega_{\text{опт}}$ — некоторая расчетная относительная скорость при оптимальном режиме.

Удобнее всего за расчетную скорость $\omega_{\text{опт}}$ принимать расчетную относительную скорость на выходе из насоса. Дополнительные потери напора на режимах, отличных от оптимального, возникают от несовпадения направления потока и входных кромок лопаток при переходе жидкости из одного колеса в другое (рис. 196). Эти потери можно определить по формуле

$$h_{\text{уд}} = \zeta_{\text{уд}} \frac{\omega_u^2}{2g}, \quad (483)$$

где $h_{\text{уд}}$ — потеря на удар из-за отклонения потока от оптимального;

$\zeta_{\text{уд}}$ — коэффициент ударных потерь в гидротрансформаторе;

ω_u — проекция геометрической разности относительных скоростей потока (рис. 196).

Подставляя значения напоров насосного и турбинного колеса и величину потерь в общее уравнение баланса энергии (452), получим квадратное уравнение относительно неизвестного расхода:

$$AQ^2 + BQ + B = 0, \quad (484)$$

где A , B и B — постоянные величины для данного установившегося режима работы гидротрансформатора.

При переходе на другой режим коэффициенты A , B и B становятся другими, следовательно, изменяется и расход жидкости в проточной полости гидротрансформатора. Таким образом,

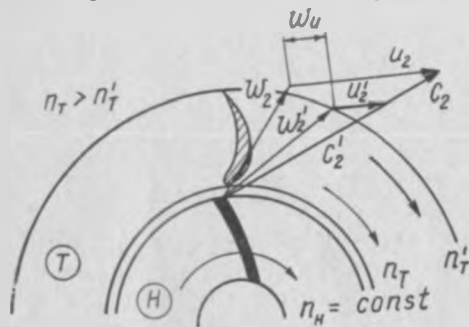


Рис. 196

величина коэффициентов в уравнении баланса энергии гидротрансформатора (484) зависит от соотношения угловых скоростей валов и передаваемой мощности при данном режиме работы гидротрансформатора.

Выбирая оптимальные соотношения размеров и параметры лопастных систем гидротрансформатора по опыту проектирования,

составляя и решая уравнения моментов (449) и баланса энергии (484), можно произвести приближенный гидравлический расчет проточной полости и найти внешнюю характеристику гидротрансформатора.

§ 84. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИДРОТРАНСФОРМАТОРОВ

В отличие от гидромуфт, гидротрансформаторы работают только при полном заполнении рабочей жидкостью. Более того, жидкость подается в гидротрансформатор под избыточным давлением, так как устойчивая работа гидротрансформатора возможна только при полном отсутствии кавитационных явлений. Большие скорости движения и высокие температуры рабочих жидкостей в гидротрансформаторах увеличивают вероятность возникновения кавитации вследствие того, что особенно у входных кромок лопаток насоса давление может стать равным давлению насыщенных паров рабочей жидкости. Для компенсации влияния больших скоростей и высоких температур жидкость подается в проточную полость гидротрансформатора под избыточным давлением.

Путем испытаний гидротрансформатора на различных режимах работы определяют его внешнюю (рис. 197) характе-

ристику, которую можно пересчитать на приведенную (рис. 198) и универсальную (рис. 199).

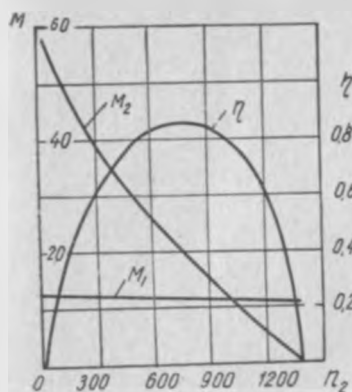


Рис. 197

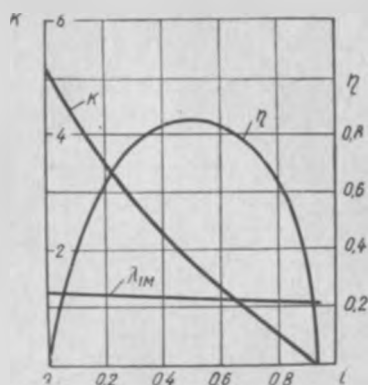


Рис. 198

Характеристики гидротрансформаторов более пологие, чем у гидромуфт, и отличаются плавным изменением крутящего момента на турбинном валу при изменении его угловой скорости.

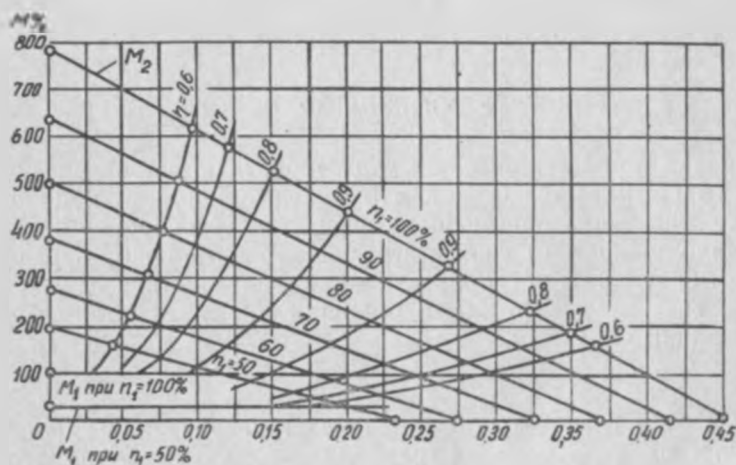


Рис. 199

Так как крутящие моменты на ведущем и ведомом валу гидротрансформатора различны, то, в отличие от характеристик гидромуфт, на внешней и универсальной характеристике наносятся три кривые, выражающие зависимости момента насоса M_1 , момента турбины M_2 и к. п. д. η от числа оборотов n_2 ве-

домого вала. На приведенной и относительной характеристике наносят кривые изменения коэффициентов моментов (λ_{M1} и λ_{M2}) и относительных моментов ($\bar{M}_1$ и $\bar{M}_2$) в зависимости от передаточного отношения i .

В ряде случаев к гидротрансформаторам предъявляется требование, чтобы крутящий момент, нагружающий двигатель, оставался постоянным при изменении нагрузки на ведомом валу.

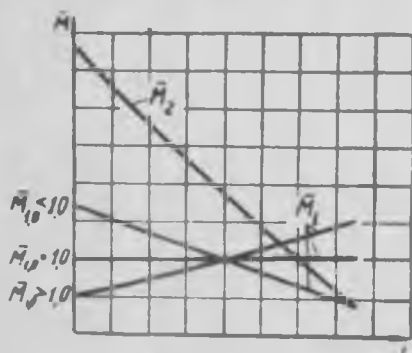


Рис. 200

Характеристику гидротрансформатора, у которого момент насоса удовлетворяет указанному требованию, называют «непрозрачной» (рис. 200). Если M_1 изменяется в зависимости от передаточного отношения, то характеристику называют «прозрачной». Если с увеличением момента M_2 одновременно увеличивается и момент M_1 , такую «прозрачность» характеристики принято называть «прямой прозрачностью».

Если же с увеличением момента M_2 момент M_1 уменьшается, то гидротрансформатор имеет характеристику с «обратной прозрачностью».

§ 85. КОНСТРУКЦИИ ГИДРОТРАНСФОРМАТОРОВ

Кривая $\eta = f(n_2)$ внешней характеристики гидротрансформатора (рис. 197) показывает, что максимальный к. п. д. достигается только при одном оптимальном числе оборотов ведомого вала или при одном соответствующем оптимальном передаточном отношении i_0 на приведенной характеристике (рис. 198).

На всех других режимах общий к. п. д. гидротрансформатора, равный

$$\eta = \eta_p \eta_0 \eta_{M1}$$

уменьшается главным образом за счет увеличения гидравлических потерь, учитываемых гидравлическим к. п. д. гидротрансформатора η_p . При этом объемный η_0 и механический к. п. д. η_M изменяются незначительно. Таким образом, при изменении нагрузочного момента на ведомом валу гидравлический, а вместе с ним и общий к. п. д. гидротрансформатора уменьшаются.

Расширение области высоких значений к. п. д. производится путем конструктивных усовершенствований. Усовершенствования могут быть следующие:

1) применение лопаток с закругленными входными кромка-

ми для уменьшения дополнительных ударных потерь на нерасчетных режимах;

2) конструирование ряда шарнирных лопаток, автоматически приспособляющихся к потоку с изменением режима работы;

3) применение гидротрансформаторов с освобождающимися реакторами, которые при достижении определенного передаточного отношения и допустимого снижения к. п. д. начинают автоматически свободно вращаться в потоке жидкости, переводя работу гидротрансформатора на режим работы гидромукты.

Наибольшее конструктивное развитие получило последнее усовершенствование. На основе идеи освобождающихся реакторов создан целый ряд комплексных гидропередач и гидромеханических трансмиссий.

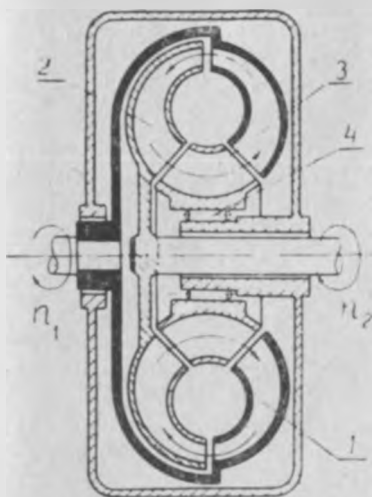


Рис. 201

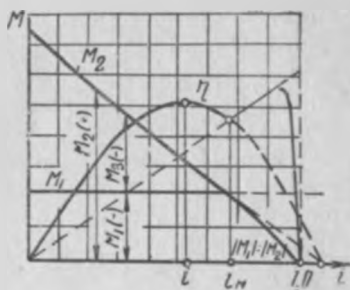


Рис. 202

Комплексной гидропередачей называют передачу, которая может работать как гидротрансформатор и как гидромукта с автоматическим переходом с одного режима на другой.

Рассмотрим особенности работы комплексной гидропередачи (рис. 201), созданной на основе трехколесного гидротрансформатора. На рис. 202 показана характеристика этой гидропередачи. Поскольку алгебраическая сумма моментов (449) рабочих колес и реактора равна нулю, то при $|M_2| > |M_1|$ момент реактора $M_3 < 0$, т. е. он направлен против направления вращения турбины. По мере уменьшения нагрузки на ведомом валу абсолютная величина момента M_3 уменьшается и при $i = i_m$, когда $|M_2| = |M_1|$, момент M_3 становится равным нулю. При дальнейшем уменьшении нагрузки и соответствующем увеличении передаточного отношения $i > i_m$ момент M_3 меняет свой знак, начиная действовать в направлении вращения рабочих колес. В комплексной гидропередаче реактор в корпусе уста-

новлен на обгонной муфте 4, которая позволяет ему свободно вращаться в направлении вращения рабочих колес и исключает возможность вращения в противоположную сторону. Поэтому, пока момент M_3 направлен против вращения рабочих колес, реактор неподвижен и гидропередача работает на режиме гидротрансформатора вплоть до i_m . При $i > i_m$, когда момент M_3 действует в направлении вращения, обгонная муфта обеспечивает свободное вращение реактора под влиянием действующего на него момента. При свободном вращении реактор увлекается потоком жидкости, не оказывая большого сопротивления. Незначительное сопротивление возникает только за счет трения в обгонной муфте и поглощается. Можно считать, что $M_3 \approx 0$, и поэтому (449) преобразуется в уравнение (453), характерное для гидромукты, т. е. гидротрансформатор при $i < i_m$ работает как гидромукта (см. правую часть характеристики на рис. 202). В дальнейшем при повторном увеличении нагрузки на турбину передаточное отношение уменьшается, и при $i < i_m$ передача автоматически переходит на режим гидротрансформатора. Из характеристики видно, что диапазон высоких значений к. п. д. комплексной гидропередачи (сплошная линия) значительно выше, чем трехколесного гидротрансформатора с жестко закрепленным реактором (пунктирная линия).

Для значительного увеличения крутящего момента двигателя и расширения диапазона рабочих скоростей в весьма широких пределах с одновременным повышением общего к. п. д. применяют гидромеханические трансмиссии, которые скомпонованы из комплексной гидропередачи и зубчатого планетарного дифференциала. Соединение комплексной гидропередачи с планетарным дифференциалом обеспечивает возможность передачи мощности от ведущего вала к ведомому параллельными потоками через гидропередачу и главным образом через зубчатые планетарные ступени трансмиссии. В такой трансмиссии сочетаются достоинства гидропередачи с преимуществами зубчатых планетарных передач.

Гидравлическая часть трансмиссии обеспечивает плавность, автоматичность бесступенчатого изменения скорости ведомого вала при соответствующем изменении нагрузки, а механическая — большие соотношения угловых скоростей ведомого и ведущего валов при высоком значении общего к. п. д. трансмиссии. На рис. 203 показан осевой разрез гидромеханической трансмиссии автомобиля, у которой двигатель, присоединяемый к трансмиссии слева, приводит в движение насос 2 и параллельно через муфту сцепления 6 энергия передается на центральную шестерню планетарного дифференциала 7, минуя гидропередачу. Насос подает рабочую жидкость в турбину 1 гидропередачи, которая через реактор 4, установленный на обгонной муфте 9, возвращается в насос. Вал турбины 1 соединен с центральной ше-

стерней планетарного дифференциала и передает ей крутящий момент турбины.

Таким образом, энергия двигателя с помощью звена 2 разделяется на два параллельных потока (через гидропередачу и через муфту сцепления), а затем снова суммируется на ведущем валу планетарного дифференциала 7. Посредством дифференциала обороты уменьшаются и механическая энергия с требуемым числом оборотов и крутящим моментом через ведомый

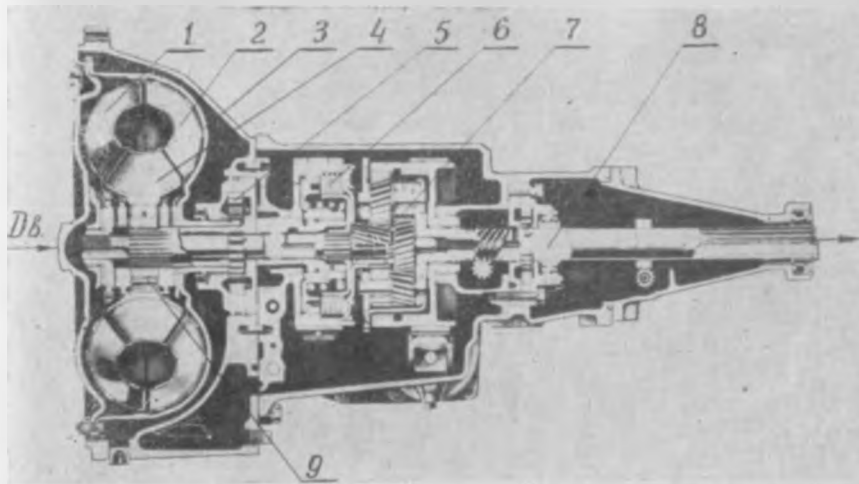


Рис. 203

вал трансмиссии 8 передается на колеса автомобиля. Рассматриваемая гидромеханическая трансмиссия — бесступенчатая, автоматическая, так как число оборотов ведомого вала 8 зависит от нагрузки на колеса. Такая гидромеханическая передача проста в управлении и надежна в работе. Если момент на колесах автомобиля равен моменту двигателя, то трансмиссия работает в режиме гидромукты, так как реактор 4 установлен на обгонной муфте 9. Рассматривая устройство и работу гидромеханической трансмиссии автомобиля, заключаем, что она сама автоматически учитывает изменение профиля дороги и может плавно переходить на другую скорость движения независимо от водителя автомобиля. (Подробное описание конструкции гидромукт и гидротрансформаторов смотрите в книге Д. Я. Алексапольского «Гидродинамические передачи». Машгиз, 1963.)

§ 86. ПРИМЕНЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРЕДАЧ

Часто характеристики машин, между которыми необходимо передать механическую энергию, не соответствуют друг другу. В результате этого машины работают на неэкономичных режи-

мах, с большими перегрузками или недогрузками и др. Согласование характеристик машин может быть достигнуто путем применения гидродинамических передач. Однако при этом передача усложняется, появляются дополнительные потери энергии, устройства для отвода тепла и т. д. Если согласование характеристик при помощи гидропередачи дает выигрыш по сравнению с общими затратами, связанными с использованием гидропередачи, то применение последней целесообразно. Кроме того, гидродинамические передачи удобны при осуществлении плавного регулирования числа оборотов машины и создании автоматических трансмиссий.

Гидромуфты используют для предохранения двигателей от опасных перегрузок и изменения числа оборотов различных машин. Нерегулируемые гидромуфты применяют для предохранения машин от опасных перегрузок с одновременным получением плавности передачи крутящего момента. Регулируемые гидромуфты являются предохранительными и одновременно позволяют регулировать число оборотов различных машин. Особенно полезны они для изменения числа оборотов машин, приводимых в движение нерегулируемым электродвигателем переменного тока. Регулируемые гидромуфты обычно применяют для изменения числа оборотов лопастных машин, мощность которых пропорциональна кубу числа оборотов (тягодутьевые вентиляторы, центробежные насосы), так как характер изменения передаваемого гидромуфтой момента (см. 457) соответствует характеристикам указанных машин. Подбор гидромуфт производится по характеристикам с использованием формулы (471) и последующим построением совместных характеристик двигателя — гидромуфта.

Гидротрансформаторы применяют в сочетании с электродвигателями переменного тока, газовыми турбинами, карбюраторными двигателями внутреннего сгорания и дизельными двигателями.

Для построения совместных характеристик агрегата с гидротрансформатором необходимо располагать характеристиками двигателя, самого гидротрансформатора и исполнительной машины. Чтобы получить характеристику совместной работы любого двигателя с гидротрансформатором, необходимо совместить характеристики двигателя и насосного колеса гидротрансформатора. Точки их пересечения дают характеристику совместной работы. Зная внешнюю характеристику агрегата двигатель — гидротрансформатор и характеристику исполнительной машины, можно найти закон движения этой машины. Подбор гидротрансформаторов производится по характеристикам с использованием формул (477). Изучение совместных характеристик и опыт применения гидротрансформаторов с различными двигателями позволяет рекомендовать:

1) для работы с карбюраторным двигателем внутреннего сгорания гидротрансформаторы, имеющие большую «прозрачную» характеристику, так как при этом лучше используется мощность двигателя;

2) для работы с дизелем — гидротрансформаторы с малой «прозрачностью» характеристики;

3) при работе с нерегулируемым электродвигателем переменного тока — гидротрансформатор с «непрозрачной» характеристикой.

РАЗДЕЛ I

ОБЪЕМНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОБЪЕМНЫХ ГИДРОМАШИНАХ

§ 87. ПРИНЦИП РАБОТЫ И НАЗНАЧЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ ГИДРОМАШИН

Объемные насосы служат для подачи жидкости под давлением, а гидродвигатели — для преобразования энергии давления жидкости в механическую энергию. Принципиально любой объемный насос может работать в режиме гидродвигателя, если в его полость подавать жидкость под давлением, а с вала снимать механическую мощность. Несмотря на то, что в гидродвигателе происходит обратный процесс по сравнению с насосом, принцип действия у них одинаков и основан на вытеснении малосжимаемой жидкости из замкнутого объема. Отличительной особенностью объемных гидромашин является возвратно-поступательное или вращательное движение вытеснителя, выполненного в виде скользящего или вращающегося поршня. В отличие от лопастных машин, в объемной гидромашине под непосредственным воздействием поршня изменяется потенциальная энергия давления при практически неизменной кинетической энергии жидкости. Поэтому иногда объемные гидромашин условно называют гидростатическими. По назначению объемные насосы можно разделить на насосы для подачи воды и других жидкостей и насосы для гидроприводов. Гидродвигатели применяются как составная часть гидроприводов. По конструкции объемные гидромашин разделяют на поршневые, роторно-поршневые, роторно-пластинчатые и роторно-зубчатые. В качестве насосов для подачи воды и других жидкостей преимущественно используются различные схемы поршневых насосов. В объемных гидропередачах и приводах при-

меняются все перечисленные виды основных конструктивных разновидностей объемных гидромашин.

Поскольку при вытеснении из замкнутого объема капельная жидкость сжимается очень мало, то давление в объеме возрастает до значительных величин:

$$\Delta p = E_{\text{ж}} \frac{\Delta W}{W}, \quad (485)$$

где Δp — изменение давления при изменении замкнутого объема W на величину ΔW ;

$E_{\text{ж}}$ — объемный модуль упругости сжатия жидкости.

Значения модуля упругости жидкостей $E_{\text{ж}}$ приведены в § 1. В одной ступени объемной гидромашинны создаются или сбрасываются более высокие напоры жидкости, чем в ступени лопастной машины.

§ 98. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОБЪЕМНЫХ ГИДРОМАШИН

Давление жидкости p в объемной гидромашине зависит от внешней нагрузки. Теоретически, т. е. при полной герметичности рабочего объема, подача или расход объемной гидромашинны не зависят от давления, а величину давления можно получить сколь угодно большой путем увеличения нагрузки на поршень. При неизменной скорости поршня подача Q_T будет постоянной. Однако в действительности рабочий объем с движущимся в нем поршнем невозможно выполнить абсолютно герметичным при любом давлении. В связи с этим с ростом внешней нагрузки будет иметь место сначала небольшая утечка жидкости до определенного предела давления, после чего наступит резкое увеличение утечки вплоть до полной потери герметичности. Для обеспечения нормальной работы объемной гидромашинны максимальное давление ограничивают путем установки предохранительного клапана, сбрасывающего в момент увеличения внешней нагрузки. При этом ограничивается и сама нагрузка на поршень и другие детали гидромашинны.

Зависимость подачи жидкости от давления нагнетания, когда число оборотов и вязкость постоянны, называют характеристикой поршневого насоса. На рис. 204 показана характеристика поршневого насоса при его бескавитационной работе. На характеристике обозначено: Q — подача насоса; p — давление нагнетания; n — число оборотов в минуту; Δq — утечка в рабочих органах насоса; Δq_k — утечка через предохранительный клапан.

Точка A соответствует началу открытия предохранительного клапана, точка B — полному перепуску жидкости из нагнетательной камеры насоса во всасывающую через предохранительный клапан. Пунктиром I условно обозначен участок кривой при отсутствии перепуска жидкости через предохранительный клапан.

Величина утечки Δq определяется величиной зазоров в рабочих органах, вязкостью жидкости и давлением нагнетания.

Теоретическая подача (производительность) насоса Q_T или расход гидродвигателя зависят от величины рабочего объема q_T , числа циклов n в единицу времени и может быть представлена как произведение

$$Q_T = q_T n. \quad (486)$$

Численно равная суммарному полезному объему рабочих камер гидромашины величина q_T представляет собой теоретическую удельную подачу гидромашин за полный рабочий цикл.

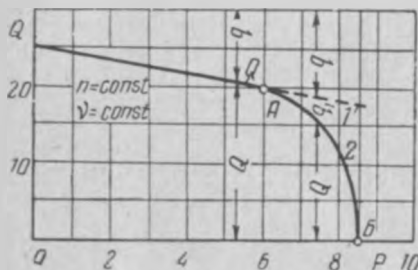


Рис. 204

$$q_T = z q_{1T}, \quad (487)$$

где z — число рабочих камер данной гидромашин; q_{1T} — объем одной рабочей камеры.

Таким образом, удельная подача объемной гидромашин представляет суммарным объемом рабочей камеры и зависит от ее размеров.

Давление жидкости p , действующее на рабочие элементы гидромашин (поступательного движения), создает рабочее усилие

$$P_T = p \Omega_n, \quad (488)$$

здесь Ω_n — активная площадь поршня.

В случае гидромашин вращательного движения давление p создает момент M_T на валу, равный

$$M_T = K_M p, \quad (489)$$

где K_M — постоянный коэффициент момента, зависящий от размеров и конструкции гидромашин.

Теоретическая величина коэффициента момента K_M может быть определена из выражения мощности N_T через крутящий момент $N_T = M_T \omega$, т. е.

$$p Q_T = M_T \omega, \quad (490)$$

где ω — угловая скорость вала роторной гидромашин.

Из выражения (490) очевидно, что

$$M_T = \frac{Q_T}{\omega} p = \frac{1}{2\pi} q_T p, \quad (491)$$

и, следовательно, K_M в формуле (489) равен

$$K_M = \frac{q_T}{2\pi}. \quad (492)$$

Действительная величина коэффициента момента определяется с учетом к. п. д. объемной гидромашины η_v . Полный к. п. д. гидромашины находят по общей формуле $\eta = \eta_0 \eta_m \eta_g$.

Гидравлические потери в объемных гидромашинах, оцениваемые коэффициентом η_g , незначительны, и поэтому можно считать, что $\eta_g \approx 1$ и полный к. п. д. равен

$$\eta = \eta_0 \eta_m. \quad (493)$$

Составляя уравнение баланса мощности (490) отдельно для насоса и гидродвигателя, получим:

$$\text{для насоса } pQ = \eta_n M_n \omega_n; \quad (494a)$$

$$\text{для гидродвигателя } pQ \eta_d = M_d \omega_d. \quad (494b)$$

Таким образом, крутящий момент насоса равен

$$M_n = \frac{Q}{\eta_n \omega_n} p = \frac{K_n}{\eta_n} p. \quad (495a)$$

Крутящий момент гидродвигателя

$$M_d = \frac{Q \eta_d}{\omega_d} p = K_m \eta_d p. \quad (495b)$$

Утечки жидкости через неплотности в объемной гидромашине учитываются объемным к. п. д. η_0 , величина которого зависит от качества применяемых уплотнений. Механическое трение учитывается механическим к. п. д. η_m , величина которого зависит от потерь на трение в уплотнениях, подшипниках и др.

Полезную мощность насоса N_n определяют по гидравлическим параметрам в виде произведения

$$N_n = \frac{pQ}{102} \text{ кВт}, \quad (496)$$

а полезную мощность гидродвигателя N_d — по механическим параметрам: для гидродвигателей поступательного движения

$$N_d = \frac{Pv}{102}, \quad (497a)$$

где P — полезное усилие на поршне;

v — скорость поршня;

для гидродвигателей вращательного движения

$$N_d = \frac{M_d \omega_d}{102}, \quad (497b)$$

где M_d — крутящий момент гидродвигателя;

ω_d — угловая скорость вала гидродвигателя.

§ 89. РАБОЧИЕ ЖИДКОСТИ ОБЪЕМНЫХ ГИДРОМАШИН

В зависимости от назначения объемной гидромашины рабочей жидкостью могут быть вода, нефтяные масла, синтетические жидкости, спирто-глицериновая смесь и др.

Объемные насосы, служащие для подачи жидкости под давлением, конструируются с учетом свойств перекачиваемой жидкости.

Принципиально объемные гидромашины гидроприводов могут работать на всякой каплевой жидкости, так как все каплевые жидкости способны передавать энергию в широком диапазоне давлений. Однако не каждая жидкость одинаково целесообразна для заданных условий.

Рабочая жидкость гидропередачи выполняет свою основную функцию промежуточной среды и одновременно является смазочным веществом. В связи с этим к ней предъявляются противоречивые требования. Для уменьшения утечек жидкости через уплотнения желательно подобрать жидкость, образующую прочную масляную пленку. Но для уменьшения трения жидкости и гидравлических потерь целесообразно подбирать жидкость с малой вязкостью.

Например, чистая вода имеет малую вязкость, химически стабильна, недефицитна, но не обладает смазочными и антикоррозийными свойствами.

Наиболее полно основным требованиям к рабочим жидкостям объемных гидропередач удовлетворяют маловязкие нефтяные масла высокой очистки. Однако и их нельзя считать идеальными, поэтому созданы и создаются новые синтетические жидкости и присадки к нефтяным маслам, которые улучшают их свойства. Свойства рабочей жидкости также оказывают влияние на эффективность, работоспособность и долговечность передачи, поэтому при выборе рабочей жидкости учитывают не только особенности передачи, но и качество самой жидкости. К рабочим жидкостям предъявляются следующие требования.

1. Рабочие жидкости в уплотнениях должны создавать прочную масляную пленку. Следует при этом отметить, что значительное увеличение прочности масляной пленки ухудшает работу гидроаппаратуры.

2. Для обеспечения высокой точности и безотказности работы, а также большого срока службы механизма необходимо, чтобы масла обладали высокими антикоррозийными свойствами и хорошей стабильностью. Это требование приобретает особое значение в случае длительной работы. Коррозийная агрессивность нефтяных масел может быть понижена добавкой 0,5—1,0% некоторых жирных кислот или эфира. Эти присадки образуют на поверхности металла тонкие защитные пленки, предохраняющие от окисления масло и поверхность металла.

3. Рабочая жидкость объемной гидропередачи должна иметь относительно малую вязкость и хорошие вязкостно-температурные свойства. Применение нефтяных масел с малой вязкостью уменьшает потери на трение, обеспечивает большую чувствительность и точность работы аппаратуры.

4. Для обеспечения заданной работоспособности механизма нужно, чтобы рабочая жидкость была однородной и тщательно профильтрованной.

5. Рабочие жидкости не должны вызывать набухания и растворения уплотнительных прокладок.

6. Рабочая жидкость объемных гидравлических механизмов должна иметь стабильный модуль упругости и объемный вес. В связи с этим масло не должно поглощать и выделять газы в рабочем диапазоне температур. Постоянство модуля упругости приобретает особое значение при больших давлениях.

7. Одним из свойств жидкостей является способность растворять воздух. Растворяемость воздуха в рабочих жидкостях позволяет объяснить ряд явлений, возникающих в гидравлических механизмах: уменьшение производительности насосов, нарушение равномерности хода гидродвигателей и др. Для обеспечения устойчивой работы гидропередачи необходимо, чтобы рабочая жидкость возможно меньше содержала растворенного воздуха.

Значительное влияние на работу регулирующих устройств (золотников, дросселей и др.) оказывает склонность рабочих жидкостей к облитерации. Под облитерацией понимают заращивание проходного сечения потока активными частицами, выделяющимися из протекающей жидкости. Облитерация зависит от многих факторов, в том числе от свойств жидкости и материала стенок каналов.

Экспериментальные исследования облитерации показывают, что последняя вызвана процессом адсорбции поляризованных молекул жидкости.

Поляризованные молекулы, накладываясь на поверхность канала, образуют фиксированный граничный слой, который обладает иными свойствами, чем рабочая жидкость. Облитерация может быть значительна (0,1—0,3 мм) и вызывает заметное изменение расхода жидкости в регулирующих устройствах.

Перечисленным требованиям удовлетворяют нефтяные масла, свойства которых приведены в табл. 1 и 2 (см. приложение V).

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ

ПОРШНЕВЫЕ НАСОСЫ ДЛЯ ПОДАЧИ ВОДЫ И ДРУГИХ ЖИДКОСТЕЙ

§ 90. СХЕМЫ УСТРОЙСТВА И РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС ПОРШНЕВЫХ НАСОСОВ

Поршневые насосы для подачи воды и других жидкостей представляют собой простейшие объемные машины с возвратно-поступательным движением поршня в цилиндре.

Схема приводного насоса простого действия представлена на рис. 205. В цилиндре 2 поршень 1 совершает возвратно-поступа-

тельное движение. При движении поршня вправо объем рабочей камеры 3 увеличивается, а давление в ней уменьшается, и жидкость из резервуара через всасывающий клапан 4 поступает в рабочую камеру. Так происходит процесс всасывания при закрытом нагнетательном клапане 5. При движении поршня влево заполненный жидкостью объем рабочей камеры уменьшается. Давление в камере повышается; под действием давления всасывающий клапан закрывается, а нагнетательный открывается, и жидкость из рабочей камеры вытесняется через нагнетательный клапан в напорный трубопровод. Далее при вращении кривошипа 6 описанный цикл поршневого насоса повторяется.

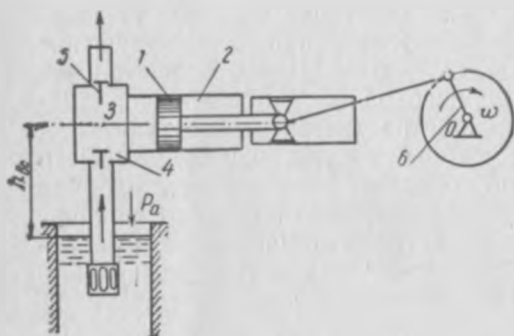


Рис. 205

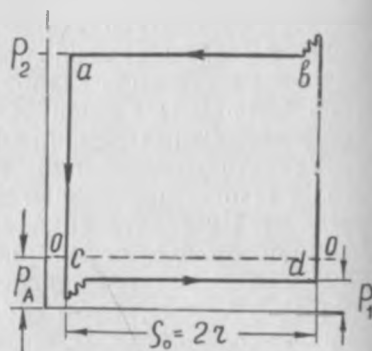


Рис. 206

Рабочий цикл поршневого насоса характеризуется индикаторной диаграммой, на которой графически изображают изменение давления в цилиндре за один полный оборот кривошипа.

На рис. 206 изображена индикаторная диаграмма совершенного поршневого насоса. В этом случае утечки жидкости через клапаны и поршень отсутствуют, клапаны работают без перекрытия и не создают гидравлических сопротивлений. Линия cd соответствует процессу всасывания, линия ba — процессу нагнетания. Поскольку сжимаемость жидкости мала, то линии ac и db вертикальны. Некоторое колебание давления в начале всасывания (точка c) и в начале нагнетания (точка b) связано с открытием клапанов.

При наличии неисправностей в насосе индикаторные диаграммы могут отличаться от показанной на рис. 206. Так, диаграмма I (рис. 207) характерна для насоса, у которого наблюдается запаздывание закрытия нагнетательного клапана, а диаграмма II — при запаздывании закрытия всасывающего клапана.

Изменение индикаторных диаграмм может происходить и при других неисправностях или при попадании воздуха в цилиндр. Площадь индикаторной диаграммы в известном масштабе равна

работе, сообщаемой жидкости поршнем за один оборот кривошипа. Если площадь индикаторной диаграммы разделить на ход поршня s_0 , то получим среднее индикаторное давление p_i . Соответствующая давлению p_i мощность называется индикаторной:

$$N = \frac{p_i \Omega_n s_0 n}{60 \cdot 102}, \quad (498)$$

где Ω_n — площадь поршня, м^2 ;

s_0 — ход поршня, м ;

n — число рабочих ходов в минуту.

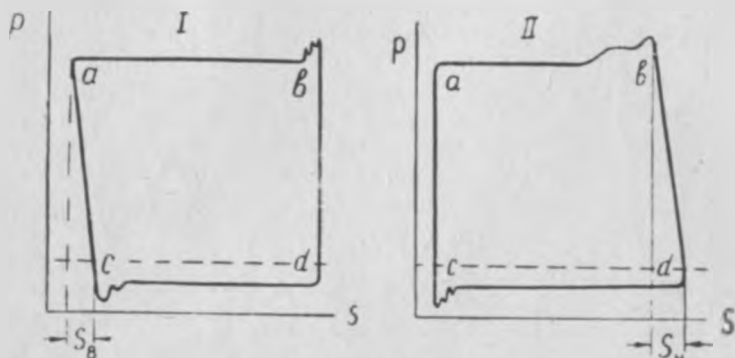


Рис. 207

Подача (производительность) поршневого насоса определяется как произведение объема жидкости q , вытесняемого поршнем за один рабочий ход, на число рабочих ходов n в единицу времени, т. е. по формуле (486):

$$Q_0 = qn = \tau_{i0} \frac{\pi D^3}{4} s_0 n, \quad (499)$$

где D — диаметр поршня;

τ_{i0} — объемный к. п. д. насоса;

s_0 — ход поршня.

Достоинством поршневых насосов является их способность к самовсасыванию. При запуске поршневой насос может выкачать из полости всасывания воздух и поэтому не нуждается в предварительной заливке.

В отношении величины подачи возможности поршневых насосов ограничены, и поэтому для водоснабжения эти насосы применяются только в редких случаях, когда источник воды находится на значительной глубине, а дебит его небольшой.

Подача поршневого насоса ввиду переменной скорости поршня — пульсирующая. Для уменьшения пульсаций жидкости в поршневом насосе предусматривают воздушные колпаки (рис. 208), переходят на дифференциальную схему насоса (рис. 209)

либо применяют насосы двойного действия (рис. 210) и многоцилиндровые схемы насосов.

Дифференциальные поршневые насосы (рис. 209) отличаются от насосов простого действия более равномерной подачей, так как полная подача за двойной ход распределяется равномерно между ходами. В этих насосах при ходе плунжера 1 вправо получается разрежение в камере А над всасывающим клапаном, и она заполняется жидкостью. Одновременно объем жидкости (равный объему плунжера, выходящему из внутренней полости насоса) вытесняется из напорной камеры Б при закрытом нагнетательном клапане 5. При обратном ходе (влево) всасывающий клапан закрывается, и поступивший до этого в камеру А объем жидкости вытесняется из нее через нагнетательный клапан. Величина производительности дифференциального поршневого насоса определяется по формуле (499).

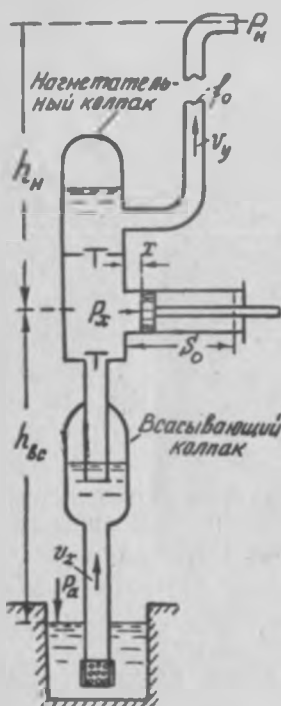


Рис. 208

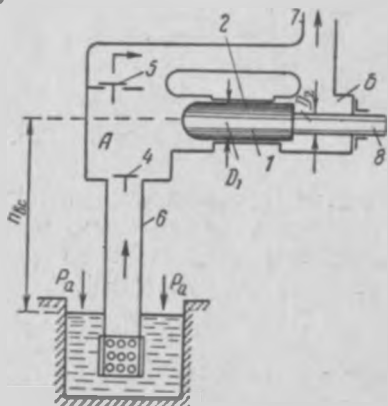


Рис. 209

Насосы двойного действия (рис. 210) имеют два всасывающих и два нагнетательных клапана. В этих насосах подача жидкости происходит в период прямого и обратного хода, и поэтому она определяется по формуле

$$Q_0 = \eta_0 \left(\frac{\pi D^3}{4} - \frac{\pi d^3}{4} \right) s_0 n, \quad (500)$$

где η_0 — объемный к. п. д. насоса;

D — диаметр поршня;

d — диаметр штока;

s_0 — ход поршня;

n — число двойных ходов поршня (число оборотов кривошипа).

Вследствие неравномерного движения поршня скорость жидкости, давление и подача поршневого насоса изменяются с течением времени. Следовательно, движение жидкости будет неустановившимся.

При неустановившемся движении жидкости в уравнении Д. Бернулли необходимо учитывать влияние инерционного напора $h_{ин}$:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + \Sigma h_{1,2} + h_{ин}. \quad (501)$$

Инерционный напор $h_{ин}$ представляет собой разность значений удельной энергии во втором и первом сечениях в данный момент времени, обусловленный ускорением и торможением жидкости при ее неустановившемся движении.

Применяя уравнение (501) для крайних сечений всасывающей линии насоса (рис. 205), получим формулу определения вакуумметрической высоты поршневого насоса H_v :

$$H_v = \frac{p_v - p_i}{\gamma} = h_{вс} + \Sigma h_{вс} + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} + h_{ин}, \quad (502)$$

где $h_{вс}$ — геометрическая высота всасывания, считая от расчетного уровня воды в приемном резервуаре до наивысшей точки внутренней полости цилиндра насоса;

$\Sigma h_{вс}$ — сумма всех потерь во всасывающем трубопроводе;

$\alpha_1 \frac{v_1^2}{2g}$ — скоростной напор во всасывающем трубопроводе;

$h_{ин}$ — инерционный напор, зависящий от неравномерности подачи, от массы и ускорения столба жидкости, которому сообщается неравномерное движение.

Для надежности полученное по формуле (502) значение допустимой вакуумметрической высоты $H_{доп}$ должно удовлетворять условию

$$H_{доп} > \frac{p_v - p_i}{\gamma}, \quad (503)$$

где p_i — давление насыщенных паров жидкости при данной температуре.

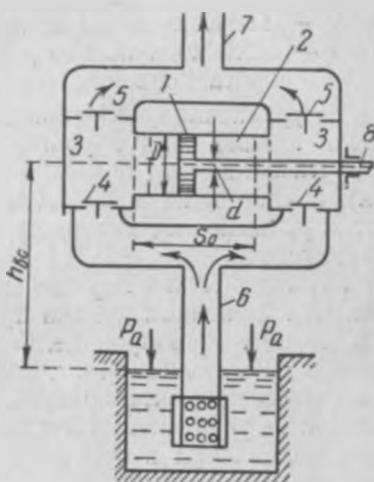


Рис. 210

Величина инерционного напора $h_{ин}$ определяется по формуле

$$h_{ин} = \frac{1,2n^2s_0^2D^2L}{1800d^4} \left(1 - \frac{x}{r}\right), \quad (504)$$

где n — число оборотов кривошипа, *об/мин*;

s_0 — ход поршня, *м*;

D — диаметр поршня, *м*;

d — диаметр всасывающей трубы, *м*;

L — длина участка всасывающего трубопровода, в котором имеет место неустановившееся движение, *м*;

r — радиус кривошипа, *м*;

x — часть хода поршня, соответствующая данному углу поворота кривошипа.

Из уравнения (504) видно, что $h_{ин}$ имеет максимальное значение в начале хода поршня. При одинаковых условиях работы допустимая высота всасывания будет больше у насосов с воздушным колпаком на всасывающей линии, так как он обеспечивает более равномерное движение жидкости по всасывающему трубопроводу.

Характеристики поршневых насосов отличаются от лопастных малым изменением подачи при увеличении потребного давления в напорном трубопроводе. С увеличением сопротивления трубопровода потребляемая насосом мощность резко возрастает, а подача остается почти постоянной. Поэтому поршневые насосные установки разрешается пускать в работу только при небольшом противодавлении в напорном трубопроводе, т. е. при открытой задвижке.

§ 91. ГРАФИКИ ПОДАЧИ ПОРШНЕВЫХ НАСОСОВ

При рассмотрении рабочего процесса простейших поршневых насосов была составлена формула (499) для определения величины средней подачи насоса. Однако в каждый момент времени мгновенная подача q отличается от среднего значения и зависит от угла поворота вала кривошипа (рис. 211). Для насоса простого действия мгновенная подача равна

$$q = \Omega_n v_n. \quad (505)$$

Поскольку привод поршня в данном случае осуществляется кривошипно-шатунным механизмом, то перемещение x поршня можно определить в зависимости от угла φ поворота кривошипа по уравнению

$$x = r(1 - \cos \varphi) + l(1 - \cos \beta). \quad (506)$$

Так как $\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta}$ и $\sin \beta = \frac{r}{l} \sin \varphi$,

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{r}{l}\right)^2 \sin^2 \varphi}. \quad (507)$$

Разложив правую часть выражения (507) по биному Ньютона и ограничившись двумя первыми членами разложения, получим

$$\cos \beta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{l}\right)^2 \sin^2 \varphi. \quad (508)$$

Подставив значение $\cos \beta$ в уравнение (506), получим

$$x = r \left(1 - \cos \varphi + \frac{1}{2} \frac{r^2}{l^2} \sin^2 \varphi \right). \quad (509)$$

Дифференцируя функцию (509) по времени, найдем уравнение для определения скорости поршня v_n :

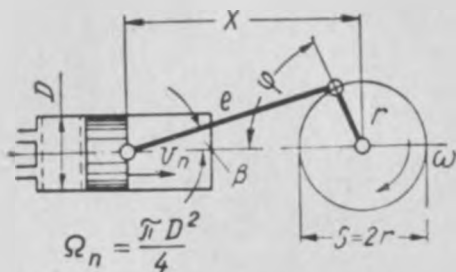


Рис. 211

$$v_n = \frac{dx}{dt} = r \left(\sin \varphi + \frac{1}{2} \frac{r^2}{l^2} 2 \sin \varphi \cos \varphi \right) \frac{d\varphi}{dt}. \quad (510)$$

Замечая, что $\frac{d\varphi}{dt} = \omega$ — угловая скорость кривошипа, получим величину скорости поршня:

$$v_n = r\omega \left(\sin \varphi + \frac{1}{2} \frac{r^2}{l^2} \sin 2\varphi \right). \quad (511)$$

Так как в большинстве случаев $\frac{r^2}{l^2} < 0,2$, то можно приближенно считать:

$$x = r (1 - \cos \varphi) \quad (512)$$

и

$$v_n = r\omega \sin \varphi.$$

Следовательно, подставляя значение v_n из уравнения (511) в (505), получим формулу для определения мгновенной подачи:

$$q = \Omega_n r \omega \sin \varphi. \quad (513)$$

Таким образом, мгновенная подача приводного поршневого насоса простого действия изменяется по синусоидальному закону. Если по оси абсцисс (рис. 212) отложить φ , а по оси ординат q , то получим график подачи насоса $q = f(\varphi)$. Площадь, ограниченная кривой q и осью абсцисс, будет пропорциональна объемному количеству жидкости, нагнетаемой насосом при повороте криво-

шпа на угол φ . Максимальная подача насоса имеет место при $\varphi = 90^\circ$:

$$q_{\max} = \Omega_n r \omega. \quad (514)$$

Отношение $\psi_n = \frac{q_{\max}}{q_{\text{ср}}}$ характеризует неравномерность подачи насоса. Таким образом, для насоса простого действия коэффициент неравномерности

$$\psi_n = \frac{\Omega_n r \omega}{\Omega_n 2 r n} = \frac{2 \pi n}{2 n} = \pi.$$

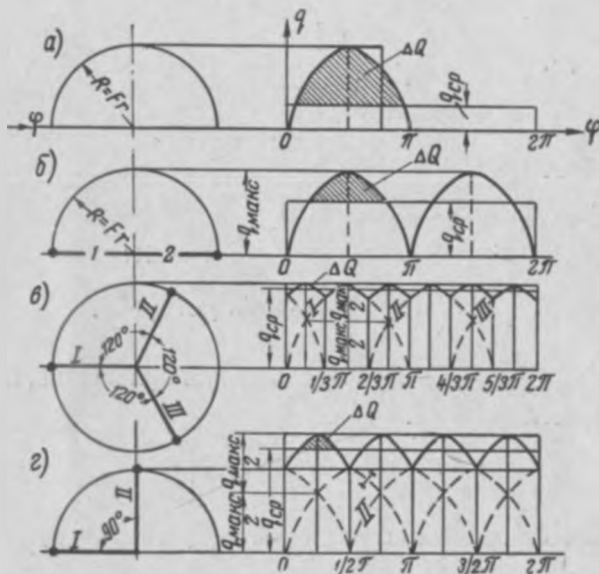


Рис. 212

Для насоса двойного действия мгновенная подача определяется по той же формуле (511):

$$q = \Omega r \omega \sin \varphi, \quad (515)$$

а средняя теоретическая при $\Omega_{\text{ш}} \approx 0$

$$q_{\text{ср}} = 4 \Omega_n r n,$$

поэтому коэффициент неравномерности насоса двойного действия

$$\psi_n = \frac{q_{\max}}{q_{\text{ср}}} = \frac{\Omega_n r \omega}{4 \Omega_n r n} = \frac{\pi}{2}.$$

Отсюда следует, что насосы двойного действия имеют большую равномерность подачи, чем насосы простого действия (рис. 212).

§ 92. КОНСТРУКЦИИ ПОРШНЕВЫХ НАСОСОВ ДЛЯ ПОДАЧИ ВОДЫ И ДРУГИХ ЖИДКОСТЕЙ

По виду приводного механизма поршневые насосы разделяют на две основные группы: приводные и паровые. Общая особенность всех поршневых насосов состоит в том, что их подача отличается определенной неравномерностью и практически не зависит от давления нагнетания.

Другая особенность поршневых насосов — их относительная тихоходность. Однако поршневые насосы и в настоящее время

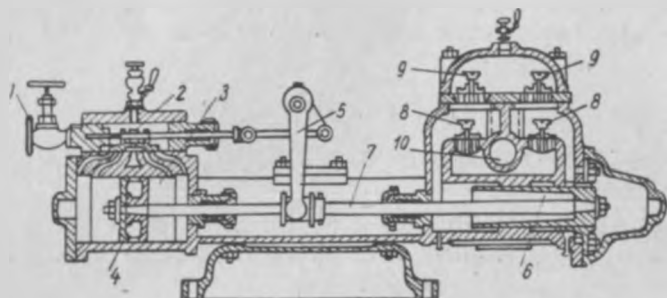


Рис. 213

широко применяются для подачи различных жидкостей при малых расходах и больших давлениях, что объясняется следующими их достоинствами: 1) высоким к. п. д.; 2) большим давлением в одной ступени; 3) хорошей всасывающей способностью; 4) возможностью применения их (при соответствующем конструктивном оформлении) для перекачки самых разнообразных жидкостей — горячих и холодных, вязких и весьма текучих, чистых и со взвешенными примесями, в том числе и абразивными, с постоянной и переменной вязкостью и др.

Приводные насосы снабжены кривошипно-шатунным механизмом и приводятся в действие двигателем посредством передачи.

Паровые прямодействующие насосы, у которых давление пара на поршень парового цилиндра передается прямо на поршень насоса (рис. 213), не имеют кривошипно-шатунного механизма.

Преимущества паровых прямодействующих насосов состоят: а) в простоте конструкции; б) надежной и спокойной работе; в) простоте регулирования подачи изменением числа ходов поршня путем изменения подачи пара в паровой цилиндр; г) отсутствии опасности пожара при перекачке легковоспламеняющихся жидкостей.

Следует отметить, что паровые прямодействующие насосы весьма неэкономичны. Поэтому целесообразно одновременно с

применением паровых насосов для повышения экономичности установки предусматривать использование отработанного в насосе пара для технологических или бытовых целей.

Паровые насосы применяются для перекачки пресной и соленой воды и темных нефтепродуктов при температурах до 100° С.

На рис. 213 показан разрез прямодействующего парового насоса двойного действия.

Приводные поршневые насосы применяются для перекачки воды, глинистого раствора, загрязненной воды, нефти и других темных нефтепродуктов. Они приводятся в движение электродвигателями и двигателями внутреннего сгорания через зубчатую или ременную передачу и кривошипно-шатунный механизм.

ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАТАЯ

РОТОРНО-ПОРШНЕВЫЕ ГИДРОМАШИНЫ

§ 93. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ РОТОРНО-ПОРШНЕВЫХ ГИДРОМАШИН

Подача одноцилиндровых поршневых насосов отличается большой неравномерностью. Более равномерную подачу жидкости можно получить путем применения многоцилиндровых поршневых машин, цилиндры которых объединены в общий блок. Вытеснение жидкости в многоцилиндровых машинах производится последовательно несколькими поршнями, приводимыми в движение непосредственно от двигателя вращательного движения.

Такие многоцилиндровые поршневые гидромашины называют *роторно-поршневыми*. В зависимости от способа приведения поршней в движение различают роторно-поршневые машины с вращающимся и неподвижным блоком. Цилиндры могут быть расположены радиально и аксиально по отношению к оси блока. Если цилиндры в блоке расположены радиально, то такие гидромашины называют *радиально-поршневыми*. При аксиальном расположении цилиндров в блоке гидромашины называют *аксиально-поршневыми*.

Характерной особенностью большинства роторно-поршневых машин является отсутствие всасывающих и напорных клапанов. Эта особенность позволяет применять их при большом числе оборотов.

В роторно-поршневых гидромашинах нет обычного кривошипно-шатунного механизма, но кинематической основой их являются инверсии кривошипно-шатунного механизма.

Роторно-поршневые гидромашины получили широкое применение в объемных гидропередачах и приводах. Их используют в качестве насосов постоянной и переменной подачи и гидродви-

гателей вращательного движения с постоянным и переменным крутящим моментом.

В радиально-поршневых гидромашинах (рис. 214) ротор 1 расположен эксцентрично относительно статора 2. В роторе просверлены радиальные цилиндрические отверстия (цилиндры). Поршни 3 при вращении ротора совершают в цилиндрах возвратно-поступательное движение, скользя своими сферическими головками по внутренней поверхности статора. Доньшки цилиндров имеют

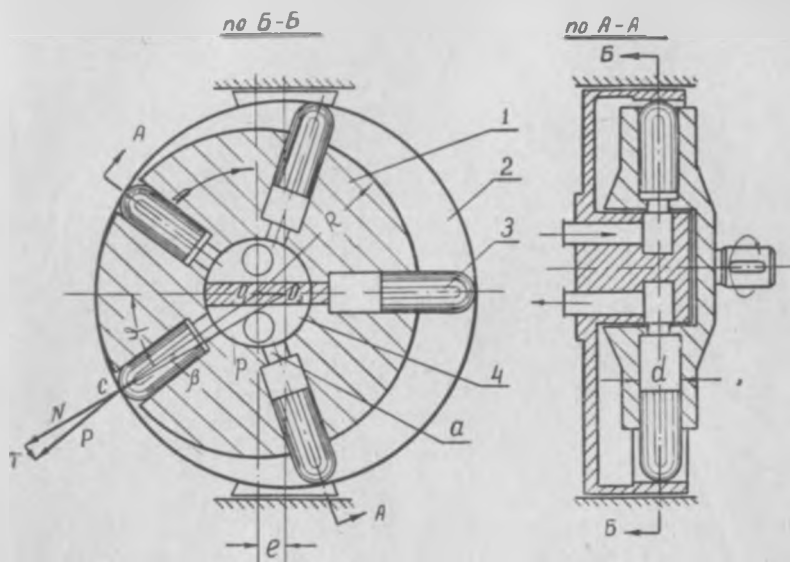


Рис. 214

сквозные радиальные отверстия a , которые сообщаются то с верхним, то с нижним сегментным вырезом в распределительной цапфе 4. Сегментные вырезы цапфы разделены перегородкой и образуют две камеры: при направлении вращения ротора по часовой стрелке в верхнем вырезе будет всасывающая камера, а в нижнем — нагнетательная. Поршни, соединенные в данный момент времени с верхним вырезом в цапфе 4, двигаясь от оси вращения, всасывают жидкость из верхнего выреза в свои цилиндры и вместе с вращающимся блоком, пройдя уплотнительную перегородку цапфы, переходят в нижнюю половину машины. Здесь поршни, двигаясь к оси вращения блока, вытесняют жидкость под давлением в нижний сегментный вырез цапфы, т. е. в камеру нагнетания. Таким образом, при непрерывном вращении ротора происходит подача жидкости из камеры всасывания в нагнетательную камеру. При подаче жидкости под давлением в верхний вырез цапфы ротор вращается, отводя жидкость через нижний вы-

рез распределительной цапфы, т. е. радиально-поршневая гидромашина работает как гидродвигатель.

На рис. 215 показана аксиально-поршневая гидромашина с наклонным диском (шайбой), у которой блок 1 имеет цилиндрические отверстия (цилиндры), параллельные его оси вращения.

Поршни 2, выталкиваемые из цилиндров пружинами, упираются своими сферическими головками в неподвижный наклонный диск 3. При вращении блока упирающиеся в диск поршни совершают относительно цилиндров возвратно-поступательное движение. В крышке 4, к которой ротор плотно прилегает своим

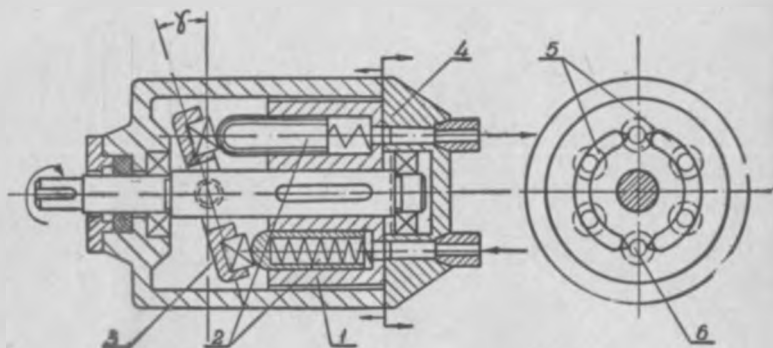


Рис. 215

торцом, имеются две дугообразные канавки 5, разделенные уплотнительной перегородкой 6. Одна из канавок сообщается со всасывающей линией, а другая — с напорной. Во время вращения блока донные отверстия цилиндров, перемещаясь по дугообразным канавкам, соединяют полости цилиндров то с всасывающей линией, то с напорной. В момент, когда донное отверстие переходит перегородку 6, заполнившая данный цилиндр жидкость переносится из полости всасывания в полость нагнетания.

Если в аксиально-поршневую машину подавать жидкость под давлением во всасывающую полость и отводить через нагнетательную, то она будет работать как гидродвигатель вращательного движения.

Поскольку кинематической основой роторно-поршневых машин являются инверсии кривошипно-шатунного механизма, то рассмотренные выше уравнения (498) и (499) для определения основных параметров одноцилиндровых поршневых машин можно применить и для расчета основных параметров роторно-поршневых машин с учетом количества цилиндров и их расположения в блоке.

Из схемы радиально-поршневых гидромашин видно, что подача радиально-поршневого насоса зависит от величины эксцентриситета e . В регулируемых насосах эксцентриситет можно изменять по величине смещением статора в направляющих корпуса. На рис. 216 показана конструктивная схема регулируемого радиально-поршневого насоса с девятью цилиндрами. В корпусе 1 установлен статор 2, в котором эксцентрично расположен ротор 3, вращающийся на неподвижной распределительной цапфе 4. В этой цапфе вырезаны распределительные пазы и каналы, через которые подводится и отводится жидкость. Статор установлен на раме 5. Поршни 6 своими роликами 7 связаны со статором, в котором сделаны для этого соответствующие канавки. Рама 5 может перемещаться, изменяя эксцентриситет e с помощью механизма 8. Вал ротора 9 соединяется с двигателем. В распределительной цапфе полость всасывания обозначена цифрой 11, а нагнетания — 10. Отверстия 12 и 13 соединены с полостью распределительных пазов осевыми сверлениями в цапфе 4 и служат для присоединения всасывающего и напорного трубопровода. Статор установлен на раме на шарикоподшипниках 14. Вал двигателя 16 соединяется с валом 9 ротора с помощью кулачковой муфты 15. При регулировании насоса рама 5 перемещается в направляющих 17.

Среднюю подачу радиально-поршневого насоса Q_0 можно определить по общей формуле (486), выразив ход поршня через эксцентриситет e :

$$Q_0 = qn = \gamma_0 \frac{\pi d^3}{4} szn = \gamma_0 \frac{\pi d^3}{2} ezn, \quad (516)$$

где z — число поршней;

d — диаметр поршня;

e — эксцентриситет;

$s = 2e$ — ход поршня по цилиндру.

Мгновенная подача Q_φ радиально-поршневого многоцилиндрового насоса определяется суммарной мгновенной производительностью поршней, одновременно находящихся в полости нагнетания. Если общее число цилиндров равно z , а в полости нагнетания находится $n + 1$ цилиндр, то мгновенная подача всего радиально-поршневого насоса определяется по формуле

$$Q_\varphi = \sum_{k=0}^{k=n} q_k = \gamma_0 \frac{\pi d^3}{4} e \omega \sum_{k=0}^{k=n} \sin\left(\varphi + \frac{2\pi}{z} k\right). \quad (517)$$

Сравнивая формулы (517) и (513), замечаем, что радиально-поршневые насосы отличаются гораздо большей равномерностью подачи, так как жидкость одновременно подают несколько сдвинутых по фазе цилиндров. Опыт показывает, что радиально-

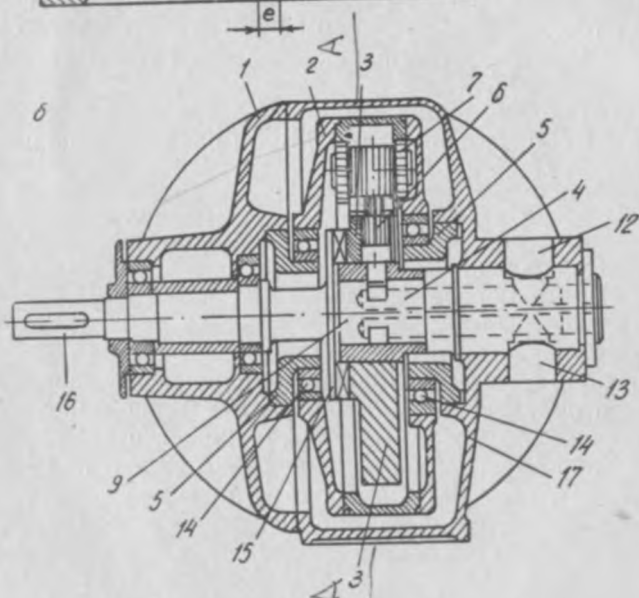
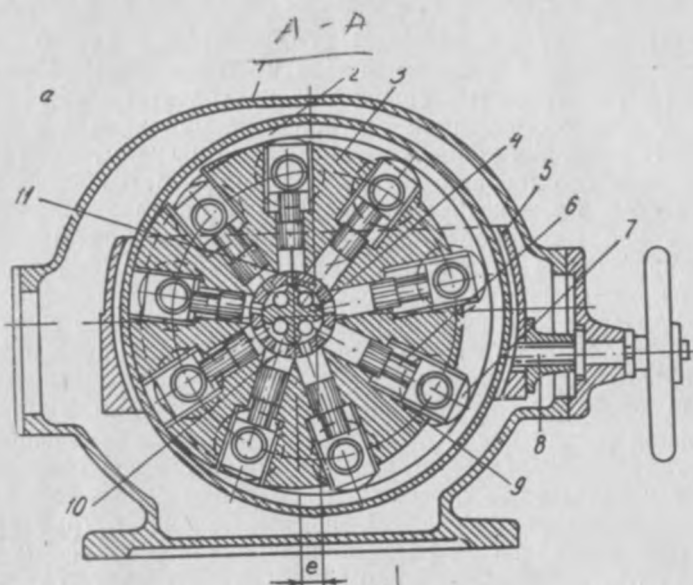


Рис. 216

поршневые машины с нечетным числом цилиндров имеют большую равномерность подачи, чем приближаемся большем четном числе цилиндров. Поэтому число поршней у радиально-поршневых машин, как правило, принимают равным 5, 7 и 9.

Крутящий момент радиально-поршневых гидродвигателей, как и подача насосов, изменяется в зависимости от угла поворота ротора в узких пределах, так как суммарный мгновенный момент M_z представляет собой сумму моментов, создаваемых поршнями, находящимися в полости нагнетания:

$$M_z = \sum_{k=0}^{k=n} m_k, \quad (518)$$

где m_k — текущее значение момента одного поршня;
 $n + 1$ — число поршней, находящихся в полости нагнетания.

На каждый поршень, находящийся в данный момент в магистрале нагнетания (рис. 214), действует сила P от давления жидкости:

$$P = p \frac{\pi d^2}{4}, \quad (519)$$

где p — давление в полости нагнетания;

d — диаметр поршня.

Сила P одинакова для всех поршней, находящихся в полости нагнетания. Ее можно разложить на составляющую N , нормальную к окружности статора, и тангенциальную T , перпендикулярную к оси поршня. Нормальная составляющая $N = \frac{P}{\cos \beta}$ прижимает сферические головки поршней к статору и определяет величину силы трения в точке контакта C . Тангенциальная составляющая $T = P \operatorname{tg} \beta$ на плече $r = O_1C$ создает крутящий момент на валу ротора машины. Текущее значение момента одного поршня равно

$$m_k = T_k r_k = p \frac{\pi d^2}{4} r_k \frac{\sin \beta}{\cos \beta}, \quad (520)$$

где

$$r_k = O_1C = e \cos z + R.$$

Из $\triangle O_1O_2C$ $\sin \beta = \frac{e}{R} \sin \varphi$ и при малом отношении $\frac{e}{R} = 0,08 \div 0,09$ можно считать $\cos \beta = 1$.

Следовательно, уравнение (520) можно представить в виде

$$m_k = p \frac{\pi d^2}{4} R \frac{e}{R} \sin \varphi_k, \quad (521)$$

и суммарный мгновенный момент радиально-поршневого гидродвигателя равен

$$M_z = p \frac{\pi d^2}{4} R \sum_{k=0}^{k=n} r_k \sin \left(\varphi + \frac{2\pi}{z} k \right). \quad (522)$$

Очевидно, что крутящий момент радиально-поршневого гидродвигателя будет тем больше, чем больше эксцентриситет e . Изменяя эксцентриситет, можно регулировать крутящий момент без изменения давления подаваемой жидкости.

К недостаткам радиально-поршневых насосов и гидродвигателей следует отнести большой момент инерции ротора и тлеходность из-за больших расстояний до головок поршней.

§ 95. АКСИАЛЬНО-ПОРШНЕВЫЕ НАСОСЫ И ГИДРОДВИГАТЕЛИ

Аксиально-поршневые насосы и гидродвигатели — высокооборотные регулируемые объемные гидромашины.

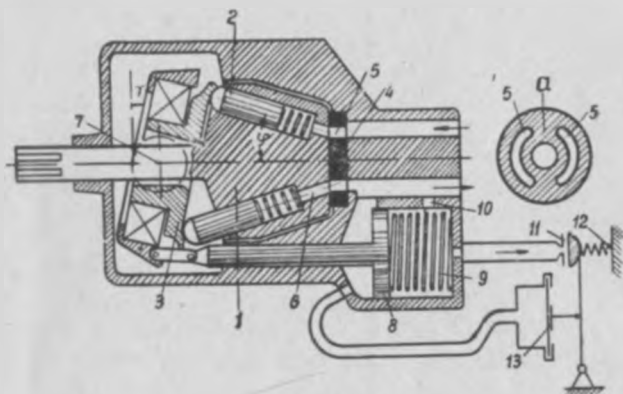


Рис. 217

В этих гидромашинах оси цилиндров (поршней) расположены параллельно оси блока равномерно по окружности r_0 . Это делает машину более компактной, уменьшает момент инерции ротора и позволяет увеличить скорость вращения.

Принципиальная схема аксиально-поршневых гидромашин (§ 93) показывает, что подача аксиально-поршневого насоса зависит от угла γ наклонного диска (шайбы). В регулируемых насосах угол γ можно изменить поворотом диска относительно оси, перпендикулярной к оси вращения блока. На рис. 217 показана конструктивная схема регулируемого аксиально-поршневого насоса. Насос состоит из блока цилиндров 1, имеющего обычно 7 или 9 параллельно расположенных цилиндров. В каждом цилиндре перемещается поршень 2, опирающийся на наклонный диск 3, закрепленный с помощью упорного подшипника на обойме 7, которая соединяется с корпусом насоса. Обойма вместе с диском наклонена к плоскости, перпендикулярной к оси блока.

При вращении вала ротора поршни будут совершать относительно цилиндров в блоке возвратно-поступательное движение.

За один оборот вала каждый поршень совершит два хода по цилиндру: ход нагнетания и ход всасывания. Правая торцовая часть блока цилиндров при вращении скользит по плоскости неподвижной распределительной головки 4, имеющей две дугообразные канавки 5, которые разделяются уплотнительными перемычками *a*. Одна из дугообразных канавок служит камерой всасывания для подвода жидкости к всасывающим отверстиям цилиндров, а другая — нагнетательной камерой для отвода жидкости, подаваемой поршнями через данные отверстия под давлением. Центр перемычек *a* совпадает с нейтральной осью насоса. Когда ось поршня совпадает с центром перемычки, поршень находится в нейтральном положении (в мертвой точке) и его скорость относительно цилиндра равна нулю.

Подачу насоса регулируют изменением угла γ путем поворота обоймы, а вместе с ней и наклонного диска. Поворот обоймы осуществляется тягой при подаче жидкости из напорного трубопровода под поршень 8 вследствие увеличения давления выше установленного за счет уменьшения расхода в напорном трубопроводе. Одновременно жидкость из напорного трубопровода поступает к мембране 13, через которую воздействует на клапан 11, обеспечивая свободный выпуск жидкости из полости пружины 9 через открывшийся клапан 11. При этом тяга вместе с поршнем 8 пойдет вправо, уменьшая угол γ , а следовательно, и подачу Q . После того как подача уменьшится до заданной величины, движение поршня 8 прекратится за счет выравнивания сил, действующих на него слева и со стороны пружины 9. В полости пружины 9 с помощью жиклера 10 и клапана 11 поддерживается давление ниже, чем в напорном трубопроводе, вследствие гидравлических потерь при непрерывном движении жидкости из напорной камеры через жиклер в полость пружины 9 и далее через клапан 11 на слив в приемный резервуар насоса. При изменении давления в напорной камере в результате изменения расхода в системе подача насоса автоматически изменится за счет того, что поршень 8 займет другое положение в своем цилиндре.

На рис. 218 показана схема движения одного поршня. Пусть при перемещении цилиндра из положения 1 в положение 2 по часовой стрелке блок цилиндров повернулся на угол φ . При этом цилиндр вдоль оси *ou* переместился от точки 1 на расстояние $y = r_0(1 - \cos \varphi)$. В то же время поршень, вращаясь вместе с цилиндром, передвигается вдоль оси цилиндра на расстояние *S*. Относительное перемещение поршня может быть выражено равенством

$$s = y \operatorname{tg} \gamma = r_0 \operatorname{tg} \gamma (1 - \cos \varphi), \quad (523)$$

где *s* — перемещение поршня вдоль цилиндра;
 γ — угол наклона диска;

$\varphi = \omega t$ — угол поворота блока цилиндров за время t ;

r_0 — радиус окружности осей цилиндров.

Дифференцированием равенства (523) получаем выражение для относительной скорости и ускорения одного поршня:

$$v = \frac{ds}{dt} = r_0 \omega \operatorname{tg} \gamma \sin \varphi; \quad (524)$$

$$\omega = \frac{d^2 s}{dt^2} = r_0 \omega^2 \operatorname{tg} \gamma \cos \varphi.$$

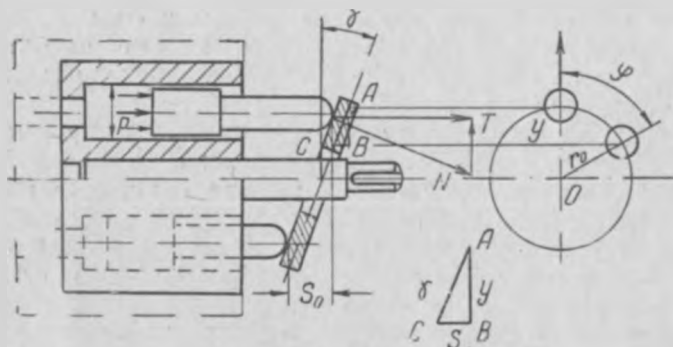


Рис. 218

При числе равномерно расположенных по блоку цилиндров z перемещение, скорость и ускорение поршня в любом цилиндре будут следующие:

$$\begin{aligned} s_k &= r_0 \operatorname{tg} \gamma \left[1 - \cos \left(\varphi + 2\pi \frac{k-1}{z} \right) \right]; \\ v_k &= r_0 \omega \operatorname{tg} \gamma \sin \left(\varphi + 2\pi \frac{k-1}{z} \right); \\ \omega_k &= r_0 \omega^2 \operatorname{tg} \gamma \cos \left(\varphi + 2\pi \frac{k-1}{z} \right). \end{aligned} \quad (525)$$

Полный ход s_0 каждого из поршней находится из равенства (523) при $\varphi = \pi$:

$$s_0 = 2r_0 \operatorname{tg} \gamma. \quad (526)$$

Определив по формуле (526) ход поршня в цилиндре и зная число цилиндров z , можно найти среднюю подачу аксиально поршневого насоса, воспользовавшись общей формулой (486) для средней подачи Q_0 поршневых машин, т. е.

$$Q_0 = qn = \gamma_0 \frac{\pi d^3}{4} 2r_0 \operatorname{tg} \gamma zn, \quad (527)$$

где γ_0 — объемный к. п. д. насоса;

d — диаметр цилиндра.

Мгновенная подача Q аксиально-поршневого насоса определяется суммарной мгновенной производительностью поршней, одновременно находящихся в полости нагнетания:

$$Q_p = \sum_{k=1}^{k=n} q_k = \frac{\pi d^3}{4} r_0 \omega \operatorname{tg} \gamma \sum_{k=1}^{k=n} \sin \varphi_k \quad (528)$$

Крутящий момент на валу аксиально-поршневого гидродвигателя изменяется в зависимости от угла z и создается поршнями, находящимися в данный момент в полости нагнетания:

$$M_p = \sum_{k=1}^{k=n} m_k, \quad (529)$$

где M_p — текущее значение момента на валу гидродвигателя;

m_k — текущее значение момента одного поршня;

$n + 1$ — число поршней, находящихся в данный момент в магистральной нагнетания.

На каждый поршень, находящийся в данный момент в полости нагнетания (рис. 218), действует сила $P = p \frac{\pi d^2}{2}$. Раскладывая ее на составляющие, получим силу N , перпендикулярную к плоскости наклонного диска, и силу T , лежащую в плоскости диска. Нормальная сила $N = P \cos \gamma$ нагружает упорный подшипник диска. Тангенциальная сила $T = P \sin \gamma$ на радиусе $r = r_0 \sin \varphi$ создает крутящий момент на валу гидродвигателя m :

$$m = Tr = p \frac{\pi d^3}{4} r_0 \sin \gamma \sin \varphi. \quad (530)$$

Крутящий момент тем больше, чем больше угол γ . Максимальный угол γ не должен превышать 30° , так как при $\gamma > 30^\circ$ резко увеличиваются механические потери и износ цилиндров вследствие большого перекоса поршней. При очень малых углах крутящий момент настолько уменьшится, что может наступить самостопорение гидродвигателя.

Очевидно, что суммарный крутящий момент на валу аксиально-поршневого гидродвигателя будет равен

$$M_p = M_{\varphi_1} - M_{\varphi_2}, \quad (531)$$

где M_p — крутящий момент на валу гидродвигателя;

M_{φ_1} — суммарный момент поршней, находящихся в полости нагнетателя;

M_{φ_2} — суммарный момент поршней, находящихся в полости всасывания.

Момент

$$M_{\varphi_1} = p \frac{\pi d^3}{4} r_0 \sin \gamma \sum_{k=1}^{k=n} \sin \varphi_k. \quad (532a)$$

а момент

$$M_{\tau} = p_0 \frac{\pi d^2}{4} r_0 \sin \gamma \sum_{k=1}^{k=m} \sin \varphi_k, \quad (5326)$$

где p_0 — давление в полости всасывания;
 $m + 1$ — число цилиндров в полости всасывания.

Среднее значение крутящего момента аксиально поршневого гидродвигателя определяется по формуле

$$M = \tau_i K_m p = \tau_i \operatorname{tg} \gamma \frac{d^2}{4} r_0 z p. \quad (533)$$

Крутящий момент гидродвигателя будет тем больше, чем больше угол γ . Изменяя угол γ , можно регулировать крутящий момент без изменения давления жидкости, подаваемой в гидродвигатель.

На основе аксиально-поршневых гидромашин разработана объемная гидропередача аксиально-поршневого типа, получившая наименование универсального регулятора скорости (УРС).

Универсальный регулятор скорости состоит из двух основных узлов: регулируемого аксиально-поршневого насоса, приводимого в движение от электродвигателя с постоянным числом оборотов, и нерегулируемого аксиально-поршневого гидродвигателя. Регулятор скорости типа УРС выпускается в двух исполнениях: неразделенный в виде цельной гидропередачи, в корпусе которой размещены в непосредственной близости насос и гидродвигатель, и разделенный, у которого насос соединен с гидродвигателем трубами и оба агрегата расположены на некотором расстоянии.

На рис. 219 показан неразделенный регулятор УРС. Аксиально-поршневой насос размещен в левой части корпуса, снабжен механизмом 1 для изменения угла наклона диска 14 вместе с направляющей чашей 15. Наклонный диск при помощи шарнира 2 связан с валом 13 и блоком насоса 12. Наклонный диск 10 аналогичным образом соединяется с выходным валом 8, однако его направляющая чаша 9 закреплена в корпусе неподвижно. Штолки 3 при помощи шаровых соединений связаны с поршнями 4 и наклонными дисками 14 и 10. Ход поршней гидродвигателя постоянный, поэтому одинаков также удельный расход жидкости на один оборот выходного вала 8. Подача насоса переменна и зависит от угла наклона диска 14.

В распределительном диске 11 имеются два дугообразных окна, которые в зависимости от наклона диска 14 выполняют функцию всасывающих и нагнетательных каналов. В соответствии с этим к каждому каналу подключаются предохранительный клапан 16 и обратный клапан 17. Жидкость между насосом и гидродвигателем циркулирует следующим образом. Из нагнетательной полости насоса через дугообразное окно в распределительном

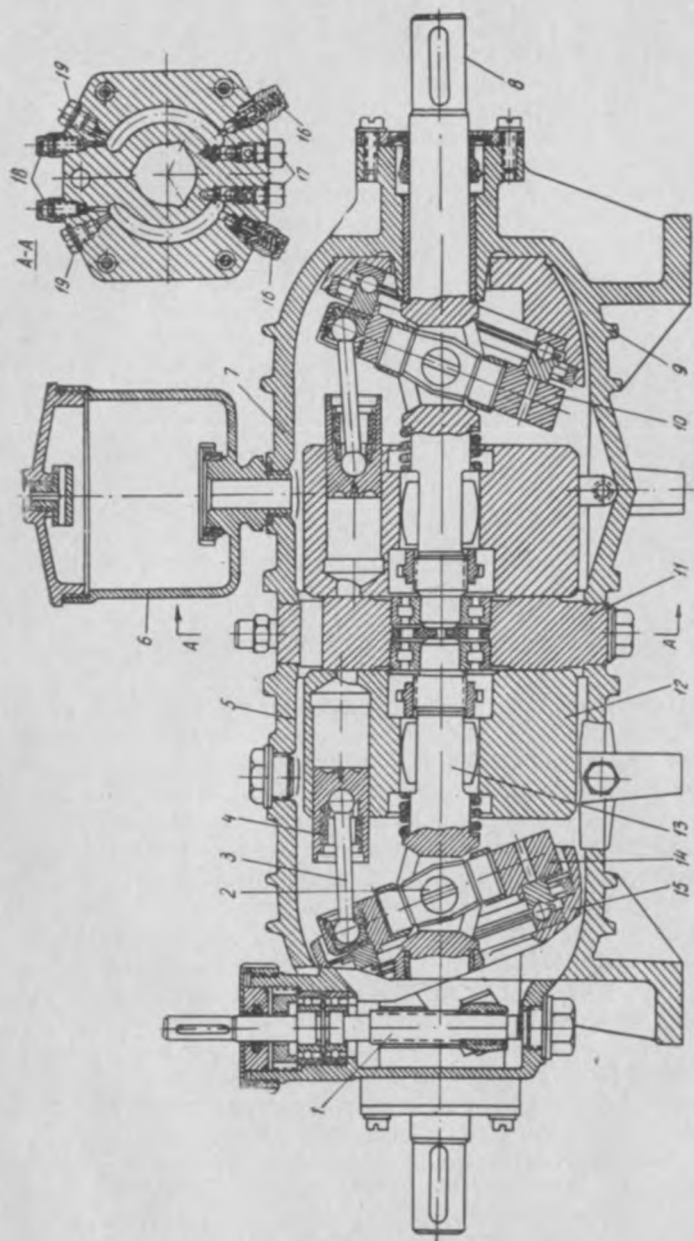


Рис. 219

диске 11 масло поступает в одну часть цилиндров гидродвигателя, а из другой его части через другое дугообразное окно в распределительном диске возвращается во всасывающую полость насоса. Таким образом, жидкость движется от насоса к гидродвигателю с запасом энергии, полученной в насосе, и возвращается в насос, отдав энергию в гидродвигателе.

Во время работы регулятора жидкость непрерывно циркулирует между насосом и гидродвигателем. Так как контур, по которому происходит циркуляция, не полностью герметичен, то будут утечки. Для сохранения постоянного объема масла в контуре предусмотрены обратные клапаны 17, через которые компенсируются утечки. Корпус регулятора УРС состоит из кожуха 5 насоса и кожуха 7 гидродвигателя, являющихся одновременно и резервуарами для масла. На кожухе 7 установлен бачок 6 с маслом для компенсации температурных расширений масла. Присутствие воздуха в рабочих полостях недопустимо. Для периодического удаления воздуха из системы предусмотрены игольчатые воздушные клапаны 18. Универсальные регуляторы скорости изготавливаются серийно и позволяют плавно изменять число оборотов от 0 до 500 об/мин.

ГЛАВА ДВАДЦАТАЯ

РОТОРНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ

§ 96. РОТОРНО-ПЛАСТИНЧАТЫЕ НАСОСЫ И ГИДРОДВИГАТЕЛИ

Роторно-пластинчатые (шиберные) гидромашины известны в машиностроении как «лопастные» и являются наиболее простыми из существующих типов объемных гидромашин. Название «лопастные» не соответствует принципу действия и конструкции данного типа гидромашин, и по новой терминологии их принято называть роторно-пластинчатыми.

Схема простейшего роторно-пластинчатого насоса показана на рис. 220. Ротор 1 размещен в корпусе насоса между двумя плотно прижатыми к нему торцовыми дисками 2. В радиальных либо слегка наклоненных к радиусу ротора пазах установлены пластины (шиберы) 3. Ось вращения ротора располагается по отношению к статору 4 эксцентрично. Прижатые к статору и вращающиеся вместе с ротором пластины скользят по внутренней цилиндрической поверхности статора, совершая одновременно возвратно-поступательное движение относительно ротора в его пазах.

Из-за эксцентричности расположения ротора при удалении пластин от точки, где расстояние между ротором и статором минимальное, объем полости между пластинами увеличивается.

В результате этого давление уменьшается и полость заполняется маслом, поступающим через окно 5, расположенное на периферии статора и сообщаемое со всасывающим патрубком 6 насоса. Поступившее в полость всасывания масло переносится пластинами в направлении вращения ротора. Затем, когда пластины проходят точку с максимальным расстоянием между ротором и статором, объем пространства между пластинами начинает сокращаться, и масло вытесняется в полость нагнетания через противоположное окно в нагнетательный патрубок 7.

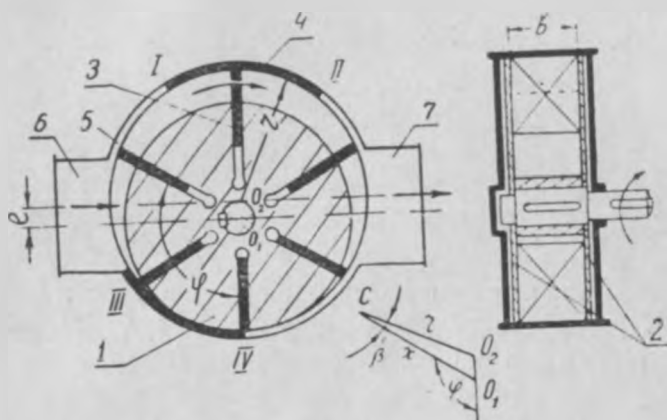


Рис. 220

насоса. Пластинчатые насосы изготавливаются с постоянной подачей и с регулируемой. Регулирование пластинчатых насосов осуществляется изменением эксцентриситета e . Подача пластинчатых насосов — пульсирующая. Минимальная подача имеет место в момент вступления пластины в работу; при дальнейшем повороте ротора подача увеличивается. Максимальная подача имеет место тогда, когда пластина занимает положение, соответствующее наибольшему расхождению между статором и ротором. В дальнейшем подача насоса вновь уменьшается и достигает минимума в момент выхода пластины из работы.

Для уменьшения пульсации подачи жидкости рекомендуется принимать от 4 до 12 пластин. Чтобы устранить возможность соединения нагнетательной полости со всасывающей, предусматривают уплотнительные выступы I—II и III—IV. Длина уплотняющего выступа I—II делается с таким расчетом, чтобы в момент вступления одной пластины в пределы уплотняющего выступа предыдущая пластина выходила за его пределы. Для устранения защемления масла в замкнутом объеме выступ III—IV перед камерой всасывания делается короче выступа I—II перед нагнетательной камерой. У рассматриваемого насоса каждая

пластина в течение одного оборота ротора один раз принимает участие во всасывании масла и один раз — в нагнетании. Такие машины называют роторно-пластинчатыми насосами одиночного действия.

Роторно-пластинчатые насосы отличаются большой подачей при относительно небольших размерах самого насоса.

Для определения теоретической подачи роторно-пластинчатого насоса одиночного действия предположим, что насос имеет бесконечное число бесконечно тонких пластин. На рис. 220 показана расчетная схема такого насоса. Из $\triangle O_1O_2C$ следует, что

$$x = r \cos \beta + e \cos (180^\circ - \varphi) = r \cos \beta - e \cos \varphi. \quad (534)$$

Рабочая часть пластины h равна

$$h = x - (r - e). \quad (535)$$

Подставляя в (535) значение x (534), получим формулу для определения h :

$$h = r \cos \beta - e \cos \varphi - (r - e) = e(1 - \cos \varphi) + r(\cos \beta - 1).$$

Так как величина отношения $\frac{e}{r}$ в роторно-пластинчатых насосах достаточно мала, угол $\beta \approx 0$ и $\cos \beta \approx 1$, величина рабочей части пластины может быть определена по формуле

$$h = e(1 - \cos \varphi). \quad (536)$$

Элементарный объем dq_τ , переносимый из полости всасывания в полость нагнетания, при повороте ротора на угол $d\varphi$ равен

$$dq_\tau = h b r d\varphi, \quad (537)$$

где b — ширина ротора;

r — радиус ротора.

Интегрируя выражение (537) в пределах $0 - 2\pi$, получим удельную теоретическую подачу роторно-пластинчатого насоса за один оборот ротора:

$$q_\tau = \int_0^{2\pi} h b r d\varphi = e r b \int_0^{2\pi} (1 - \cos \varphi) d\varphi = 4\pi e r b. \quad (538)$$

Средняя теоретическая подача насоса в единицу времени будет равна

$$Q_{от} = q_\tau n = 4\pi e r b n. \quad (539)$$

Учитывая конечное число пластин z и конечную их толщину δ , а также утечки масла через уплотнения, оцениваемые объемом к. п. д., получим формулу для определения средней подачи роторно-пластинчатого насоса:

$$Q_0 = \eta_k Q_{от} = 2\pi k_z b e (2\pi r - z\delta) n. \quad (540)$$

Одним из самых существенных недостатков роторно-пластинчатых насосов и гидродвигателей одиночного действия является наличие большой односторонней нагрузки на подшипники. Для устранения этого недостатка применяют роторно-пластинчатые гидромашины двойного действия (рис. 221). При этом ротор и подшипники разгружаются.

Подача насоса двойного действия будет равна удвоенной подаче, определенной по формуле (540). В роторно-пластинчатых насосах двойного действия на участке между всасывающим и нагнетательными окнами направляющая спрофилирована по окружности, описанной из центра ротора, а на участках, занятых окнами, — по спирали Архимеда. Средняя подача насоса двойного действия



Рис. 221

$$Q_0 = 2\tau_{10}b \left[\pi(r_2^2 - r_1^2) - \frac{(r_2 - r_1)\delta z}{\cos \alpha} \right] n, \quad (541)$$

где r_1 и r_2 — большой и малый радиусы статора;

b — ширина ротора (длина пластины);

δ — толщина пластины;

z — число пластин;

α — угол наклона пластин (для радиальных пластин $\cos \alpha = 1$).

Подача насоса двойного действия постоянна независимо от угла поворота ротора, поскольку подача из одной камеры накладывается на подачу второй так, что суммарная подача насоса одинакова в любой момент времени.

При подаче масла под давлением p во всасывающую камеру гидромашины двойного действия последняя работает как гидродвигатель с практически постоянным крутящим моментом.

Момент гидродвигателя можно определить, пользуясь общей формулой (491):

$$M = \tau_{10} \frac{q_0}{2\pi} p = \frac{b}{\pi} \tau_{10} \left[\pi(r_2^2 - r_1^2) - \frac{(r_2 - r_1)\delta z}{\cos \alpha} \right] p, \quad (542)$$

и при радиальном расположении пластин

$$M = \tau_{10} \frac{q_0}{2\pi} p = \tau_{10} \frac{b}{\pi} \left[\pi(r_2^2 - r_1^2) (r_2 - r_1) \delta z \right] p. \quad (543)$$

Хорошо сконструированные роторно-пластинчатые машины

имеют высокий к. п. д., однако для этого требуется высокая точность обработки и первоклассная технология изготовления.

На основе роторно-пластинчатых гидромашин разработана роторно-пластинчатая гидропередача (рис. 222), составленная из регулируемого реверсивного насоса 1 и регулируемого реверсивного гидродвигателя 2. При помощи такой гидропередачи

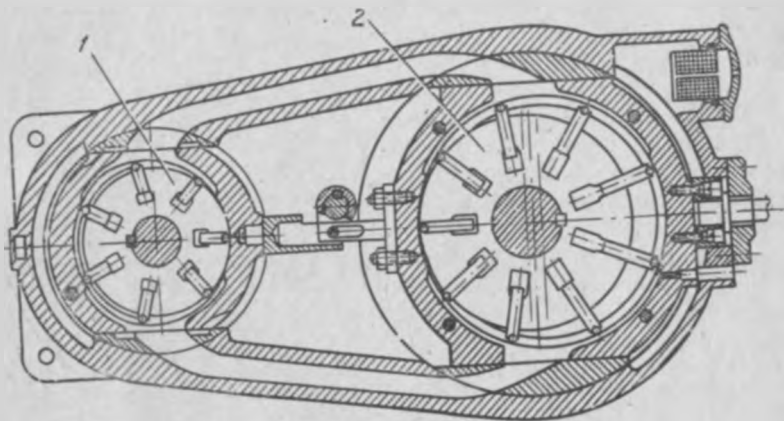


Рис. 222

можно передавать механическую энергию с ведущего вала двигателя на ведомый с изменением числа оборотов и крутящего момента ведомого вала.

§ 97. ШЕСТЕРЕНОЧНЫЕ НАСОСЫ И ГИДРОДВИГАТЕЛИ

Конструкция шестереночного насоса (рис. 223) предельно проста. Главными рабочими деталями простейшего шестереночного насоса являются две одинаковые шестерни 1, находящиеся в зацеплении и помещенные в корпусе 2 между двумя плотно пригнанными к ним торцовыми дисками 3. Ведущая шестерня получает вращение от двигателя. Центральная часть корпуса имеет два патрубка: подводящий (всасывающий) и отводящий (нагнетательный).

При вращении шестерен через патрубок В происходит всасывание масла, а через патрубок Н — нагнетание. Полость всасывания образуется там, где зубья выходят из зацепления, так как при этом объем камеры всасывания увеличивается вследствие освобождения впадин между зубьями, которые ранее, в момент зацепления, были заполнены зубьями соседнего колеса. При вращении шестерен масло, подведенное к всасывающему патрубку В, поступает в камеру всасывания, заполняет высвободившиеся впадины между зубьями и далее переносится по периферии корпуса в полость нагнетания. Полость нагнетания

образуется с противоположной стороны, где зубья входят в зацепление, вытесняя масло из впадин в нагнетательный патрубок H . Отделение камеры нагнетания от камеры всасывания происходит по линии контакта зубьев вдоль их длины b .

Подачу шестереночного насоса с достаточной степенью точности можно определить, считая объем масла, подаваемого за один полный оборот шестерен при одинаковом числе зубьев, равным сумме объемов впадин между зубьями, а объем каждой впадины — объему самого зуба. При этом удельная теоретическая подача за один оборот шестерни будет равна

$$q_T = \pi D_n 2mb, \quad (544)$$

и средняя теоретическая подача насоса

$$Q_{от} = 2\pi D_n m b n, \quad (545)$$

где $2m$ — высота зуба (m — модуль зацепления);

D_n — диаметр начальной окружности шестерни;

b — длина зуба (ширина шестерни);

n — число оборотов шестерни.

Поскольку объем впадин между зубьями несколько боль-

ше объема самих зубьев и модуль $m = \frac{D_n}{z}$ (z — число зубьев шестерни), то уточненная формула для определения теоретической подачи шестереночного насоса будет иметь вид:

$$Q_{от} = 7 \frac{D_n^2}{z} b n, \quad (546)$$

где для учета размеров впадин вместо 2π подставлено 7.

С учетом объемных потерь, оцениваемых объемным к. п. д. насоса η_0 , действительная средняя подача шестереночного насоса определяется по формуле

$$Q_0 = \eta_0 Q_{от} = 7 \frac{D_n^2}{z} b n \eta_0. \quad (547)$$

Если в камеру всасывания шестереночного насоса подавать масло под давлением, а через нагнетательную отводить, то шестереночная гидромашина будет работать в режиме гидродвига-

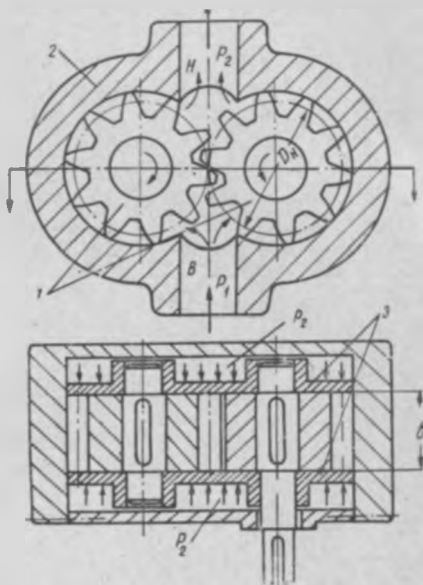


Рис 223

теля. При наличии контакта по линии касания зубьев, находящихся в зацеплении со стороны подачи масла, образуется рабочая камера, давление в которой на зубьях создает крутящий момент.

На примере шестереночных насосов и гидродвигателей можно наглядно показать влияние запирания жидкости во всесторонне замкнутом, но изменяющемся объеме. В шестереночных

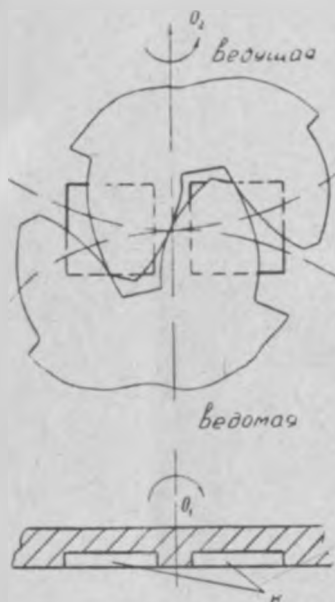


Рис. 224

машинах такое явление происходит в месте зацепления зубьев и называется компрессией жидкости. Компрессия наблюдается и в других объемных гидромашинах. На рис. 224 показан момент запирания жидкости во впадинах зубьев шестереночной гидромашины. При вращении шестерен масло, заключенное в пространстве между зубьями, подвергается сжатию вследствие уменьшения защемленного объема, что приводит к значительному увеличению давления масла (см формулу (485)) в защемленном объеме. В результате возрастает нагрузка на зубья и передается на подшипники гидромашины. Если защемленный объем герметичен, то может произойти либо остановка, либо поломка гидромашины. При выходе зубьев из зацепления защемленный объем увеличивается, давление резко уменьшается и может начаться выделение

из масла растворенного воздуха и паров, что уменьшает полезную подачу насоса.

Для ликвидации компрессии и парообразования в защемленных объемах в конструкции корпуса или шестерни делают специальные каналы K , по которым жидкость отводится из этих объемов.

§ 98. ВИНТОВЫЕ НАСОСЫ И ГИДРОДВИГАТЕЛИ

Винтовые насосы отличаются равномерной подачей жидкости, а гидродвигатели — равномерным крутящим моментом. Винтовые гидромашины имеют высокий к. п. д., компактны, бесшумны, надежны в работе, допускают высокое число оборотов и работают при достаточно больших давлениях.

Основными рабочими органами являются винты, находящиеся в зацеплении и размещенные в корпусе с весьма малым

зазором. Винтовые гидромашины изготавливаются в двух- и трехвинтовом исполнении. Преимущественное распространение получили трехвинтовые двухзаходные гидромашины с циклондальным зацеплением.

На рис. 225 показан трехвинтовой насос. Ведущий винт 2 с двумя ведомыми 4 устанавливается в корпусе 5, имеющем всасывающий патрубок 1 и напорный — 3. В результате наличия разности давлений между всасывающей камерой *В* и нагнетательной *Н* вдоль оси винтов в сторону всасывания будут действовать осевые силы. Для восприятия этих сил каждый винт

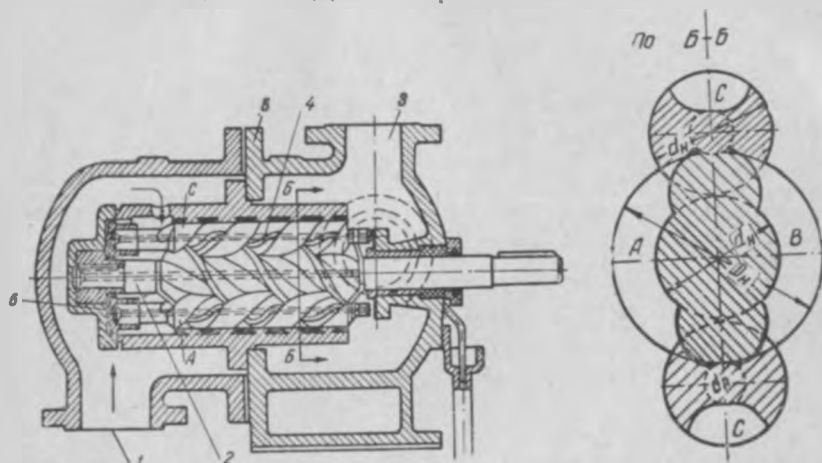


Рис. 225

имеет упорный подшипник 6. Впадины между зубьями винтовой нарезки во время работы заполнены жидкостью и представляют собой замкнутые объемы, отделяющие полость всасывания от полости нагнетания, так как длина нарезки винтов всегда выполняется больше $1,25t$ (t — шаг винтовой нарезки). Так же как и в шестереночном насосе, в полости всасывания винтовые зубья при вращении винтов раскрывают впадины, объем камеры всасывания увеличивается, и жидкость поступает в камеру из всасывающего патрубка 1. При дальнейшем вращении винтов заполнившая впадины жидкость отделяется от всасывающей камеры и переносится вдоль оси по винтовой нарезке из камеры всасывания в камеру нагнетания, где зубья винтов, входя во впадины, вытесняют жидкость в камеру нагнетания и далее в напорный патрубок 3.

При перемещении в объемах впадин *А*, *В*, *С* жидкости передается энергия давления в результате воздействия на нее винтовых поверхностей подобно воздействию поршня на жидкость в цилиндре.

Для разгрузки осевых сил, действующих на упорные подшипники 6, под их упорные поверхности по осевым отверстиям (пунктирные линии) подводится жидкость под давлением нагнетания. При подаче рабочей жидкости под давлением в камеру всасывания винтовая гидромашина работает как винтовой гидродвигатель.

Удельная подача винтового насоса за один оборот ведущего винта равна объему впадин на длине одного шага и зависит от его поперечных размеров и шага. Несколько шагов винтовой нарезки применяется для увеличения объемного к. п. д., т. е. более надежного отделения полости всасывания от полости нагнетания.

Если общая площадь расточки корпуса Ω_k , а суммарная площадь сечения всех трех винтов Ω_n , то площадь поперечного сечения впадин Ω равна их разности:

$$\Omega = \Omega_k - \Omega_n,$$

а удельная теоретическая подача винтового насоса за один оборот винтов равна произведению:

$$q_T = \Omega t = (\Omega_k - \Omega_n) t, \quad (548)$$

где q_T — теоретическая подача за один оборот винта;

t — шаг винтовой нарезки.

Площадь сечения винтов Ω_n можно определить, зная уравнение эписпиралоид. В качестве исходной величины при расчете геометрии винтовых насосов принимается диаметр основной окружности ведущего винта d_n , через который выражаются все остальные размеры. Обычно принимают (см. обозначения на рис. 225)

$$D_n = \frac{5}{3} d_n, \quad d_b = \frac{1}{3} d_n, \quad t = \frac{10}{3} d_n,$$

где D_n — наружный диаметр винта;

d_b — внутренний диаметр нарезки ведомого винта.

Наружный диаметр ведомых винтов равен диаметру основной окружности ведущего винта d_n . Длина винтов L , определяемая шагом и числом шагов винтовой нарезки, и выбирается исходя из условий обеспечения требуемой герметичности. Для трехвинтового насоса длина выбирается в зависимости от давления в следующих пределах:

$$\begin{array}{ll} \text{для давлений} & 15-20 \text{ бар} \rightarrow L = (1,5 \div 2,0) t; \\ \text{„ „} & 50-75 \text{ бар} \rightarrow L = (3 \div 4) t; \\ \text{„ „} & 150-200 \text{ бар} \rightarrow L = (6 \div 8) t. \end{array}$$

При указанных выше соотношениях площадь сечения впадин равна:

$$\begin{array}{ll} \text{для некоррегированных профилей} & \Omega = 1,25d_n^2; \\ \text{для коррегированных} & \Omega = 1,24d_n^2. \end{array}$$

Таким образом, удельная теоретическая подача за один оборот винта будет равна

$$q_r = \Omega t = 4,14 d_n^3. \quad (549)$$

Теоретическая подача винтового насоса при n об/сек

$$Q_{от} = qn = 4,14 d_n^3 n. \quad (550)$$

Если учесть утечку через радиальные зазоры между винтами и корпусом объемным к. п. д. η_0 , то действительную подачу винтового насоса можно определить по формуле

$$Q_0 = \eta_0 Q_{от} = 4,14 \eta_0 d_n^3 n. \quad (551)$$

Винтовые насосы и гидродвигатели применяют в объемных гидроприводах, гидравлических системах регулирования паровых и гидравлических турбин, в нефтяной промышленности.

РАЗДЕЛ II

ОБЪЕМНЫЙ ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ПРИВОД И ЕГО ЭЛЕМЕНТЫ

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ПЕРВАЯ

ГИДРОАППАРАТУРА И ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ГИДРОПРИВОДОВ

§ 99. РАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Распределительные устройства предназначены для распределения и изменения направления потока жидкости между узлами и элементами гидропривода. По конструктивным признакам

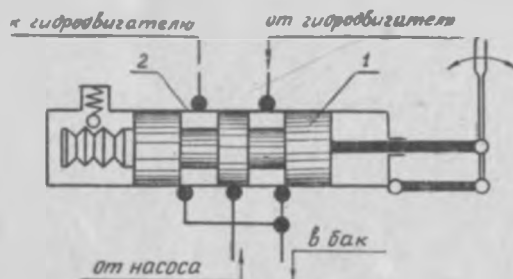


Рис. 226

распределители разделяют на крановые, золотниковые и клапанные. По количеству фиксированных положений различают двух-, трех- и многопозиционные распределители. Наибольшее применение в объемных гидроприводах получили золотниковые распределители (золотники).

Золотники — это управляемые элементы гидроаппаратуры, с помощью которых осуществляется распределение жидкости, реверсирование движения и переключение трубопроводов. Подвижное звено золотника (рис. 226) выполнено в виде плавунчика 1 с проточками для прохода жидкости и цилиндрического корпуса 2 с отверстиями для подвода и отвода жидкости. Путем смещения плавунчика 1 относительно корпуса 2 золотника в процессе работы гидропривода можно изменять направление движения жидкости за счет соответствующего перекрытия рабочих окон золотниковой пары.

В управляющем золотнике 2 жидкость подвергается двойному дросселированию. Из насоса 1 под давлением она поступает в золотник. При смещении золотника от нейтрального положения в нем образуются два проходных окна: на входе в гидродвигатель 3 и на выходе из него. Дросселирование жидкости через эти окна сопровождается потерей энергии, которая обуславливает потерю давления.

В идеальном управляющем золотнике ширина пояса плунжера должна быть равна ширине дросселирующего окна. Однако на практике для повышения чувствительности часто делают золотники с протоком жидкости (рис. 213, б). Ширина пояса плунжера этих золотников меньше ширины окна на несколько микрон. Применяются управляющие золотники и с перекрытием в несколько микрон. Золотники с перекрытием (рис. 231, в) в нейтральном положении имеют значительно меньшую утечку, но зона нечувствительности такого золотника увеличивается.

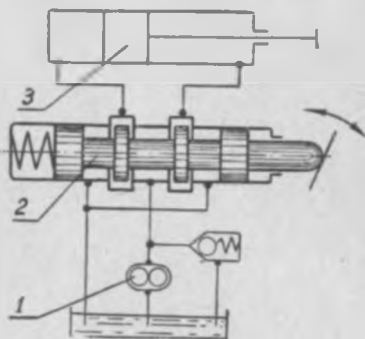


Рис. 230

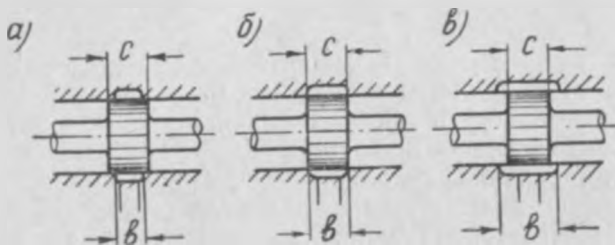


Рис. 231

§ 101. КЛАПАНЫ

Клапаны — самые распространенные элементы гидроприводов. С их помощью предохраняют узлы гидропривода от перегрузок, устанавливают определенную последовательность работ узлов, создают вполне определенное направление потока, устанавливают заданное давление, разделяют поток на части, создают постоянный перепад давления и др. Клапаны группируют по назначению, принципу работы и конструкции. Часто один и тот же клапан в зависимости от подключения его в системе и настройки может выполнять различные функции.

Принято различать три группы клапанов: обратные, предохранительные (переливные и подпорные) и редукционные.

Обратные клапаны предназначены для пропуска жидкости только в одном направлении. При изменении направления потока обратный клапан закрывается, и пропуск жидкости прекращается. В открытом состоянии обратные клапаны должны иметь минимальное сопротивление, а в закрытом — обеспечивать заданную герметичность. Поэтому усилие пружины обратного клапана должно быть минимальным, достаточным лишь для надежной посадки клапана в седло, так как клапан открывается и закрывается силой давления жидкости.

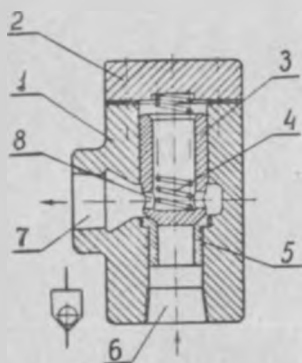


Рис. 232

На рис. 232 показан плунжерный обратный клапан типа Г-51, который состоит из корпуса 1, крышки 2, плунжера 3, пружины 4 и седла 5.

Плунжер 3 своим коническим торцом прижимается к седлу 5, цилиндрическая боковая поверхность плунжера входит в направляющее отверстие корпуса.

При работе клапана подводимая к отверстию 6 жидкость приподнимает плунжер с седла и открывает проход в отверстие 7.

С изменением направления потока под давлением жидкости плунжер 3 плотно прижимается к седлу 5. Это давление действует на все поперечное сечение клапана, так как масло через отверстие 8 плунжера 3 попадает в надклапанную полость. Усилие прижима плунжера к седлу возрастает с повышением давления, вследствие чего проход жидкости в обратном направлении прекращается. Пружина 4 служит лишь для преодоления силы трения плунжера о корпус.

Предохранительные клапаны, в отличие от обратных, имеют пружину с большим усилием прижима. Принцип действия клапанов этой группы основан на уравнивании силы давления жидкости усилием пружины или противодавлением жидкости. По конструкции их можно разделить на прямодействующие, дифференциальные и клапаны с серводействием.

Когда гидропривод необходимо предохранить от чрезмерного повышения давления, применяются предохранительные клапаны, открывающиеся эпизодически в случае повышения давления сверх установленного предельного значения. Прямодействующие предохранительные клапаны могут быть шариковые, конусные и плунжерные.

жидкость подводится в полость *а* и отводится через камеру *в*. Плунжер нагружен слабой пружиной 3, которая удерживает его в нижнем положении.

В центральное отверстие плунжера ввернут демпфер 8, через который камера *в* постоянно сообщается с камерой *б*. Камера *г* сообщается с камерой *в* через демпфер 10. Шарик 4 прижимается к седлу пружиной 5.

Усилие сжатия пружины 5 может регулироваться с помощью винта 7. Пока давление жидкости, действующее на шарик 4, не превышает величины усилия, на которое отрегулирована пружина 5, шарик 4 прижат к седлу. При этом плунжер 2 находится в нижнем положении под действием пружины 3.

В нижнем положении плунжера полости *а* и *в* соединены, поэтому жидкость из системы свободно проходит через редукционный клапан, и давление в полости *в* равно давлению, развиваемому насосом.

Когда сила давления на выходе из клапана преодолевает силу пружины 5, шаровой клапан 4 открывается, и масло из камеры *д* начинает протекать через демпфер 8 в камеру *б*, откуда через шаровой клапан попадает на слив. В отверстии демпфера 8 при течении жидкости происходит потеря давления, поэтому давление в камере *б* будет ниже, чем в камерах *д* и *г*, на величину потери давления в демпфере 8. Вследствие этого плунжер 2 поднимается.

Поднимаясь вверх, плунжер затрудняет проход жидкости из полости *а* в камеру *в*, в результате чего происходит повышение давления в полости *а* по сравнению с давлением в полости *в*. Когда давление в камерах *г* и *д* уравнивает силу давления в камере *б* и усилие пружины 3, наступит равновесие плунжера.

Если давление в камере *в* почему-либо начинает падать, равновесие сил, действующих на плунжер 2, нарушается, так как уменьшаются силы давления на плунжер со стороны камер *г* и *д*, сообщающихся с камерой *в*. Пружина 3 отжимает плунжер 2 вниз, увеличивая сечение щели между корпусом и кромкой плунжера, что увеличивает приток жидкости в камеру *в*, а следовательно, и давление в ней до тех пор, пока равновесие опять не установится. При работе клапана Г-57 из его дренажного отверстия непрерывно протекает небольшое количество жидкости, а в магистрали после клапана поддерживается постоянное давление, меньшее, чем в напорной магистрали насоса.

§ 102. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

К вспомогательным устройствам гидроприводов относят трубопроводы и их соединения, баки, фильтры, гидравлические мультипликаторы и аккумуляторы.

Трубопроводы служат каналами, по которым энергия от насосов поступает к гидродвигателям. В зависимости от условий работы применяют жесткие и гибкие трубопроводы. Чаще всего в качестве трубопроводов гидроприводов применяют круглые стальные бесшовные трубы и иногда трубы из алюминиевых сплавов и чугуна. Гидравлический расчет трубопроводов производится по формулам гидравлики применительно к течению вязкой жидкости. Соединения труб и присоединение их к элементам и узлам гидроприводов должны быть прочными и герметичными. При соединении стальных труб применяют сварку, фланцевые соединения. Соединение труб небольшого диаметра производится накидными гайками с развальцовкой соединяемых концов труб; для высоких и сверхвысоких давлений используют ниппельное соединение.

В последнее время находят применение шарнирные и пружинящие соединения стальных труб.

Если имеет место взаимное перемещение узлов гидропривода во время работы, их соединяют гибкими трубопроводами (резинотканевые шланги и металлические рукава). В современных гидроприводах используют трубы из армированных пластмасс на основе полиэфирных или эпоксидных смол с армированием стекловолокном, особенно в тех случаях, когда металлические трубы неприменимы из-за большого веса или недостаточной химической стойкости.

При работе гидропривода происходит непрерывное загрязнение рабочей жидкости. Жидкость загрязняется за счет посторонних тел, проникающих извне, и за счет разрушения и износа трущихся поверхностей. Поэтому в схеме гидропривода необходимо предусматривать постоянно действующие фильтрующие устройства. В гидроприводах чаще всего применяют фильтры механической очистки жидкости.

В фильтрах используют различные фильтрующие материалы: металлические сетки, металлические пластинки, ткань, войлок, бумагу, пропитанную маслостойкими смолами, пластмассу, металлокерамику, пористые металлические порошки. Кроме фильтров механической очистки, применяют центробежные очистители, магнитные и электростатические фильтры. Фильтры в гидроприводе устанавливают в зависимости от их назначения и условий работы либо последовательно, либо параллельно, и преимущественно в напорных магистралях, в легкодоступных местах.

Для пополнения и питания системы гидропривода рабочей жидкостью предусматриваются специальные баки. С целью улучшения отстоя масла и отвода тепла минимальная емкость бака должна в 2—3 раза превышать минутную подачу насоса. В баках делают перегородки для отделения линии слива от всасывающей линии. Высоту перегородки принимают равной $\frac{2}{3} h$,

где h — глубина заполнения бака жидкостью. Расположение и конструкция бака должны обеспечивать простоту его заполнения и легкий контроль уровня жидкости. Часто баки выполняют закрытыми и заполняют воздухом или другим газом под давлением. Применение закрытых баков улучшает работу всасывающих линий, насосы при работе лучше заполняются жидкостью.

Расход жидкости, потребляемой гидродвигателем, может изменяться с течением времени при постоянной подаче насоса. В некоторые промежутки времени он может быть больше и меньше средней подачи насоса.

Для обеспечения нормальной работы гидропривода необходимо предусмотреть либо насос, подача которого была бы равна максимальному расходу гидродвигателей, либо гидравлический аккумулятор. Очевидно, что применение насоса с боль-

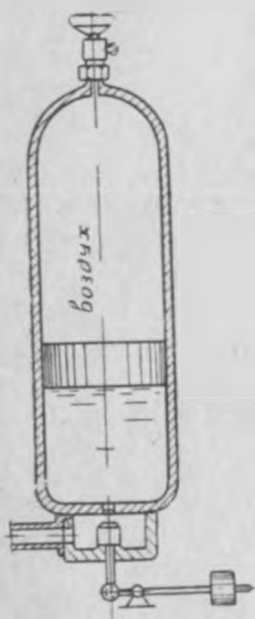


Рис. 237

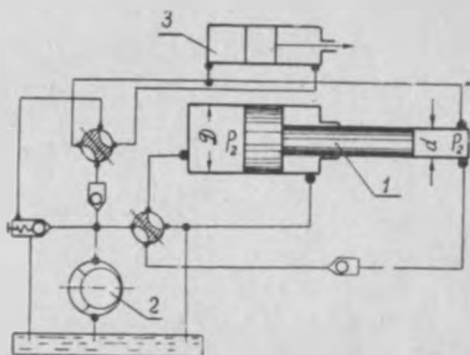


Рис. 238

шой подачей оправдывало бы себя только в течение небольшого отрезка времени, во все остальное время излишек жидкости необходимо было бы выпускать на слив в бак.

Если подача насоса больше расхода через гидродвигатели, жидкость под давлением накапливается в объеме гидроаккумулятора, если же она меньше максимального расхода гидродвигателей, аккумулятор возвращает жидкость под давлением в систему, обеспечивая вместе с насосом максимальный расход жидкости. Применение гидроаккумулятора позволяет повысить коэффициент использования мощности насоса, обеспечить более равномерную работу гидродвигателей с устранением пульсаций давления, создаваемых работой насоса.

Гидравлические аккумуляторы могут быть пневматические,

грузовые и пружинные. Наибольшее распространение получили пневматические гидроаккумуляторы (рис. 237). Для получения высоких давлений, которые не могут быть обеспечены насосом, нашли применение мультипликаторы давления. Простейшая схема мультипликатора 1 показана на рис. 238. К цилиндру большого диаметра подводится жидкость под давлением насоса 2. При движении плунжера мультипликатора в малом цилиндре давление увеличивается пропорционально соотношению площадей цилиндров.

Таким образом, давление p_2 жидкости после мультипликатора будет равно

$$p_2 = p_1 \frac{D^2}{d^2},$$

где p_1 — давление, создаваемое насосом;

D — диаметр большого цилиндра;

d — диаметр меньшего цилиндра.

Мультипликатор устанавливается между насосом и силовым цилиндром 3 высокого давления.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ВТОРАЯ

СХЕМЫ УСТРОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ ГИДРОПРИВОДОВ

§ 103. НАЗНАЧЕНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ ГИДРОПРИВОДОВ

Объемный гидропривод предназначен для передачи и преобразования механической энергии посредством объемных гидромашин. Принципиальной основой объемного гидропривода является объемная гидropередача (рис. 219, 222), составленная из насоса и гидродвигателя. Если насос и гидродвигатель конструктивно составляют нераздельный узел, то такой простейший гидропривод называют объемной гидropередачей. Если силовая гидросистема составлена из отдельных насосов, гидродвигателей и содержит элементы гидроаппаратуры, вспомогательные устройства, такую гидросистему также принято называть объемным гидроприводом. Таким образом, под общим названием объемный гидропривод объединяют простейшие объемные гидropередачи и сложные силовые гидравлические системы, служащие для передачи и преобразования механической энергии.

С применением автоматического управления машинами и производственными процессами значение гидравлических приводов возрастает, так как этим видом привода легко управлять и его можно автоматизировать простым воздействием на поток жидкости с помощью надежных устройств гидроаппаратуры. Так, например, при помощи объемного гидропривода легко по-

лучить заданный закон изменения скоростей движения, усилий, крутящих моментов. достигнуть усиления сигналов в несколько тысяч раз, обеспечить бесступенчатое и автоматическое изменение скорости движения в зависимости от нагрузки и ряд других операций, необходимых при автоматическом управлении.

По виду двигателя выходного звена различают гидроприводы поступательного и вращательного движения. Поэтому наименование гидропривода определяется типом гидродвигателя. Изменение величин, характеризующих работу гидродвигателя, производится регулированием подачи жидкости и величины давления в магистрали, соединяющей насос с гидродвигателем. По виду управления гидроприводы разделяют на нерегулируемые, регулируемые с ручным и автоматическим управлением и следящие.

Гидравлические приводы весьма разнообразны. В пределах одного курса невозможно рассмотреть все их виды. Ниже описаны только простейшие гидроприводы общего машиностроения. Гидроприводы специального назначения и следящие системы рассматриваются в соответствующих специальных курсах.

Как было указано, в состав гидравлических приводов, кроме насосов и гидродвигателей, входят аппаратура и вспомогательные устройства. Аппаратура современных гидроприводов разнообразна по назначению, принципу действия, конструктивному выполнению и размерам. При большом числе гидравлических аппаратов системы гидроприводов становятся сложными. В общем виде их можно изобразить только схематически.

Гидравлическая аппаратура выполняет функции контроля управления, разгрузки, регулирования гидропривода и состоит из отдельных элементов (дрессели, клапаны, приборы, золотники, гидравлические реле) и панелей, скомпонованных из нескольких элементов. Элементы панели позволяют с одного пульта обеспечить необходимую последовательность всех этапов рабочего цикла гидропривода.

§ 104. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЭЛЕМЕНТОВ ГИДРОПРИВОДОВ

Составленные выше дифференциальные уравнения (136) движения невязкой (идеальной) жидкости можно применить для одномерного течения невязкой жидкости вдоль одного направления. Пусть течение происходит в направлении оси ox , т. е. $u = u_x$. Дифференциальное уравнение движения такого одномерного движения будет иметь вид

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho X - \frac{dp}{dx}. \quad (552)$$

При выводе уравнений (136) вязкость жидкости и связанная с ней потеря механической энергии при движении частицы жидкости не учитывались.

Интегрируя уравнение (557) дважды, получим

$$u = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y^2 + C_1 y + C_2. \quad (558)$$

Постоянные интегрирования определим из граничных условий:

$$1) \text{ при } y = 0 \quad C_2 = v_0;$$

$$2) \text{ при } y = \delta_0 \quad C_1 = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \delta_0 - \frac{v_0}{\delta_0}.$$

Таким образом, подставив значение C_1 и C_2 в формулу (558), получим закон изменения скорости в зазоре:

$$u = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y (\delta_0 - y) + v_0 \left(1 - \frac{y}{\delta_0}\right). \quad (559)$$

Зная u , легко найти утечку жидкости Q_0 через зазор δ_0 . Расход жидкости через элементарное кольцо толщиной dy

$$dQ_0 = u \pi D dy = \left[\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y (\delta_0 - y) + v_0 \left(1 - \frac{y}{\delta_0}\right) \right] \pi D dy. \quad (560)$$

Интегрируя уравнение (560), получим расход утечки жидкости через зазор δ_0 :

$$Q_0 = \int_0^{\delta_0} dQ_0 = \left(\frac{p_1 - p_2}{12\mu l} \delta_0^3 + \frac{v_0 \delta_0}{2} \right) \pi D. \quad (561)$$

Если поршень в цилиндре расположен эксцентрично, то $Q = 2,5 Q_0$. При турбулентном течении жидкости через зазор влияние эксцентриситеты меньше и поправочный коэффициент равен 1,2.

Таким образом, *расход утечки жидкости через зазор пропорционален кубу величины зазора.*

Зазоры и щели при течении масел вследствие облитерации могут постепенно зарастать полярными молекулами даже при тщательно отфильтрованной жидкости. При смещении поршня облитерация во всех случаях устраняется, т. е. исчезает неподвижный слой полярных молекул. Облитерация отрицательно влияет на работу золотниковых механизмов и других элементов гидроаппаратуры. Предотвращение вредного влияния облитерации осуществляется двумя способами: 1) подбором рабочих жидкостей и материалов сопрягаемых деталей, не образующих фиксированного слоя полярных молекул; 2) сообщением золотнику поворотных или осевых вибраций с большой частотой и малой амплитудой.

При работе гидропривода температура масла неодинакова во всех точках потока. При движении нагретой жидкости по трубопроводу слои жидкости у стенок трубопровода вследствие охлаждения имеют большую вязкость, чем в слое, движущемся в цент-

ре трубопровода. Поэтому коэффициент потерь напора λ при ламинарном течении (§ 35) жидкости по трубопроводам гидروприводов несколько больше и равен $\lambda = \frac{75}{Re}$ для чисел $Re < 2300$. В переходной зоне при гидравлически гладких трубопроводах коэффициент λ может быть определен по формуле Блазиуса:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}} \text{ для чисел } Re < 46 \frac{r}{\Delta}.$$

В автомодельной зоне трубопроводов с относительной шероховатостью $\frac{r}{\Delta}$ коэффициент λ определяется по формуле Прандтля — Никурадзе:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{r}{\Delta} + 1,74 \text{ для чисел } Re > 1120 \frac{r}{\Delta},$$

где r — внутренний радиус трубопровода;

Δ — эквивалентная шероховатость трубопровода.

Так же как и потери напора по длине, местные потери зависят от режима течения жидкости. При ламинарном течении коэффициент местной потери энергии

$$\zeta_m = \frac{A}{Re},$$

где A — постоянный коэффициент, зависящий от вида местного сопротивления.

Опыты показывают, что коэффициент ζ_m зависит от числа Re лишь при малых его значениях: $Re < 100$. При числе $Re > 1000$ коэффициенты ζ_m местных сопротивлений практически перестают зависеть от числа Рейнольдса, т. е. наступает автомодельная область.

При расчете истечений жидкости через малые отверстия и зазоры пользуются общей формулой

$$Q = \mu_* \Omega \sqrt{2 \frac{\Delta p}{\rho}}, \quad (562)$$

где μ — коэффициент расхода данного отверстия или зазора;

Ω — площадь проходного сечения отверстия или зазора.

Коэффициент сопротивления ζ_3 и коэффициент расхода μ_* золотников при $Re < 1000$ зависят от скорости течения жидкости. При $Re < 100$ движение в золотниках ламинарное и потери напора прямо пропорциональны скорости жидкости. В квадратичной области ζ_3 перестает зависеть от Re , и потери напора пропорциональны квадрату средней скорости течения жидкости.

§ 105. ГИДРОПРИВОДЫ ВОЗВРАТНО-ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Гидроприводы возвратно-поступательного движения имеют простейший гидродвигатель в виде силового цилиндра. Силовой цилиндр (рис. 241) представляет собой узел, состоящий из ци-

линдра 1, поршня 2 с уплотнением 3 и штока 4, с помощью которого энергия давления жидкости преобразуется в механическую энергию перемещения штока. Конструкции силовых цилиндров весьма разнообразны, но все они могут быть разделены на цилиндры двухстороннего и одностороннего действия.

На рис. 242 показаны схемы силовых цилиндров двухстороннего действия с двухсторонним штоком и различными способами

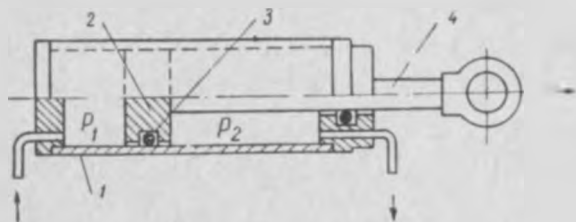


Рис. 241

подвода жидкости. Скорость v_0 перемещения поршня или цилиндра зависит от количества жидкости, подаваемой в цилиндр в единицу времени:

$$v_0 = \frac{4Q}{\pi (D^2 - d^2)}, \quad (563)$$

где Q — объем жидкости, поступающей в цилиндр в единицу времени;

D — внутренний диаметр цилиндра;

d — диаметр штока.

При подаче одинакового количества жидкости попеременно в правую и левую полости цилиндра поршень будет перемещаться относительно цилиндров в обоих направлениях с одинаковой скоростью. Основным недостатком силовых цилиндров с двухсторонним штоком являются увеличенные габариты в связи с выходом штока по обе стороны цилиндра.

С целью уменьшения габаритов силового цилиндра применяются цилиндры с односторонним штоком, в которых для получения одинаковых скоростей перемещения поршня в обоих направлениях площадь сечения штока принимается в два раза меньше площади поршня. Такой силовой цилиндр подключается к насосу по схеме, показанной на рис. 243. При движении поршня вправо обе полости цилиндра соединяются друг с другом дифференциальным способом. Поршень перемещается со скоростью v_0 , вытесняя из штоковой полости расхода Q_1 :

$$Q_1 = \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) v_0. \quad (564)$$

Вытесненная жидкость поступает в полость цилиндра вместе с жидкостью, нагнетаемой насосом, расход которой равен Q . Таким образом,

$$Q + Q_1 = \frac{\pi D^2}{4} v_0, \quad (565)$$

или, подставляя значение Q_1 , получим

$$Q + \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) v_0 = \frac{\pi D^2}{4} v_0.$$

откуда

$$v_0 = \frac{4Q}{\pi d^2}. \quad (566)$$

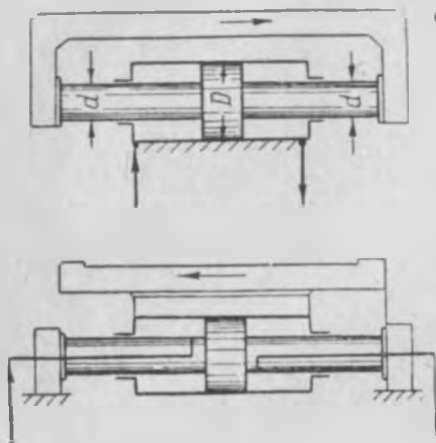


Рис. 242

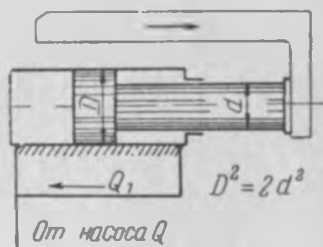


Рис. 243

Для перемещения поршня влево необходимо соединить поршневую полость с баком, а штоковую — с насосом. В этом случае скорость перемещения поршня выражается формулой

$$v_0 = \frac{4Q}{\pi (D^2 - d^2)}, \quad (567)$$

но при $\frac{\pi D^2}{4} = 2 \frac{\pi d^2}{4}$ скорость

$$v_0 = \frac{4Q}{\pi d^2}. \quad (568)$$

Таким образом, выражения (566) и (568) тождественны, а скорости движения поршня в одну и другую сторону одинаковы. Дифференциальный способ подключения цилиндра применяется и в тех случаях, когда требуется обеспечить высокую скорость обратного хода при значительных усилиях.

Точная обработка внутреннего диаметра цилиндра по всей длине технологически сложная и трудоемкая. Поэтому весьма часто силовые цилиндры двухстороннего действия заменяют более технологичными цилиндрами одностороннего действия (рис. 244), у которых усилие передается непосредственно штоком,

соприкасающимся с цилиндром только в месте уплотнения. При такой конструкции силового цилиндра его внутренний диаметр подвергают лишь грубой обработке или вовсе не обрабатывают. Однако для получения возвратно-поступательного движения с заданными скоростями в гидроприводе с цилиндрами одностороннего действия необходимо иметь два цилиндра.

На рис. 245 показана принципиальная схема простейшего гидропривода возвратно-поступательного движения, имеющего роторно-пластинчатый насос 1 и гидроцилиндр 2 двухстороннего

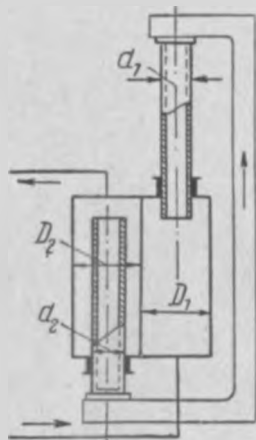


Рис. 244

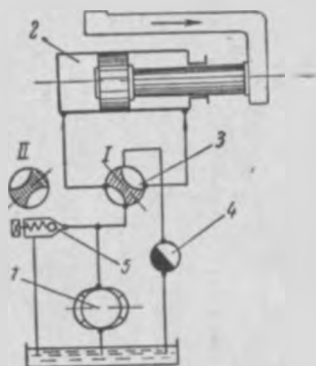


Рис. 245

действия с односторонним штоком. Кроме насоса и гидроцилиндра, в схему гидропривода входят распределитель 3, дроссель 4, предохранительный клапан 5. Всасываемое из бака масло подается насосом под давлением в поршневую полость гидроцилиндра, сообщая движение поршню. Одновременно из штоковой полости гидроцилиндра масло отводится в бак. После переключения распределителя в положение II изменяется направление движения жидкости, благодаря чему поршень перемещается в обратную сторону. Для предохранения гидропривода от чрезмерного повышения давления в схеме предусмотрен предохранительный клапан, который автоматически срабатывает при значительном увеличении внешней нагрузки на шток гидроцилиндра. При этом масло отводится в бак, минуя гидроцилиндр, а в системе устанавливается максимально допустимое давление, соответствующее настройке пружины предохранительного клапана.

Скорость v_0 перемещения поршня зависит от расхода масла, поступающего от насоса в гидроцилиндр:

$$v_0 = \frac{Q}{F},$$

где Q — расход гидроцилиндра;

S — эффективная площадь гидроцилиндра.

Площадь поршня — постоянная, поэтому скорость поршня можно изменять только за счет изменения (регулирования) расхода Q . Изменение расхода масла через гидроцилиндр, а следовательно, и бесступенчатое регулирование скорости поршня осуществляются двумя способами:

1) изменением подачи насоса (объемное регулирование);

2) изменением расхода гидроцилиндра путем установки дросселя и перепуска масла через переливной клапан при неизменной подаче насоса (дрессельное регулирование).

Выбор способа регулирования определяется многими факторами, а именно: мощностью, давлением, характером изменения полезной нагрузки и др. При объемном регулировании и постоянной нагрузке на штоке мощность насоса и скорость поршня пропорциональны подаче насоса. Этот способ регулирования широко применяется в тех случаях, когда требуется большое усилие на штоке и при пуске под нагрузкой.

На рис. 246 показана схема гидропривода поступательного движения с объемным регулированием. Регулируемым насосом 1 масло подается под давлением в поршневую полость гидроцилиндра 4 и перемещает поршень 5 вправо. Из штоковой полости цилиндра масло через распределитель 3 и подпорный клапан 7 выжимается в бак. Бесступенчатое регулирование скорости поршня осуществляется за счет изменения подачи насоса. При малых скоростях движения поршня, т. е. в том случае, когда насос отрегулирован на малую подачу, величина утечек масла соизмерима с расходом жидкости через гидроцилиндр. Это приводит к существенным колебаниям скорости при изменении нагрузки и ограничивает возможности объемного регулирования при малых скоростях движения поршня. Однако гидроприводы с объемным регулированием имеют преимущество, заключающееся в том, что насос переменной подачи позволяет непрерывно изменять скорость рабочего органа без потерь энергии, связанных с перепуском избытка масла под давлением на слив.

При дроссельном регулировании мощность, потребляемая насосом, остается постоянной, а скорость поршня гидроцилиндра изменяется в зависимости от величины сопротивления дросселя. Часть масла под давлением «сравливаются» и перепускается че-

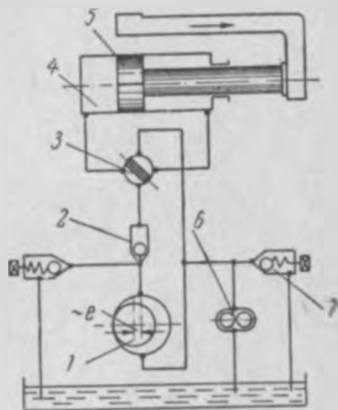


Рис. 246

рез предохранительный (переливной) клапан в бак, не выполнив никакой полезной работы. Следовательно, дроссельное регулирование основано на изменении величины потерь, т. е. на изменении к. п. д. гидропривода. В связи с этим дроссельное регулирование применяется при малых мощностях. В отличие от гидроприводов с объемным регулированием, при дроссельном регулировании подача насоса всегда больше, чем расход жидкости через цилиндр. Избыток масла перепускается в бак помимо гидроцилиндра.

Количество поступающего в цилиндр масла либо отвод его из цилиндра регулируются дросселем, который подключают на выходе из гидроцилиндра, на входе или параллельно ему.

На рис. 245 показана схема гидропривода поступательного движения с дроссельным регулированием на выходе. На выходе из гидроцилиндра 2 установлен дроссель 4, с помощью которого регулируется количество подаваемого масла. Чем больше проходное сечение дросселя, тем больше при том же давлении будет протекать масла в гидроцилиндр. Избыток масла, нагнетаемого насосом 1, будет вытекать через переливной клапан 5.

Эту схему предпочитают всем схемам дроссельного регулирования, так как только в этом случае поршень нагружен с обеих сторон и его движение отличается большой плавностью.

Для стабилизации скорости поршня применяются специальные регуляторы, которые позволяют установить и автоматически поддерживать постоянную скорость поршня (расход масла) независимо от характера изменения нагрузки на штоке. Регулятор скорости представляет собой совмещенные в одном корпусе регулируемый дроссель и предохранительный клапан с серводействием. Устанавливается он на ответвлении или на выходе из гидроцилиндра.

§ 106. ГИДРОПРИВОДЫ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

В гидроприводах вращательного движения также применяется объемное и дроссельное регулирование скорости вращения ротора гидродвигателя. В качестве гидродвигателя используются радиально-поршневые, аксиально-поршневые, роторно-пластинчатые, шестереночные и винтовые гидромашины. Насос и гидродвигатели (один или несколько) в гидроприводе могут быть соединены по открытой и закрытой циркуляционной схеме. При открытой схеме отработавшая жидкость попадает из гидродвигателя в бак, откуда вновь всасывается насосом и подается в напорную линию к гидродвигателю (гидромотору). При закрытой схеме отработанная жидкость из гидродвигателя поступает во всасывающую полость насоса, минуя бак. Преимущественное распространение получила закрытая схема, так как она может быть реверсивной и допускает работу при высоком числе оборотов благодаря возможности создания в системе внешнего давле-

ния специальным вспомогательным насосом небольшой мощности.

Изменение скорости вращения ротора гидродвигателя при объемном регулировании может быть осуществлено за счет насоса и за счет гидродвигателя. Схема гидропривода с объемным регулированием представлена на рис. 247. Масло от регулируемого насоса 3 подается к гидродвигателю 5 и далее по линии низкого давления (нижний трубопровод) подводится к всасывающему патрубку насоса. Для компенсации утечек и создания внешнего давления в схеме предусмотрены подкачивающий насос 1 и два обратных клапана 2 и 4.

Определим расчетные параметры гидропривода вращательного движения сначала без учета потерь:

а) при отсутствии утечек жидкости

$$Q_{1\tau} = Q_{2\tau}, \quad (569)$$

где $Q_{1\tau}$ — теоретическая подача насоса;

$Q_{2\tau}$ — теоретический расход гидродвигателя;

б) при отсутствии гидравлических потерь

$$p_1 = p_2, \quad (570)$$

где p_1 — перепад, создаваемый насосом;

p_2 — перепад, срабатываемый гидродвигателем.

При этих предположениях, пользуясь общей формулой для объемных гидромашин (486), можно определить теоретическое передаточное отношение гидропривода вращательного движения

$i_{\tau} = \frac{n_2}{n_1}$ из соотношения (569) в виде

$$i_{\tau} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{q_{1\tau}}{q_{2\tau}}, \quad (571)$$

где $q_{1\tau} = \frac{Q_{1\tau}}{n_1}$ — удельная теоретическая подача насоса за один оборот его вала (рабочий объем камер насоса);

$q_{2\tau} = \frac{Q_{2\tau}}{n_2}$ — удельный теоретический расход гидродвигателя за один оборот его вала (рабочий объем камер гидродвигателя).

Далее, выражая давление из формулы (491) отдельно для насоса $p_1 = \frac{2\pi M_{1\tau}}{q_{1\tau}}$ и гидродвигателя $p_2 = \frac{2\pi M_{2\tau}}{q_{2\tau}}$, на основании

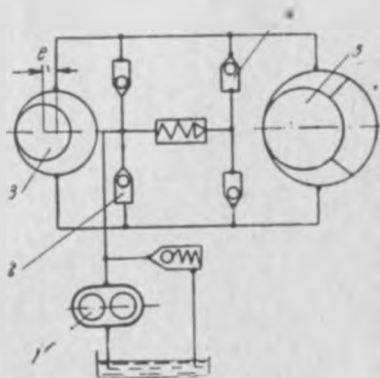


Рис. 247

равенства (570) получим теоретическое значение коэффициента трансформации K_T крутящего момента

$$K_T = \frac{M_{2T}}{M_{1T}} = \frac{q_{2T}}{q_{1T}}. \quad (572)$$

В действительности величины i и K должны быть определены с учетом утечек и механических потерь.

Величина передаточного отношения i с учетом объемных потерь (утечек) равна

$$i = \frac{q_{1T}}{q_{2T}} \eta_0, \quad (573)$$

где $\eta_0 = \eta_{01}\eta_{02}$ — общий объемный к. п. д. гидропривода, равный произведению объемного к. п. д. насоса на объемный к. п. д. гидродвигателя.

Величина коэффициента трансформации K с учетом механических потерь равна

$$K = \frac{q_{2T}}{q_{1T}} \eta_m, \quad (574)$$

где $\eta_m = \eta_{1m}\eta_{2m}$ — общий механический к. п. д. гидропривода, равный произведению механического к. п. д. насоса на механический к. п. д. гидродвигателя.

На рис. 248 приведена схема гидропривода вращательного движения с дроссельным регулированием. С помощью насоса 1 масло подается через дроссель 3 и распределитель 4 к гидродвигателю 5 и частично через переливной клапан 2 сбрасывается в бак. Количество масла, подводимого к гидродвигателю, регулируется изменением площади проходного сечения дросселя. Давление, развиваемое насосом, определяется настройкой переливного клапана и практически не зависит от нагрузки на валу ротора гидродвигателя.

§ 107. СЛЕДЯЩИЙ ГИДРОПРИВОД

Основным элементом следящего гидропривода или гидроусилителя является следящее устройство золотникового или струйного типа. В общем машиностроении преимущественное распространение получили следящие гидроприводы с управляющим золотником благодаря конструктивной простоте, весьма малым габаритам и большой чувствительности. Рассмотрим устройство и работу следящего гидропривода на примере простейшего однокоординатного гидропривода копировального станка (рис. 249).

Насос 1 подает масло через фильтр 2 по трубопроводу 3 к среднему окну корпуса копира 4. Копир представляет собой управляющее золотниковое устройство (§ 100), один конец золотника 5 снабжен шупом (копировальным роликом) 15, другой по-

стоянно находится под действием пружины 16, удерживающей золотник в крайнем положении. При этом положении золотника проходное сечение щели $\delta_2 \ll \delta_3$, а сечение $\delta_1 \gg \delta_4$. В результате этого в полости А устанавливается давление, меньшее, чем в полости В, так как при прохождении через щель δ_2 поток дросселируется больше, а при прохождении через щель δ_1 более свободно выходит в приемный резервуар насоса. В то же время потоки из среднего окна через щель δ_3 проходят в полость В более свободно и больше дросселируются в щели δ_4 на выходе в приемный резервуар. Очевидно, что величина щелей δ_1 , δ_2 , δ_3 и δ_4 изменяется при перемещении плунжера золотника.

Таким образом, в указанном на рис. 249 крайнем нижнем положении плунжера, в полости А, трубопроводе 7 и полости Г силового гидроцилиндра, закрепленного на станине станка 9, устанавливается низкое давление, а в трубопроводе 6 в полостях В и В — высокое. При этом поршень и шток силового гидроцилиндра 10 вместе с вертикальными салазками 11, копиром 4 и режущим инструментом будут перемещаться вниз до упора щупа 15 в шаблон 17. В момент упора щуп останавливается, и корпус копировального устройства 4 под действием разности давлений в силовом цилиндре 10 некоторое время опускается. В результате упора в шаблон щуп перемещает плунжер 5 относительно корпуса вверх. При этом проходные сечения δ_1 и δ_3 будут постепенно уменьшаться, а δ_2 и δ_4 — увеличиваться. После этого наступит момент, когда проходные сечения сравняются настолько, что разность давлений в камерах В и Г окажется недостаточной и вертикальная подача прекратится.

Если столу станка сообщить теперь задающую скорость подачи $v = \text{const}$, то при повышающемся профиле шаблона щуп и плунжер будут перемещаться вверх, проходя через нейтральное положение до тех пор, пока проходные сечения щелей δ_2 и δ_4 не увеличатся, а щелей δ_1 и δ_3 не уменьшатся настолько, что разница давлений в полостях В и Г гидроцилиндра станет достаточной для преодоления усилия подачи. При этом вертикальные салазки 11 начнут перемещаться вверх, т. е. автоматически изменится направление вертикальной подачи.

Перемещение вертикальных салазок с режущим инструментом, совершаемое по сигналу управляющего золотника, немед-

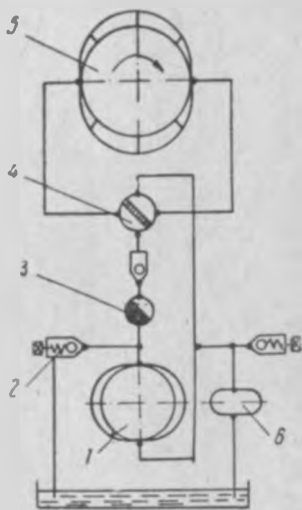


Рис. 248

Значения коэффициентов местных сопротивлений*

Внезапное расширение

$$\zeta_{в.р} = k \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right).$$

Таблица 1

$\frac{\omega_2}{\omega_1}$	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
$\zeta_{в.р}$	81	64	49	36	25	16	9	4	1	0

Для труб диаметром от 1,25 до 15 см при отношениях $\frac{\omega_2}{\omega_1} = 2 \div 12$ поправочный коэффициент определяется следующей формулой:

$$k = 1,025 \div 0,0025 \frac{\omega_2}{\omega_1} - 0,0079 d_1,$$

где d_1 — меньший диаметр трубы.

Внезапное сужение

При внезапном сужении потока наблюдаются меньшие потери напора, чем при расширении. По данным ЦАГИ**, коэффициент сопротивления определяется такой зависимостью:

$$\zeta_{в.с} = 0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right).$$

Таблица 2

$\frac{\omega_2}{\omega_1}$	0,00	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00
$\zeta_{в.с}$	0,50	0,45	0,40	0,30	0,20	0,10	0,00

Вход в трубу

1. Цилиндрическая труба отходит под углом α (рис. IIIa). Входные кромки острые:

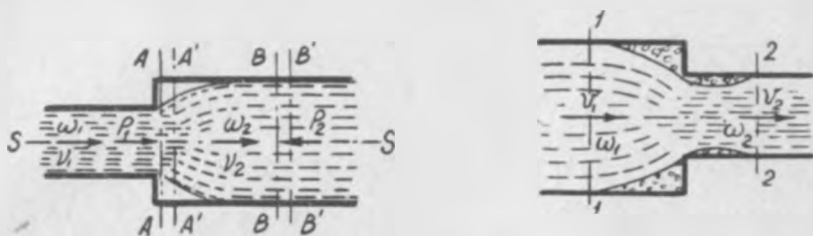
$$\zeta_{вх} = 0,505 + 0,803 \sin \alpha + 0,226 \sin^2 \alpha.$$

2. Труба отходит перпендикулярно (рис. IIIб). При острых входных кромках $\zeta_{вх} = 0,50$, при закругленных кромках и плав-

* Приводимые в приложении III коэффициенты местных сопротивлений отнесены к средней скорости за сопротивлением. Принятие средней скорости перед сопротивлением каждый раз оговаривается особо.

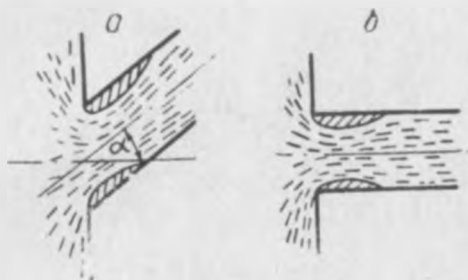
** П. Г. Киселев. Справочник по гидравлическим расчетам. Госэнергоиздат, М., 1950, стр. 95.

ном входе $\zeta_{вх} = 0,20 \div 0,25$, при весьма плавном очертании входа $\zeta_{вх} = 0,05$.



Выход из трубы в резервуар больших размеров

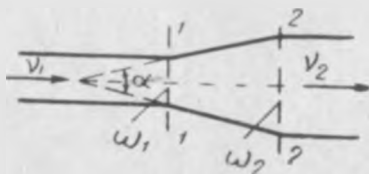
Рассматривая явление как внезапное расширение потока при ω_1 , значительно большем ω_2 , и принимая $k = 1$, получаем $\zeta_{вх} = 1$



Переходные конусы

1. Конически расходящийся переходный конус; коэффициент сопротивления $\zeta_{кон}$ определяется по зависимости

$$\zeta_{кон} \approx \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n^2} + \left(\frac{n - 1}{n} \right)^2 \sin \alpha,$$



где λ — коэффициент сопротивления, учитывающий потери энергии по длине;

α — угол конусности;

$n = \frac{\omega_2}{\omega_1}$ — степень расширения конуса.

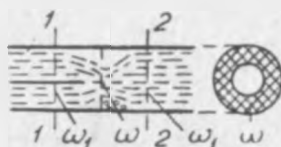
2. Конически сходящийся переходный конус; коэффициент сопротивления ζ может быть определен по такой формуле:

$$\zeta_{\text{кон}} \approx \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n_2}.$$

Диафрагма в трубе постоянного сечения

По данным ЦАГИ,

$$\zeta_{\text{дфр}} = \left(1 + \frac{0,707}{\sqrt{1 - \frac{\omega}{\omega_1}}} \right)^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} - 1 \right)^2.$$



В табл. 3 приведены коэффициенты сопротивления, подсчитанные по формуле ЦАГИ.

Таблица 3

$\frac{\omega}{\omega_1}$	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$\zeta_{\text{дфр}}$	1070	245	51.0	18.4	8.2	4.0	2.0	0.97	0.41	0.13	0.00

Задвижки

Коэффициент сопротивления задвижки $\zeta_{\text{зд}}$ зависит от степени ее открытия. Его значения приведены в табл. 4, где ω_0 — площадь открытия, а ω — площадь живого сечения трубы.

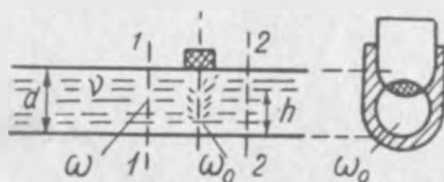


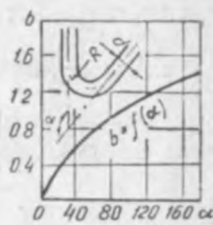
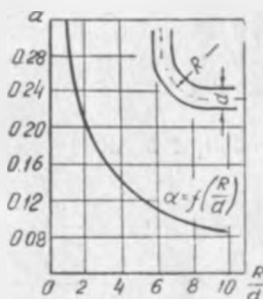
Таблица 4

$\frac{d-h}{h}$	0	1/8	2/8	3/8	4/8	5/8	6/8	7/8
$\frac{\omega_0}{\omega}$	1,000	0,948	0,856	0,740	0,609	0,466	0,315	0,159
$\zeta_{зд}$	0,00	0,07	0,26	0,81	2,06	5,52	17,0	97,8

Поворот трубы

1. Плавный поворот трубы на угол α . По формуле Абрамовича для труб круглого сечения $\zeta_{зак} = 0,73ab$,

где $a = f_1\left(\frac{R}{a}\right)$ и $b = f_2(\alpha)$ определяются по проводимым гра-



фикам α в зависимости от радиуса закругления R , диаметра трубы d и угла поворота α .

Коэффициенты сопротивления закруглений труб круглого сечения при центральном угле поворота $\alpha = 90^\circ$ по данным «Водгео» приведены в табл. 5.

Таблица 5

$d, \text{мм}$	50	100	150	200	250	300	350	400
$\zeta_{зак}$	0,76	0,39	0,37	0,37	0,40	0,45	0,45	0,42
$d, \text{мм}$	450	500	600	700	800	900	100	
$\zeta_{зак}$	0,42	0,46	0,47	0,48	0,48	0,49	0,50	

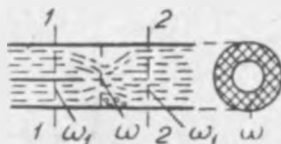
2. Конический сходящийся переходный конус; коэффициент сопротивления ζ может быть определен по такой формуле:

$$\zeta_{\text{кон}} \approx \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n^2}.$$

Диафрагма в трубе постоянного сечения

По данным ЦАГИ,

$$\zeta_{\text{дфр}} = \left(1 + \frac{0,707}{\sqrt{1 - \frac{\omega}{\omega_1}}} \right)^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} - 1 \right)^2.$$



В табл. 3 приведены коэффициенты сопротивления, подсчитанные по формуле ЦАГИ.

Таблица 3

$\frac{\omega}{\omega_1}$	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$\zeta_{\text{дфр}}$	1070	245	51,0	18,4	8,2	4,0	2,0	0,97	0,41	0,13	0,00

Задвижки

Коэффициент сопротивления задвижки $\zeta_{\text{зз}}$ зависит от степени ее открытия. Его значения приведены в табл. 4, где ω_0 — площадь открытия, а ω — площадь живого сечения трубы.

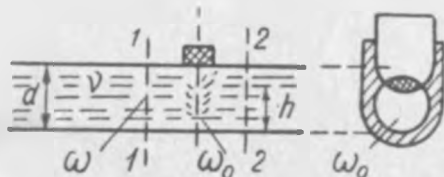


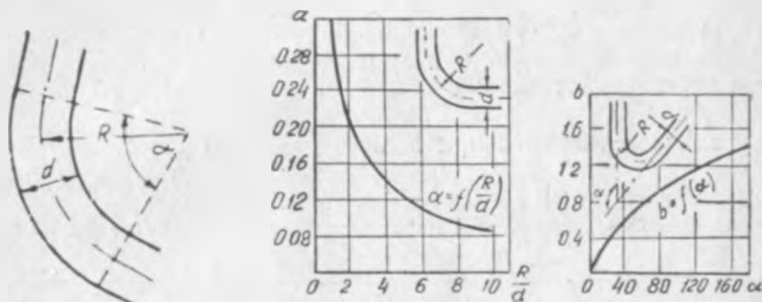
Таблица 4

$\frac{d-h}{h}$	0	1/8	2/8	3/8	4,8	5/8	6/8	7/8
$\frac{\omega_0}{\omega}$	1,000	0,948	0,856	0,740	0,609	0,466	0,315	0,159
$\zeta_{за}$	0,00	0,07	0,26	0,81	2,06	5,52	17,0	97,8

Поворот трубы

1. Плавный поворот трубы на угол α . По формуле Абрамовича для труб круглого сечения $\zeta_{зак} = 0,73ab$,

где $a = f_1\left(\frac{R}{a}\right)$ и $b = f_2(\alpha)$ определяются по проводимым гра-



фикам в зависимости от радиуса закругления R , диаметра трубы d и угла поворота α .

Коэффициенты сопротивления закруглений труб круглого сечения при центральном угле поворота $\alpha = 90^\circ$ по данным «Водгео» приведены в табл. 5.

Таблица 5

$d, \text{мм}$	50	100	150	200	250	300	350	400
$\zeta_{зак}$	0,76	0,39	0,37	0,37	0,40	0,45	0,45	0,42
$d, \text{мм}$	450	500	600	700	800	900	1000	
$\zeta_{зак}$	0,42	0,46	0,47	0,48	0,48	0,49	0,50	

2. Резкий поворот трубы на угол α . Коэффициент сопротивления колена зависит от угла поворота α и может приниматься по данным Промстройпроекта (табл. 6).



Таблица 6

α	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\zeta_{\text{кол}}$	0,20	0,30	0,40	0,55	0,70	0,90	1,10

Клапаны, краны

Для ориентировочного расчета могут быть приняты следующие значения коэффициентов сопротивления:

дисковый клапан при полном открытии $\zeta = 0,10$;

всасывающий клапан с сеткой на всасывающей линии насоса $\zeta = 10,0$;

различные клапаны при полном открытии $\zeta = 5,0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Таблица скоростных характеристик $W = \frac{v}{\sqrt{1}} = f(R)$, подсчитанных по полной формуле акад. Н. Н. Павловского

R_m	Коэффициент шероховатости n			R_m	Коэффициент шероховатости n		
	0,012	0,0225	0,025		0,012	0,0225	0,025
0,10	19,07	8,22	7,08	1,80	120,88	66,81	60,51
0,16	25,80	11,68	10,16	1,90	125,16	69,33	62,86
0,20	29,78	13,77	12,03	2,00	129,26	71,84	65,05
0,30	38,61	18,57	16,38	2,20	137,05	76,53	69,41
0,40	46,43	22,96	20,37	2,40	144,85	81,02	73,59
0,50	53,53	27,01	24,04	2,60	152,37	85,46	77,72
0,60	60,19	30,83	27,50	2,80	159,47	89,69	81,49
0,70	79,40	34,47	30,87	3,00	166,62	93,87	85,39
0,80	80,80	37,92	33,99	3,20	173,34	97,67	88,90
0,90	81,80	40,98	36,90	3,40	179,97	101,60	92,38
1,00	83,30	44,40	40,00	3,60	186,51	105,31	95,82
1,10	84,40	47,51	42,90	3,80	192,99	108,78	99,03
1,20	85,40	50,50	45,57	4,00	199,20	112,40	102,40
1,30	98,40	53,47	48,23	4,20	205,15	115,79	105,34
1,40	103,06	56,20	50,88	4,40	211,02	119,14	108,24
1,50	107,77	59,03	53,40	4,60	216,63	122,25	111,10
1,60	112,20	61,60	55,78	4,80	222,38	125,54	114,15
1,70	116,69	64,28	58,28	5,00	228,08	128,80	117,17

ПРИЛОЖЕНИЕ V

Таблица 1
Основная характеристика промышленных масел, применяемых в гидравлических передачах

Наименование и марка нефтяного масла	Удельный вес** при 20°C γ_{20}^{20}	Кинематическая вязкость при 20°C, сст	Модуль упругости E $\frac{9,8 \cdot 10^8}{\text{Н/м}^2}$	Растворимость воздуха на 1 бар при 20°C	Теплоемкость при 20°C	Температура вспышки, °C	Температура застывания, °C	Кислотное число КОН
Индустриальное (велоисит), ГОСТ 1840—51	0,854	12,8	134	0,0959	0,453	112*	—25	0,04
Индустриальное (вазелиновое), ГОСТ 1840—51	0,878	19,1	135	0,0877	0,446	125	—20	0,04
Индустриальное 12 (веретенное 2), ГОСТ 1707—51	0,92	49,0	136	0,0759	0,436	165	—30	0,14
Индустриальное 20 (веретенное 3), ГОСТ 1707—51	0,93	100,0	136	0,0755	0,432	170	—20	0,14
Смесь масел ГМЦ-2	0,834	20,8	135	0,1038	0,458	—	—	—

* Определяется в открытом тигле.

** Определяется по отношению к воде при 4°C.

Таблица 2

Основная характеристика специальных масел, применяемых в гидравлических передачах

Наименование и марка нефтяного масла	Удельный вес* при 20°С γ_{20}°	Кинематическая вязкость при 20°С, сст	Модуль упругости E $\frac{9,8 \cdot 10^8}{\text{н/м}^2}$	Растворимость воздуха на 1 бар при 20°С	Теплоемкость при 20°С	Температура вспышки, °С	Температура застывания, °С	Кислотное число КОН
Масло АМГ-10, ГОСТ 6794—53	0,85	16,0	133	0,0942	0,4520	92	—70	0,05
Авиационное МК-8, ГОСТ 6457—53	0,885	30,0	135	—	0,4410	135	—55	0,04
Трансформаторное с присадкой ВТИ-1, ГОСТ 982—56	0,887	30,0	135	0,0828	0,4420	135	—45	0,03
Веретенное АУ, ГОСТ 1642—50	0,889	49,0	135	0,0759	0,4425	163	—45	0,07
Турбинное, ГОСТ 32—53	0,894	98,0	135	—	0,4430	180	—15	0,2
Масло для гидротрансформаторов легковых автомобилей ГТМ-3	0,90	105,0	135	—	0,4430	170	—40	0,35

* Определяется по отношению к воде при 4°С.

Система единиц

ПРИЛОЖЕНИЕ VI

Наименование физических величин и формулы	Единица измерения		
	Система СГС	Система МКГСС	Система СИ
Площадь ω	см^2	м^2	м^2
Объем W	см^3	м^3	м^3
Скорость v	см/сек	м/сек	м/сек
Ускорение a	см/сек^2	м/сек^2	м/сек^2
Масса M	г	$\text{кг} \cdot \text{сек}^2/\text{м}$	кг
Сила $ P = Ma $	$\text{г} \cdot \text{см/сек}^2$ — дина	кг	кг · м · сек ⁻² — ньютон (Н)
Удельный вес $ \gamma = \left \frac{G}{W} \right $	г/см^3 — вес ⁻³ — дина/см ³	кг/м^3	кг/м^3 — вес ⁻³ — Н/м ³
Плотность $ \rho = \left \frac{M}{W} \right $	г/см^3	$\text{кг} \cdot \text{сек}^2/\text{м}^4$	кг/м^3
Напряжение $ \tau = \left \frac{F}{\omega} \right $	$\text{г/см} \cdot \text{сек}^2$	кг/см^2	$\text{кг/м} \cdot \text{сек}^2$ — Н/м ²
Давление $ p = \left \frac{P}{\omega} \right $	г	г	г
Коэффициент динамической вязкости $ \mu = \left \frac{\tau}{S \frac{dv}{dr}} \right $	$\text{г/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{пуаз}$	$\text{кг} \cdot \text{сек/м}^2$	$\text{кг/м} \cdot \text{сек}$
Кинематический коэффициент вязкости $ \nu = \left \frac{\mu}{\rho} \right $	$\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{стокс}$	$\text{м}^2/\text{сек}$	$\text{м}^2/\text{сек}$

**Соотношения для перевода единиц измерения из системы МКГСС
в систему СГС и СИ**

Физические величины	Переводные соотношения
Длина	$L_{\text{МКГСС}} = 0,01 L_{\text{СГС}} = L_{\text{СИ}}$
Площадь	$L^2_{\text{МКГСС}} = 0,0001 L^2_{\text{СГС}} = L^2_{\text{СИ}}$
Объем	$L^3_{\text{МКГСС}} = 0,000001 L^3_{\text{СГС}} = L^3_{\text{СИ}}$
Скорость	$v_{\text{МКГСС}} = 0,01 v_{\text{СГС}} = v_{\text{СИ}}$
Ускорение	$a_{\text{МКГСС}} = 0,01 a_{\text{СГС}} = a_{\text{СИ}}$
Сила	$P_{\text{МКГСС}} = 1/981000 P_{\text{СГС}} = 1/9,81 P_{\text{СИ}}$
Давление	$p_{\text{МКГСС}} = 1/98,1 p_{\text{СГС}} = 1/9,81 p_{\text{СИ}}$
Удельный вес	$\gamma_{\text{МКГСС}} = 1,02 \gamma_{\text{СГС}} = 0,102 \gamma_{\text{СИ}}$
Масса	$M_{\text{МКГСС}} = 1/9810 M_{\text{СГС}} = 1/9,81 M_{\text{СИ}}$
Плотность	$\rho_{\text{МКГСС}} = 102 \rho_{\text{СГС}} = 0,102 \rho_{\text{СИ}}$
Коэффициент вязкости	динамической $\mu_{\text{МКГСС}} = 1/98,1 \mu_{\text{СГС}} = 1/9,81 \mu_{\text{СИ}}$
Коэффициент вязкости	кинематической $\nu_{\text{МКГСС}} = 10^{-4} \nu_{\text{СГС}} = \nu_{\text{СИ}}$

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	Стр. 3

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ГИДРАВЛИКА

Введение	6 ✓
Глава первая. Физические свойства жидкостей и главные их определения	
§ 1. Важнейшие физические свойства жидкости	11
§ 2. Понятие об идеальной жидкости	11 ✓
§ 3. Роль гидравлического эксперимента в решении различных проблем инженерной гидравлики	19
Глава вторая. Гидростатика	
§ 4. Гидростатическое давление и его свойства	21 ✓
§ 5. Дифференциальные уравнения равновесия жидкости (уравнения Эйлера)	21
§ 6. Основное уравнение гидростатики	25
§ 7. Эпюры гидростатического давления	28
§ 8. Понятие о пьезометре, пьезометрической высоте и вакууме	33
§ 9. Плоскость сравнения, напор и напорная плоскость, свободная поверхность жидкости	36
§ 10. Приборы для измерения давления	39
§ 11. Условия равновесия жидкостей в сообщающихся сосудах	43
§ 12. Относительный покой жидкости	49
§ 13. Закон Паскаля и его практическое применение	51
§ 14. Определение силы суммарного давления жидкости на плоские фигуры	58 ✓
§ 15. Силы суммарного давления жидкости на криволинейные поверхности	64
§ 16. Закон Архимеда. Основы теории плавания тел	69
Глава третья. Основные понятия гидродинамики	
§ 17. Классификация движений	73 ✓
§ 18. Понятие о струйном движении жидкости	80
§ 19. Живое сечение и расход жидкости	83
§ 19. Живое сечение и расход жидкости	85

	Стр.
§ 20. Гидравлический, геометрический и пьезометрический уклоны	87
§ 21. Уравнение неразрывности потока	89 ✓
§ 22. Два режима движения вязкой жидкости	91
§ 23. Число Рейнольдса и критическая скорость	94
§ 24. Понятие о гидродинамическом подобии и критериях подобия	97
§ 25. Гидродинамическая теория смазки	103
Глава четвертая. Уравнения движения жидкости	107
§ 26. Дифференциальные уравнения движения идеальной жидкости	107
§ 27. Дифференциальное уравнение неразрывности для идеальной жидкости	109
§ 28. Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости	110 ✓
§ 29. Геометрический и физический (энергетический) смысл уравнения Бернулли	113 ✓
§ 30. Уравнение Бернулли для элементарной струйки вязкой жидкости	118 ✓
§ 31. Распределение давлений в потоке вязкой жидкости при плавно изменяющемся движении	122
§ 32. Уравнение Бернулли для целого потока вязкой жидкости	124
§ 33. Применение уравнения Бернулли для практических целей	128 ✓
§ 34. Равномерное движение жидкости в трубах и открытых руслах	134
Глава пятая. Теория движения жидкости по трубам	137 ✓
§ 35. Ламинарный режим движения жидкости в трубах	137
§ 36. Турбулентный режим движения жидкости в трубах	142
§ 37. Понятие о гладких и шероховатых трубах	147
§ 38. Определение потерь напора в трубах при турбулентном режиме движения	149
§ 39. Потери энергии в области местных сопротивлений	155
§ 40. Коэффициент сопротивления системы	159
Глава шестая. Гидравлический расчет трубопроводов	161
§ 41. Основы гидравлического расчета длинных трубопроводов	162
§ 42. Примеры гидравлических расчетов простых трубопроводов	168
§ 43. Примеры гидравлических расчетов сложных трубопроводов	174
§ 44. Основы технико-экономического расчета трубопроводов	178
§ 45. Гидравлический расчет коротких трубопроводов и сифонов	180
§ 46. Задача о трех резервуарах	183
§ 47. Гидравлический удар в трубах	185
Глава седьмая. Истечение жидкости через отверстия, насадки и водосливы	194 ✓
§ 48. Классификация отверстий и основные характеристики истечения	194
§ 49. Истечение жидкости через отверстия в тонкой стенке	196
§ 50. Насадки. Классификация и область применения	200
§ 51. Гидравлический расчет насадков	202
§ 52. Истечение жидкости при переменном напоре	207
§ 53. Водосливы	209

	Стр.
Глава восьмая. Равномерное движение жидкости в открытых руслах . .	214
§ 54. Основные зависимости, применяющиеся при гидравлическом расчете открытых русел	214
§ 55. Гидравлически наивыгоднейшее сечение канала	215
§ 56. Основные задачи, встречающиеся при гидравлическом расчете каналов	216
Глава девятая. Взаимодействие потока и твердого тела	219
§ 57. Активное и реактивное взаимодействие между струей и твердой преградой	219
§ 58. Уравнение Бернулли для относительного движения жидкости	224

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ЛОПАСТНЫЕ ГИДРОМАШИНЫ И ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПЕРЕДАЧИ

Раздел I

Лопастные гидромашины

Глава десятая. Общие сведения о лопастных гидромашинах	227
§ 59. Назначение гидравлических машин и краткие сведения о них	227
§ 60. Принцип действия лопастных машин	229
§ 61. Основное уравнение лопастных машин	231
Глава одиннадцатая. Лопастные насосы	234
§ 62. Классификация лопастных насосов	234
§ 63. Основные определения, применяющиеся в теории насосов	234
Глава двенадцатая. Центробежные насосы	238
§ 64. Классификация центробежных насосов	238
§ 65. Схема и принцип действия центробежного насоса	238
§ 66. Основное уравнение центробежного насоса	239
§ 67. Лопасті рабочего колеса, диффузор и направляющий аппарат насоса	243
§ 68. Характеристики центробежных насосов	245
§ 69. Работа центробежного насоса на трубопровод и определение рабочей точки насоса	250
§ 70. Совместная работа нескольких центробежных насосов	252
§ 71. Подобие лопастных насосов	253
§ 72. Зависимость напора, производительности и мощности центробежного насоса от числа оборотов	255
§ 73. Коэффициент быстроходности	258
§ 74. Процесс всасывания и явление кавитации	260
§ 75. Примеры конструкций лопастных насосов, изготавливаемых нашей промышленностью	264
§ 76. Основные вопросы эксплуатации центробежных насосов и основные понятия об осевых насосах	266
Глава тринадцатая. Гидравлические турбины	273
§ 77. Назначение гидравлических турбин. Способы создания напора	273
§ 78. Основное уравнение гидравлических турбин. Коэффициент быстроходности. Классификация и примеры конструкций гидравлических турбин	277

Раздел II

Гидродинамические передачи

Глава четырнадцатая. Общие сведения о гидродинамических передачах	290
§ 79. Назначение и принцип работы гидродинамических передач	290
§ 80. Основные уравнения гидродинамических передач	291

	Стр.
<i>Глава пятнадцатая. Гидромуфты</i>	296
§ 81. Рабочий процесс гидромуфты	296
§ 82. Характеристики и схемы конструкций гидромуфт	301
<i>Глава шестнадцатая. Гидротрансформаторы</i>	307
§ 83. Рабочий процесс гидротрансформатора	307
§ 84. Характеристики гидротрансформаторов	310
§ 85. Конструкции гидротрансформаторов	312
§ 86. Применение гидродинамических передач	315

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

ОБЪЕМНЫЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ МАШИНЫ И ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПРИВОДЫ

Раздел I

Объемные гидромашины

<i>Глава семнадцатая. Общие сведения об объемных гидромашинах</i>	318
§ 87. Принцип работы и назначение объемных гидромашин	318
§ 88. Основные параметры объемных гидромашин	319
§ 89. Рабочие жидкости объемных гидромашин	321
<i>Глава восемнадцатая. Поршневые насосы для подачи воды и других жидкостей</i>	323
§ 90. Схемы устройства и раточный процесс поршневых насосов	323
§ 91. Графики подачи поршневых насосов	328
§ 92. Конструкции поршневых насосов для подачи воды и других жидкостей	331
<i>Глава девятнадцатая. Роторно-поршневые гидромашины</i>	332
§ 93. Устройство и принцип работы роторно-поршневых гидромашин	332
§ 94. Радиально-поршневые насосы и гидродвигатели	335
§ 95. Аксиально-поршневые насосы и гидродвигатели	338
<i>Глава двадцатая. Роторные гидромашины</i>	344
§ 96. Роторно-пластинчатые насосы и гидродвигатели	344
§ 97. Шестереночные насосы и гидродвигатели	348
§ 98. Винтовые насосы и гидродвигатели	350

Раздел II

Объемный гидравлический привод и его элементы

<i>Глава двадцать первая. Гидроаппаратура и вспомогательные элементы гидроприводов</i>	354
§ 99. Распределительные устройства	354
§ 100. Дроссельные устройства	355

	Стр.
§ 101. Клапаны	357
§ 102. Вспомогательные устройства	363
<i>Глава двадцать вторая. Схемы устройства объемных гидроприводов</i>	<i>366</i>
§ 103. Назначение и классификация гидроприводов	366
§ 104. Гидравлические расчеты элементов гидроприводов	367
§ 105. Гидроприводы возвратно-поступательного движения	371
§ 106. Гидроприводы вращательного движения	376
§ 107. Следящий гидропривод	378
Приложения	381

Гл

Гл

Александр Антонович Угинчус
ГИДРАВЛИКА И ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

Редактор А. С. Нестеренко. Обложка художника А. III. Грубман.
Техредактор Г. П. Александрова. Художественный редактор А. С. Трофименко.
Корректоры Р. Е. Дорф, В. И. Цатурова.

Сдано в набор 17/III 1970 г. Подписано к печати 20/VII 1970 г.
БЦ 50167. Формат 60×90¹/₁₆. Объем 24,5 физ. печ. л., 24,5 усл. печ. л.,
22 уч-изд. л. Зак. 0-666. Тираж 37 800. Цена 92 коп. ТПУ 1970 г. поз. 6

Типоофсетная фабрика Комитета по печати при Совете Министров УССР
Харьков, ул. Энгельса, 11.

