

О.Н. Брюханов
В.И. Коробко
А.Т. Мелик-Аракелян

ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ, ТЕПЛОТЕХНИКИ И АЭРОДИНАМИКИ



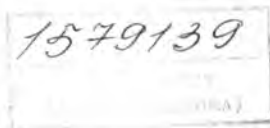
**О.Н. БРЮХАНОВ, В.И. КОРОБКО,
А.Т. МЕЛИК-АРАКЕЛЯН**

ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ, ТЕПЛОТЕХНИКИ И АЭРОДИНАМИКИ

Учебник

*Допущено
Государственным комитетом Российской Федерации
по строительству и жилищно-коммунальному комплексу
в качестве учебника для студентов средних специальных
учебных заведений, обучающихся по специальности
270110 «Монтаж и эксплуатация внутренних
сантехнических устройств и вентиляции»*

**Электронно-
Библиотечная
Система**
znanium.com



Москва
ИНФРА-М
2015

УДК (532 + 621.1 + 533.6)07
ББК (30.123: 31.3: 22.253.3)я723
Б87

ФЗ
№ 436-ФЗ

Издание не подлежит маркировке
в соответствии с п. 1 ч. 4 ст. 11

Рецензенты:

профессор, генеральный директор ООО «ВНИИПРОМГАЗ»
А.И. Плужников;

преподаватель Калужского коммунально-строительного техникума
М.В. Миронова

Брюханов О.Н., Коробко В.И., Мелик-Аракелян А.Т.

Б87 Основы гидравлики, теплотехники и аэродинамики: Учебник. — М.: ИНФРА-М, 2015. — 254 с. — (Среднее профессиональное образование).

ISBN 978-5-16-005354-7 (print)

ISBN 978-5-16-102480-5 (online)

В книге даны основы гидравлики, аэродинамики, рассмотрены методы гидравлических и аэродинамических расчетов, виды и характеристики насосов и вентиляторов, основы термодинамики, теплопередачи и теплообмена.

Предназначена в качестве учебника для учащихся и преподавателей строительных специальностей среднего профессионального образования по специальности 270110 «Монтаж и эксплуатация внутренних сантехнических устройств и вентиляции».

ББК (30.123: 31.3: 22.253.3)я723

ISBN 978-5-16-005354-7 (print)
ISBN 978-5-16-102480-5 (online)

© Брюханов О.Н., Коробко В.И.,
Мелик-Аракелян А.Т., 2004

Введение

Предмет гидравлики, теплотехники и аэродинамики

Гидравликой называется наука, изучающая законы равновесия и движения жидкостей и разрабатывающая методы их применения для решения практических задач.

Название «гидравлика» происходит от сочетания греческих слов «хюдор» — вода и «аулос» — труба, желоб и первоначально обозначало учение о движении воды по трубам. Такое трактование гидравлики имеет теперь лишь историческое значение, так как с развитием производства и техники область применения законов гидравлики существенно расширилась.

На законах гидравлики основан расчет разнообразных гидротехнических сооружений (например, плотин, каналов, водосливов), трубопроводов для подачи различных жидкостей, гидромашин (насосов, гидротурбин, гидропередатчиков), а также других гидравлических устройств, применяемых во многих областях техники.

Теплотехникой называется наука, изучающая технические средства превращения природных энергоресурсов (топлива, урана, тепла недр Земли, излучения Солнца) в непосредственно используемые формы энергии: теплоту, работу и электричество. Теплотехника включает техническую термодинамику, теорию теплообмена, рассматривает тепловые двигатели, холодильные машины и термопреобразователи, компрессоры и вентиляторы, топливосжигающие устройства и котельные установки.

Аэродинамикой называется наука, изучающая движение газообразных тел, а также взаимодействие их с твердыми телами и поверхностями.

Название «аэродинамика» происходит от сочетания греческих слов «аэр» — воздух и «динамос» — сила и первоначально обозначало учение о силовом взаимодействии воздушной среды с движущимся в ней телом.

На законах аэродинамики основаны расчет летательных аппаратов, трубопроводов, транспортирующих различные газы (воздухопроводов, газопроводов, паропроводов), конструирование газовых машин (турбин, компрессоров, вентиляторов), проектирование котельных агрегатов, печных и сушильных установок, воздухо- и газоочистных аппаратов и пр.

Несмотря на различие физических свойств жидкостей и газов, связанное с большой сжимаемостью газов, многие законы

их движения и равновесия при определенных условиях можно считать одинаковыми, поэтому гидравлику и аэродинамику в настоящее время рассматривают в качестве единой науки — механики жидкости, которая, опираясь на основные законы физики и теоретической механики, широко использует математический аппарат.

Знание законов механики жидкости и теплотехники необходимо для решения многих технических вопросов в области санитарной техники, в частности в области водоснабжения, канализации, теплогазоснабжения и вентиляции. Кроме того, гидравлика, аэродинамика и теплотехника служат теоретической базой при изучении ряда специальных дисциплин, входящих в учебный план техникумов.

Краткий исторический обзор и современный уровень развития гидравлики, теплотехники и аэродинамики

Гидравлика зародилась в Древней Греции. Первым научным трудом по гидравлике считается работа Архимеда (287—212 гг. до н.э.) «О плавающих телах», содержащая его известный закон о равновесии тела, погруженного в жидкость.

В период средневековья гидравлика как наука практически не развивалась, так как эпоха феодализма с ее натуральным хозяйством и отсутствием развитой промышленности не ставила перед гидравликой задач, требующих разрешения. Только с зарождением капитализма появилась необходимость в развитии гидравлики быстрыми темпами.

В конце XV в. Леонардо да Винчи (1452—1519 гг.) написал труд «О движении воды в речных сооружениях». Он первый установил понятие сопротивления движению твердых тел в жидкостях и газах и положил начало экспериментальной гидравлике, поставив лабораторные опыты. В 1586 г. Симон Стевин (1548—1620 гг.) опубликовал книгу «Начала гидростатики», в которой дал правила определения силы давления жидкости на дно и стенки сосудов. В 1612 г. появился трактат Галилео Галилея (1564—1642 гг.) «Рассуждение о телах, пребывающих в воде, и тех, которые в ней движутся». В 1643 г. ученик Г. Галилея Эванджелиста Торричелли (1608—1647 гг.) установил закон вытекания жидкости из отверстия в сосуде. В 1663 г. был опубликован установленный Блезом Паскалем (1623—1662 гг.) закон о передаче внешнего давления в жидкости. В 1687 г. Исаак Нью-

тон (1643—1727 гг.) сформулировал законы внутреннего трения в движущейся жидкости. Однако перечисленные работы представляли собой отдельные разрозненные труды по гидравлике.

Основоположниками гидравлики как науки были действительные члены Российской академии наук: М.В. Ломоносов (1711—1765 гг.), Леонард Эйлер (1707—1783 гг.) и Даниил Бернулли (1700—1782 гг.), в результате исследований которых гидравлика получила теоретическую базу.

Великий русский ученый М.В. Ломоносов опубликовал ряд работ по гидравлике, в том числе «Рассуждение о твердости и жидкости тела», в которой изложил закон сохранения массы и энергии, положенный в основу современной гидравлики.

Л. Эйлер первый дал ясное определение понятия движения жидкости и вывел уравнения движения идеальной жидкости. Он раскрыл природу взаимодействия тела с натекающей на него жидкостью, ввел понятие давления в точке движущейся или покоящейся жидкости, вывел уравнение неразрывности жидкости и так называемое «турбинное уравнение», которое находит широкое применение при расчете насосов, турбин и компрессоров.

В 1738 г. Д. Бернулли опубликовал капитальный труд по гидравлике «Гидродинамика», в котором дал метод изучения законов движения жидкости, ввел понятие «гидродинамика» и предложил теорему о запасе энергии движущейся жидкости. Эта теорема носит теперь имя Д. Бернулли и лежит в основе ряда разделов гидравлики.

Д.И. Менделеев (1834—1907 гг.) в 1880 г. впервые указал на существование в природе двух режимов движения жидкости, что несколько позже было подтверждено английским ученым О. Рейнольдсом (1842—1912 гг.). Тонкие экспериментальные исследования закона внутреннего трения в жидкостях при ламинарном режиме были поставлены Н.П. Петровым (1836—1920 гг.). Эти работы позволили глубже проникнуть в физическую природу гидравлических сопротивлений и положили начало учению о турбулентном движении.

Отец русской авиации Н.Е. Жуковский (1847—1921 гг.) внес значительный вклад в развитие гидравлики и аэродинамики. Им впервые была разработана теория гидравлического удара в трубах и дано классическое решение большого круга технических вопросов в области авиации, водоснабжения и гидротехники.

Трудами советского ученого Н.Н. Павловского (1884—1937 гг.) и его учеников развита новая отрасль гидравлики — гидравлика сооружений.

В настоящее время гидравлика и аэродинамика бурно развиваются, основываясь на синтезе теоретических и экспериментальных методов.

Зарождение теплотехники связывают с именем Герона Александрийского (I в. до н.э.), который по принципу «движущейся силы огня» построил множество различных паровых машин-игрушек, вершиной которых был прообраз реактивно-турбинного двигателя Эолопил (Эол — бог ветра; тогда считали, что вода при нагревании превращается в воздух), и сделал попытку дать теоретическое объяснение их рабочего процесса. Эолопил представлял собой полый металлический шар с впаянными в него на противоположных полушариях открытыми трубками, загигавшимися в разные стороны. В шар наливалась вода и подогревалась до кипения. Образовавшийся пар выбрасывался из трубок, создавая реактивные силы, под действием которых шар вращался в трубчатых опорах. Низкий уровень науки и техники и отсутствие потребности в новом двигателе у общества остановили его разработку почти на 1700 лет.

В 1681 г. Д. Папен изобретает паровой котел, снабженный предохранительным клапаном, позволяющим регулировать давление пара. Чуть позже Х. Гюйгенс, развивая идею Г. Галилея о получении вакуума, предлагает взрывать для этого порох на дне цилиндра под поршнем. Обратный поршень должен был падать под действием атмосферного давления. С этим устройством родилось сразу два новых принципа — атмосферной паровой машины и двигателя внутреннего сгорания.

Трудности работы с порохом заставили Папена заменить его в 1690 г. водой, подогревавшейся на дне цилиндра до образования пара. Обратный поршень опускался после конденсации пара, которую ускоряли обливанием цилиндра холодной водой или впрыскиванием ее внутрь.

Д. Папен впервые дал правильное термодинамическое описание процессов в цилиндре своей машины, но ни ему, ни другим изобретателям не пришло в голову разделить эти процессы по разным агрегатам, что сразу повысило бы ее эффективность и решило проблему создания универсального двигателя.

Наиболее острой была тогда проблема откачки воды из все углублявшихся шахт. И первое применение сила пара нашла в паровытеснительных насосах (англичанин Сэвери получил патент на один из них в 1698 г.), не имевших ни одной движущей части. Однако из-за низкой экономичности эти насосы были вытеснены паропоршневыми, разработанными в 1705—1712 гг. англичанином Т. Ньюкоменом. В них пар приготавливался в отдельном котле, а

поршневой двигатель был отделен от откачивающего воду поршневого насоса. Система клапанов регулировала поступление пара и воды в цилиндры. Эти машины широко применялись, и последняя из них была демонтирована в Англии в 1934 г.

Однако промышленность все более остро нуждалась в универсальном двигателе, не зависящем, как водяные колеса, от места или, как ветряные, — от погоды. И в 1763 г. русский инженер И.И. Ползунов предложил, а к 1766 г. построил такую машину. Она работала на угле, холостой ход исключался с помощью двух цилиндров, работавших на общий вал, парораспределение было автоматическим, правда, машина оставалась пароратмосферной. Изобретатель умер до пуска машины, которая после небольшой неполадки была остановлена и забыта.

В результате слава создания первого универсального паропоршневого двигателя досталась англичанину Д. Уатту. В 1769 г. он получил патент на усовершенствования ньюкоменовской водоподъемной машины: отделение конденсатора от цилиндра и использование в качестве движущей силы вместо атмосферного давления упругости пара, подаваемого сверху поршня. В 1782 г. Уатт ввел двойное действие (пар поочередно поступал сверху и снизу поршня), золотниковое парораспределение, преобразование поступательно-возвратного движения во вращательное, а в 1788 г. — и центробежный регулятор оборотов. Схема установки стала почти современной.

В 1801 г. француз Ф. Лебон патентует поршневой двигатель, работающий на горючих газах от сухой перегонки древесины с зажиганием их электрической искрой и сгоранием внутри цилиндра. В 1805 г. швейцарец И. Риваз предлагает двигатель на водороде.

В 1816 г. английский священник Р. Стирлинг получает патент на универсальную тепловую машину, состоящую из цилиндра с двумя по-разному движущимися поршнями и регенератора-теплообменника и способную работать на разных топливах как двигатель внешнего сгорания, как холодильник и как тепловой насос (отопитель).

В 1824 г. французский инженер Сади Карно (1796—1832 гг.) опубликовал первый фундаментальный труд по теории теплотехники «Размышления о движущей силе огня и машинах, способных развивать эту силу». Он предсказал, что тепловым машинам «суждено совершить большой переворот в цивилизованном мире», и задался целью определить причины их несовершенства. В своем труде Карно заложил основы термодинамики, поскольку там содержались (хотя и полученные с помощью теории «теп-

лорода») и оба начала термодинамики, и ее основные понятия, и идеальный цикл тепловых машин, и другие важные положения.

Работа Карно прошла почти незамеченной. И лишь через 10 лет, после издания «Мемуара о движущей силе теплоты» Б. Клайперона, она стала почти сенсацией. Клайперон «перевел» ее на математический язык, вскрыв великое содержание этого труда, и первым применил графический метод исследования работы тепловых машин — метод циклов.

В 1845—1853 гг. трудами Р. Майера, Д. Джоуля, Г. Гельмгольца, В. Томсона (лорда Кельвина), Р. Клаузиуса, У. Ренкина и др. окончательно формулируется закон сохранения и превращения энергии.

В 1855—1865 гг. вводятся понятия обратимых и необратимых процессов и энтропии (Клаузиусом) — величины, рост которой в необратимых процессах характеризует ту часть энергии тел, которая не может быть превращена в работу, а рассеивается в виде теплоты. Поскольку все реальные процессы вследствие трения, теплопроводности и конечности времени их протекания необратимы, энтропия изолированных систем всегда возрастает.

Так был заложен фундамент одного из разделов теплотехники — технической термодинамики. Другой раздел теплотехники — теория тепломассообмена — уходит своими корнями в труды Г. Галилея и И. Ньютона. Последний еще в 1701 г. установил закон конвективного теплообмена. В 1822 г. Ж.Б. Фурье издает «Аналитическую теорию теплопроводности», считая, что он привел теорию теплообмена в такое же состояние, в какое была приведена механика трудами И. Ньютона... Однако для этого потребовалось еще более 100 лет. И только современные ученые развили теорию теплообмена до законченной системы.

Аэродинамика как наука возникла на основе гидравлики. Толчком развития аэродинамики послужило возникновение в начале XX столетия новой отрасли техники — авиации. Развитие авиации сформировало новые взгляды на движение жидкости и газов, основанные на исследовании структуры потока.

Основателем крупнейшей научной школы аэродинамики является Н.Е. Жуковский. Работы Н.П. Петрова и Л. Прандтля (1875—1953 гг.) значительно продвинули вперед изучение турбулентных потоков, которое завершилось созданием полуэмпирических теорий турбулентности, получивших широкое практическое применение.

Гидравлика, теплотехника и аэродинамика позволяют комплексно решать важные технические проблемы в области теплогазоснабжения, вентиляции, водоснабжения и санитарной техники.

Раздел 1. ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ

Глава 1. Основные физические свойства жидкостей

1.1. Определение жидкостей.

Плотность и удельный вес жидкостей

Жидкость — агрегатное состояние вещества, промежуточное между твердым и газообразным состояниями. Жидкость, сохраняя отдельные черты как твердого тела, так и газа, обладает рядом особенностей, из которых наиболее характерная — текучесть. Подобно твердому телу, жидкость сохраняет свой объем, имеет свободную поверхность, обладает определенной прочностью на разрыв при всестороннем растяжении и т.д. С другой стороны, взятая в достаточном количестве жидкость принимает форму сосуда, в котором находится. Принципиальная возможность непрерывного перехода жидкости в газ также свидетельствует о близости жидкого и газообразного состояний.

Наличие в жидкостях сильного межмолекулярного взаимодействия обуславливает существование поверхностного натяжения жидкости на ее границе с любой другой средой, что заставляет ее принять такую форму, при которой ее поверхность минимальна. Небольшие объемы жидкости обычно имеют форму капли. В силу этого жидкости в гидравлике называют капельными. При соприкосновении жидкости с твердыми телами или другими несмешивающимися жидкостями возникают капиллярные явления.

Основными физическими свойствами жидкости являются: текучесть, испарение, кипение.

Текучесть — смещение жидкости в направлении действия силы. Жидкости отличаются сильным межмолекулярным взаимодействием и малой сжимаемостью вследствие больших сил межмолекулярного отталкивания.

Испарение — процесс парообразования, происходящий со свободной поверхности жидкости. Испарение происходит при любой температуре и увеличивается при ее повышении. Испарение объясняется вылетом из поверхностного слоя жидкости молекул, обладающих наибольшей скоростью и кинетической энергией, так что в результате испарения жидкость охлаждается.

Кипение — процесс интенсивного испарения жидкости по всему объему жидкости внутри образующихся пузырьков пара. Температура, при которой давление ее насыщенного пара равно внешнему давлению, называется температурой, или **точкой кипения**.

Основной механической характеристикой жидкости является плотность ρ , кг/м³, определяемая для однородной жидкости отношением ее массы M к ее объему W :

$$\rho = M/W.$$

Плотность пресной воды при температуре 4 °С:

$$\rho_{4^{\circ}} = 1000 \text{ кг/м}^3.$$

Удельным весом однородной жидкости γ , Н/м³, называется вес G единицы объема этой жидкости:

$$\gamma = G/W.$$

Удельный вес пресной воды при температуре 4 °С:

$$\gamma_{4^{\circ}} = 9810 \text{ Н/м}^3.$$

Относительным удельным весом жидкости δ называется отношение ее удельного веса к удельному весу пресной воды при температуре 4 °С:

$$\delta = \gamma/\gamma_{4^{\circ}}.$$

Между плотностью и удельным весом существует связь:

$$\gamma = \rho g,$$

где g — ускорение свободного падения, м/с².

Удельным объемом жидкости называется объем, занимаемый единицей массы жидкости, м³/кг:

$$w = W/M = 1/\rho.$$

В табл. 1.1. приведены значения плотности воды при разных температурах.

Т а б л и ц а 1.1

Плотность воды при разных температурах

$t, ^{\circ}\text{C}$	Плотность ρ , кг/м ³	$t, ^{\circ}\text{C}$	Плотность ρ , кг/м ³	$t, ^{\circ}\text{C}$	Плотность ρ , кг/м ³	$t, ^{\circ}\text{C}$	Плотность ρ , кг/м ³	$t, ^{\circ}\text{C}$	Плотность ρ , кг/м ³	$t, ^{\circ}\text{C}$	Плотность ρ , кг/м ³
0	999,87	40	992,24	50	988,07	60	983,24	70	977,81	80	971,83
		41	991,86	51	987,62	61	982,72	71	977,23	81	971,23
4	1000	42	991,47	52	987,15	62	982,2	72	976,66	82	970,57
		43	991,07	53	986,69	63	981,67	73	976,07	83	969,94
10	999,73	44	990,66	54	986,21	64	981,13	74	975,48	84	969,3
		45	990,25	55	985,73	65	980,59	75	974,89	85	968,65
20	998,23	46	989,82	56	985,25	66	980,05	76	974,29	86	968
		47	989,4	57	984,75	67	979,5	77	973,68	87	967,24
30	995,67	48	988,96	58	984,25	68	978,94	78	973,07	88	966,68
		49	988,52	59	983,75	69	978,38	79	972,45	89	966,01
										90	965,34
										91	964,67
										92	963,99
										93	963,3
										94	962,61
										95	961,92
										96	961,22
										97	960,51
										98	959,81
										99	959,09

1.2. Сжимаемость и температурное расширение жидкостей

Сопротивление жидкостей изменению своего объема характеризуется коэффициентами объемного сжатия и температурного расширения.

Коэффициент объемного сжатия β_W , Па^{-1} , — относительное изменение объема жидкости на единицу изменения давления:

$$\beta_W = \frac{\Delta W}{W \Delta p},$$

где ΔW — изменение объема W , соответствующее изменению давления на величину Δp .

Величина, обратная коэффициенту объемного сжатия, представляет собой объемный модуль упругости жидкости E , Па :

$$E = 1/\beta_W.$$

Для воды при нормальных условиях можно принимать:

$$\beta_W \approx \frac{1}{2 \cdot 10^9} \text{ Па}^{-1};$$

$$E \approx 2 \cdot 10^9 \text{ Па}.$$

Коэффициент температурного расширения β_T , $^{\circ}\text{C}^{-1}$, выражает относительное изменение объема жидкости при изменении температуры на 1 градус:

$$\beta_T = \frac{\Delta W}{W \Delta t},$$

где ΔW — изменение объема, соответствующее изменению температуры на величину Δt .

Для воды при нормальных условиях можно принимать:

$$\beta_T = \frac{1}{10\,000} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}.$$

Значения коэффициента объемного сжатия воды β_W в функции от давления и температуры приведены в табл. 1.2; значения модуля упругости E — в табл. 1.3; значения коэффициента температурного расширения β_T — в табл. 1.4.

Таблица 1.2

Коэффициент объемного сжатия воды

t, °C	$\beta_w \cdot 10^{10}, \text{Па}^{-1}$, при давлении, $\text{Па} \cdot 10^{-4}$				
	50	100	200	390	780
0	5,4	5,37	5,31	5,23	5,15
5	5,29	5,23	5,18	5,08	4,93
10	5,23	5,18	5,08	4,98	4,81
15	5,18	5,1	5,03	4,88	4,7
20	5,15	5,05	4,95	4,81	4,6

Таблица 1.3

Модуль упругости

t, °C	E, $\text{Па} \cdot 10^4$, при давлении, $\text{Па} \cdot 10^{-4}$				
	50	100	200	390	780
0	185 400	186 400	188 400	191 300	197 200
5	189 300	191 300	193 300	197 200	203 100
10	191 300	193 300	197 200	201 100	208 000
15	193 300	196 200	199 100	205 000	212 900
20	194 200	198 200	202 100	208 000	217 800

Таблица 1.4

Коэффициент температурного расширения

t, °C	$\beta_t \cdot 10^6, \text{°C}^{-1}$, при давлении, $\text{Па} \cdot 10^5$				
	1	100	200	500	900
1—10	14	43	72	149	229
10—20	150	165	183	236	289
40—50	422	422	426	429	437
60—70	556	548	539	523	514
90—100	719	704	—	661	621

1.3. Вязкость жидкостей. Закон Ньютона о силе внутреннего трения

Физическое свойство жидкости оказывать сопротивление сдвигу называют вязкостью. Любая реальная жидкость обладает только ей присущей вязкостью. При относительном перемещении смежных частиц жидкости возникают силы внутреннего сопротивления (внутреннее трение).

Наряду с легко подвижными жидкостями (например, водой, воздухом) существуют очень вязкие жидкости, сопротивление

которых сдвигу весьма значительно (глицерин, тяжелые масла и др.). Таким образом, вязкость характеризует степень текучести жидкости или подвижности ее частиц.

Пусть жидкость течет вдоль плоской стенки параллельными ей слоями (рис. 1.1), как это наблюдается при ламинарном движении. Вследствие тормозящего влияния стенки слои жидкости будут двигаться с разными скоростями, значения которых возрастают по мере отдаления от стенки.

Рассмотрим два слоя жидкости, движущиеся на расстоянии Δy друг от друга. Слой A движется со скоростью u , а слой B — со скоростью $v + \Delta v$. Вследствие разности скоростей слой B сдвигается относительно слоя A на величину Δu (за единицу времени). Величина Δu является абсолютным сдвигом слоя A по слою B , а $\Delta v/\Delta y$ есть градиент скорости (относительный сдвиг). Появляю-

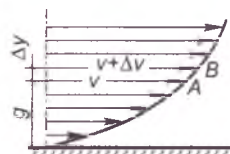


Рис. 1.1. Распределение скоростей при течении жидкости вдоль твердой стенки

щееся при этом движении касательное напряжение (силу трения на единицу площади) обозначим через τ . Тогда аналогично явлению сдвига в твердых телах мы получим следующую зависимость между напряжением и скоростью деформации:

$$\tau = \mu \frac{\Delta v}{\Delta y},$$

или, если слои будут находиться бесконечно близко друг к другу,

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}. \quad (1.1)$$

Величина μ , аналогичная коэффициенту сдвига в твердых телах и характеризующая сопротивляемость жидкости сдвигу, называется динамической или абсолютной вязкостью. На существование соотношения (1.1) первое указание имеется у Ньютона, и потому оно называется законом трения Ньютона.

Сила внутреннего трения в жидкости

$$T = \tau \omega = \mu \omega \frac{dv}{dy},$$

т.е. прямо пропорциональна градиенту скорости, площади трущихся слоев ω и динамической вязкости (тем самым трение в жидкости отличается от трения в твердых телах, где сила трения

зависит от нормального давления и не зависит от площади трущихся поверхностей). Жидкости, подчиняющиеся этому закону, называются ньютоновскими.

Динамическая вязкость μ измеряется в Паскаль-секундах (Па·с).

Значение динамической вязкости зависит от рода жидкости и ее температуры.

Отношение динамической вязкости жидкости к ее плотности называется относительной или кинематической вязкостью:

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

Кинематическая вязкость измеряется в квадратных метрах на секунду ($\text{м}^2/\text{с}$).

Кинематическая вязкость воды при температуре 20 °С

$$\nu_{20^\circ} \approx 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Вязкость жидкостей практически не зависит от давления, но значительно уменьшается с увеличением температуры. В табл. 1.5 приведены значения динамической вязкости воды при разных температурах.

Т а б л и ц а 1.5

Динамическая вязкость воды

$t, ^\circ\text{C}$	$\mu, \text{Па} \cdot \text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\mu, \text{Па} \cdot \text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\mu, \text{Па} \cdot \text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\mu, \text{Па} \cdot \text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\mu, \text{Па} \cdot \text{с}$
0	0,00179	12	0,00124	24	0,00092	36	0,000706	48	0,000568
1	0,00173	13	0,0012	25	0,00089	37	0,000693	49	0,000558
2	0,00167	14	0,00117	26	0,00087	38	0,000679	50	0,000549
3	0,00162	15	0,00114	27	0,00086	39	0,000666	51	0,000541
4	0,00157	16	0,00112	28	0,00084	40	0,000654	52	0,000532
5	0,00152	17	0,00109	29	0,00082	41	0,000642	53	0,000524
6	0,00147	18	0,00106	30	0,0008	42	0,00063	54	0,000515
7	0,00143	19	0,00103	31	0,000783	43	0,000618	55	0,000507
8	0,00139	20	0,00101	32	0,000767	44	0,000608	56	0,000499
9	0,00135	21	0,00098	33	0,000751	45	0,000597	57	0,000492
10	0,00131	22	0,00096	34	0,000726	46	0,000587	58	0,000484
11	0,00127	23	0,00094	35	0,000721	47	0,000577	59	0,000477

В табл. 1.6 приведены значения кинематической вязкости чистой и сточной воды при разных температурах.

Т а б л и ц а 1.6

Кинематическая вязкость воды

Вода	Значения $\nu \cdot 10^6$, м ² /с, при температуре, °С							
	0	6	8	10	12	14	16	18
Чистая	1,79	1,47	1,38	1,31	1,23	1,17	1,11	1,06
Сточная	—	1,67	1,56— 1,73	1,47— 1,61	1,38— 1,52	1,31— 1,42	1,23— 1,34	1,17— 1,27

Продолжение табл. 1.6

Вода	Значения $\nu \cdot 10^6$, м ² /с, при температуре, °С									
	20	30	40	50	60	70	80	90	100	
Чистая	1,01	0,81	0,60	0,56	0,48	0,42	0,37	0,33	0,29	
Сточная	1,11— 1,2	—	—	—	—	—	—	—	—	

На практике вязкость жидкостей определяется вискозиметрами и чаще всего выражается в градусах Энглера (°Е) — так называемая условная вязкость. Для перехода от условной вязкости в градусах Энглера к кинематической вязкости служит эмпирическая формула Убеллоде:

$$\nu = (0,0731 \text{ } ^\circ\text{Е} - 0,0631/^\circ\text{Е}) 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$$

или теоретическая формула А.Д. Альтшуля:

$$^\circ\text{Е} = 24\nu \left[2,3 \lg \frac{\sqrt{\nu^2 + 0,0294} - \nu}{\sqrt{\nu^2 + 0,0166} - \nu} + \frac{1}{\nu} \left(\sqrt{\nu^2 + 0,0294} - \sqrt{\nu^2 + 0,0166} \right) \right],$$

где ν — в см²/с.

Поверхностное натяжение жидкости обуславливается силами взаимного притяжения молекул поверхностного слоя, стремящихся сократить свободную поверхность жидкости.

Вследствие поверхностного натяжения жидкость, имеющая криволинейную поверхность, испытывает дополнительное усилие, увеличивающее или уменьшающее давление в жидкости на величину (формула Лапласа)

$$p_{\text{пов}} = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

где σ — поверхностное натяжение, Н/м;

r_1 и r_2 — главные радиусы кривизны рассматриваемого элемента поверхности.

Давление при выпуклой поверхности жидкости увеличивается, а при вогнутой — уменьшается.

При температуре 20 °С поверхностное натяжение для воды, соприкасающейся с воздухом,

$$\sigma_{20} = 0,0726 \text{ Н/м.}$$

Поверхностное натяжение при соприкосновении с воздухом при температуре 0 °С для воды $\sigma_0 = 0,076 \text{ Н/м}$.

Влияние поверхностного натяжения приходится учитывать при работе с жидкостными приборами для измерения давления, при истечении жидкости из малых отверстий, при фильтрации и при образовании капель в свободных струях.

Особенно сильно поверхностное натяжение проявляется в трубках весьма малого диаметра (капиллярных), для которых формула Лапласа принимает вид

$$p_{\text{пов}} = 2 \sigma / r$$

или

$$h_{\text{пов}} = \frac{2\sigma}{\rho g r}, \quad (1.2)$$

где r — радиус трубки;

$h_{\text{пов}}$ — высота капиллярного поднятия.

1.4. Понятие об идеальной жидкости

В механике жидкости для облегчения решения некоторых задач используется понятие об идеальной (совершенной) жидкости.

Под идеальной жидкостью понимают воображаемую жидкость, обладающую абсолютной подвижностью (т.е. лишенную вязкости), абсолютно несжимаемую, не расширяющуюся с изменением температуры, абсолютно неспособную сопротивляться разрыву. Таким образом, идеальная жидкость представляет собой некоторую модель реальной жидкости. Выводы, полученные исходя из свойств идеальной жидкости, приходится, как правило, корректировать, вводя поправочные коэффициенты.

1.5. Аномальные жидкости

Класс жидкостей, которые по своим свойствам отличаются от ньютоновских в силу особенностей их молекулярных структур и внутренних молекулярных движений, называется неньютоновскими (аномальными) жидкостями.

К классу неньютоновских жидкостей относятся: вязкопластические, псевдопластические, дилатантные вязкоупругие среды.

Физическое объяснение особых свойств всех этих жидкостей основывается на представлении в них при покое некоторой пространственной жесткой структуры, которая в состоянии сопротивляться любому внешнему воздействию до тех пор, пока вызванное им напряжение сдвига не превзойдет соответствующее этой структуре предельное напряжение. После этого структура полностью разрушается и жидкость начинает вести себя как обычная ньютоновская вязкая жидкость при кажущемся напряжении, равном избытку $(\tau - \tau_0)$ действительного напряжения над предельным. При уменьшении этого кажущегося напряжения до нуля, т.е. при возвращении действительного напряжения к предельному его значению, пространственная жесткая структура восстанавливается.

Псевдопластические жидкости в отличие от вязкопластических лишены предельного напряжения текучести, но их кажущаяся вязкость определяется коэффициентом, зависящим от скорости сдвига.

Вязкопластические жидкости характеризуются тем, что у них наряду с вязкостью проявляется также пластическое свойство, которое заключается в наличии некоторого предельного напряжения сдвига, после достижения которого и возникает «текучесть» среды. Реологические законы вязкопластических жидкостей принадлежат Бингаму (1916 г.) и Ф.Н. Шведову (1889 г.).

Реологическое уравнение вязкопластической жидкости (Бингама-Шведова) имеет следующий вид

$$\tau = \tau_0 + \mu' \frac{dv}{dy}, \text{ при } \tau > \tau_0. \quad (1.3)$$

Здесь τ_0 — предельное напряжение сдвига (предельная сила внутреннего трения); μ' — динамический коэффициент структурной вязкости.

При $\tau < \tau_0$ текучесть отсутствует, т.е. среда ведет себя как твердое тело.

Примеры вязкопластичной жидкости: глинистые и цементные растворы, масляные краски, сточные грязи, некоторые пасты и т.д.

Реологическое уравнение псевдопластической жидкости (Освальда-Рейнера) имеет следующий вид:

$$\tau = K \left(\frac{dv}{dy} \right)^n, \quad (1.4)$$

где K и $n < 1$ — постоянные.

Примерами псевдопластических жидкостей являются суспензии асимметричных частиц, растворы высокополимеров.

Дилатантные жидкости также описываются реологическим уравнением (1.4), но, в отличие от псевдопластических жидкостей, в них кажущаяся вязкость с увеличением напряжения увеличивается, что соответствует $n > 1$.

Примерами дилатантных жидкостей являются суспензии твердых частиц при высоких их концентрациях (например, «пульпа» — высококонцентрированная смесь песка и воды, — транспортируемая по трубам от земснаряда при углублении рек и водоемов), крахмальные клестеры и клеи.

Вязкоупругие жидкости обладают как свойством вязкости, так и свойством упругости. К числу таких сред относятся очень вязкие синтетические материалы, а также слабые растворы полимеров в ньютоновских жидкостях. Замечено, что иногда даже небольшие по весу добавки полимеров превращают ньютоновские жидкости в неньютоновские, сообщая им специфические вязкоупругие свойства. В зависимости от характера совместного действия упругости и вязкости различают и реологические модели вязкоупругой среды. Одной из моделей вязкоупругой среды является модель Фойхта, основанная на положении упругого и вязкого напряжений

$$\tau = G\varepsilon + \mu \frac{dv}{dy}, \quad (1.5)$$

где G — модуль сдвига;

ε — деформация сдвига;

$\frac{dv}{dy}$ — скорость сдвига;

μ — динамический коэффициент вязкости.

Перечисленные виды неньютоновских жидкостей не исчерпывают всего разнообразия их специфических свойств. Механичес-

кие свойства многих жидкостей существенно зависят не только от скорости деформирования, но и от продолжительности деформирования, а также от предыстории потока. Такие жидкости называются **тиксотропными**. Некоторые из них, **реопектические** жидкости, обладают способностью увеличивать жесткость своей структуры при наличии сдвигового движения, другие, наоборот, разрушать структуры. К первому типу относятся, например, цементные растворы в режиме «цепенения», расплавленные металлы, которые в жидком состоянии представляют собой чисто ньютоновские жидкости, а на начальной стадии затвердевания заполняются мельчайшими кристаллическими образованиями, приближающими их к дилатантным жидкостям.

Тиксотропия может также проявляться в эффекте разрушения жесткой структуры под действием сдвигового деформационного движения, как это имеет место, например, в жидкостях типа кефира. Под влиянием встряхивания кефир, представляющий желеобразное тело, свободно выливается из бутылки, а после некоторого времени покоя вновь восстанавливает свою структуру.

Изучением неньютоновских жидкостей занимается специальная наука — **реология**.

1.6. Понятие многофазных систем

Класс «жидкостей», в которых нарушается основное их свойство — сплошность, — называется многофазными системами.

В таких случаях можно, как правило, выделить границы раздела, отделяющие одну непрерывную среду (фазу) от другой, причем при переходе через такие границы свойства жидкости меняются скачкообразно.

Системы, состоящие из нескольких фаз, называются многофазными (полифазными). Простейшим случаем многофазной системы являются двухфазные системы.

Для примера можно назвать следующие многофазные системы: газ — твердые частицы (пневмотранспорт, пылеулавливание); газ — капли жидкости (распылители, сушилки, газовое охлаждение, испарение); жидкость — пузырьки пара (испарители, эрлифты); жидкость — твердые частицы (гидротранспорт, осаждение).

Во всех этих примерах первая из указанных фаз (основная) условно называется непрерывной, вторая — дискретной. При некоторых условиях многофазные системы могут переходить в однородные (гомогенные) и наоборот. Например, в воде при обычных условиях находится растворенный воздух. При сниже-

нии давления и повышении температуры воздух начинает выделяться, образуя воздушные пузыри значительных размеров; иными словами, наблюдается переход однофазной системы (вода) к двухфазной (вода + газ).

С образованием двухфазных систем связаны процессы фазовых переходов. Так, в воде при повышении давления и понижении температуры зарождаются кристаллы льда, т.е. образуется двухфазная система — вода + твердые частицы. Наоборот, при понижении давления жидкости до уровня так называемого давления насыщенного пара $p_{н.п}$ жидкость вскипает, образуя пузыри, заполненные насыщенными парами воды.

Количество дискретной фазы в непрерывной определяется величиной объемной концентрации. Обычно за объемную концентрацию принимается отношение объема, занятого дискретной фазой, к общему объему многофазной системы:

$$\beta = \frac{W_2}{W_2 + W_1},$$

где W_2 и W_1 — объемы дискретной и непрерывной фаз в многофазной системе.

Среднюю плотность многофазной системы можно представить в следующем виде:

$$\rho = \beta \rho_2 + (1 - \beta) \rho_1,$$

где ρ_2 и ρ_1 — плотности соответственно дискретной и непрерывной фаз.

Примеры

Пример 1.1. При гидравлическом испытании внутренних систем водоснабжения допускается падение испытательного давления в течение 10 мин на $\Delta p = 4,9 \cdot 10^4$ Па. Определить допустимую величину утечки ΔW в течение 10 мин при гидравлическом испытании системы вместимостью $W = 80$ м³.

Решение. Принимаем:

$$\beta_W = \frac{1}{2 \cdot 10^9} \text{ Па}^{-1}.$$

Допустимая величина утечки

$$\Delta W = \beta_W W \Delta p = \frac{80 \cdot 4,9 \cdot 10^4}{2 \cdot 10^9} \approx 1,92 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3.$$

Пример 1.2. Для периодического аккумулирования прироста воды, получающегося при изменении температуры, в системах центрального водяного отопления устраивают расширительные резервуары, которые присоединяются к системе в верхней ее точке и сообщаются с атмосферой. Определить наименьший объем расширительного резервуара, чтобы он полностью не опорожнялся. Допустимое колебание температуры воды во время перерывов в топке $\Delta t = 95 - 70 = 25$ °С. Объем воды в системе $W = 0,55$ м³. Коэффициент температурного расширения воды $\beta_t = 0,0006$ 1/град (при $t = 80$ °С).

Решение. Наименьший объем расширительного резервуара, равный изменению объема воды при изменении ее температуры на 25 °С, определяем по формуле:

$$\Delta W = \beta_t W \Delta t = 0,0006 \cdot 0,55 \cdot 25 = 0,0083 \text{ м}^3 = 8,3 \text{ л.}$$

Пример 1.3. В отопительный котел поступает вода в объеме $W = 50$ м³ при температуре $t = 70$ °С. Сколько кубометров воды W_1 будет выходить из котла, если доводить нагрев до температуры $t_1 = 90$ °С (коэффициент температурного расширения воды $\beta_t = 0,00064$ 1/град)?

Решение.

$$\Delta W = 0,00064 \cdot 50 \cdot 20 = 0,64 \text{ м}^3;$$

$$W_1 = W + \Delta W = 50,64 \text{ м}^3.$$

Пример 1.4. В отопительной системе (котел, радиаторы и трубопроводы) небольшого дома содержится $W = 0,4$ м³ воды. Сколько воды дополнительно войдет в расширительный сосуд при нагревании от 20 до 90 °С?

Решение. Плотность воды при температуре 20 °С (см. табл. 1.1)

$$\rho_{20^\circ} = 998 \text{ кг/м}^3;$$

масса воды

$$M = 0,4 \cdot 998 = 399 \text{ кг.}$$

Плотность воды при температуре 90 °С (см. табл. 1.1)

$$\rho_{90^\circ} = 965 \text{ кг/м}^3;$$

объем, занимаемый водой,

$$W = M/\rho_{90^\circ} = 399/965 = 0,414 \text{ м}^3.$$

Дополнительный объем составляет

$$\Delta W = 0,414 - 0,4 = 0,014 \text{ м}^3.$$

Пример 1.5. Определить среднюю толщину $\delta_{\text{отл}}$ солевых отложений в герметичном водоводе внутренним диаметром $d = 0,3$ м и длиной $l = 2$ км. При выпуске воды в количестве $\Delta W = 0,05$ м³ давление в водоводе падает на величину $\Delta p = 1 \cdot 10^6$ Па. Отложения по диаметру и длине водовода распределены равномерно.

Решение. Объем воды в водоводе с отложениями

$$W = \frac{\Delta W}{\beta_W \Delta p}$$

Принимаем:

$$\beta_W = \frac{1}{2 \cdot 10^9}$$

Тогда

$$W = \frac{0,05 \cdot 2 \cdot 10^9}{1 \cdot 10^6} = 100 \text{ м}^3$$

Средний внутренний диаметр водовода с отложениями

$$d_{\text{отл}} = \sqrt{\frac{4W}{\pi l}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 100}{3,14 \cdot 2 \cdot 10^3}} = 0,252 \text{ м}$$

Средняя толщина отложений

$$\delta_{\text{отл}} = \frac{d - d_{\text{отл}}}{2} = \frac{0,3 - 0,252}{2} = 0,024 \text{ м} = 24 \text{ мм}$$

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте определение жидкости и назовите ее основные свойства.
2. В чем состоит физический смысл вязкости? Сформулируйте закон Ньютона о силе внутреннего трения.
3. В чем состоит отличие идеальных, реальных и аномальных жидкостей?
4. Назовите виды неньютоновских жидкостей.
5. Какие физические процессы характерны для двухфазных систем?

Глава 2. Основы гидростатики

2.1. Гидростатическое давление и его свойства

Рассмотрим площадку $\Delta\omega$, на которую действует сила ΔP (рис. 2.1).

Отношение $p = \frac{\Delta P}{\Delta\omega}$ представляет собой «напряжение», т.е. силу, приходящуюся на единицу площади. Так как при равновесии жидкости ΔP является сжимающей силой, то p представляет собой среднее для данной площадки напряжение сжатия, которое называют средним гидростатическим давлением на площадке. Для получения точного значения p в данной точке определим предел этого отношения при $\Delta\omega \rightarrow 0$, который определяет гидростатическое давление в данной точке:

$$p = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta\omega}, \text{ Па.}$$

Гидростатическое давление в данной точке всегда нормально к площадке, на которую оно действует, и не зависит от ориентации (угла наклона) площадки. Гидростатическое давление зависит от положения рассматриваемой точки внутри жидкости и от внешнего давления, приложенного к свободной поверхности жидкости.

2.2. Общие дифференциальные уравнения равновесия жидкости

Уравнение Эйлера. Выберем внутри покоящейся жидкости параллелепипед с ребрами, расположенными параллельно координатным осям $0x$, $0y$ и $0z$ (рис. 2.2) и равными соответственно dx , dy и dz . Со стороны окружающей жидкости на выделенный параллелепипед действуют поверхностные силы, определяемые гидростатическим давлением, а также массовые силы, пропорциональные его массе. Составим уравнения равновесия этого параллелепипеда в виде уравнений проекций сил на координатные оси.

Проектируя силы на ось $0x$, согласно рис. 2.2 имеем

$$dP - dP' + dG_x = 0.$$

Определим каждое из слагаемых.

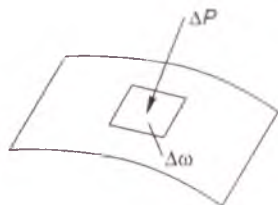


Рис. 2.1. К определению гидростатического давления

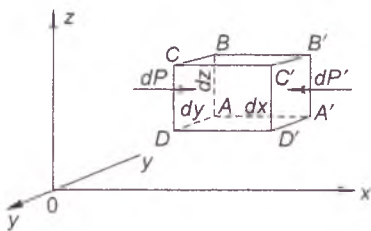


Рис. 2.2. К выводу уравнений равновесия жидкости

Поверхностные силы равны:

$$dP = p dy dz \text{ и } dP' = p' dy dz,$$

где p и p' — средние гидростатические давления соответственно на площадки $ABCD$ и $A'B'C'D'$.

Так как гидростатическое давление является функцией координат, среднее гидростатическое давление на площадке $A'B'C'D'$ будет равно:

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

потому что при переходе от площадки $ABCD$ к площадке $A'B'C'D'$ изменяется только координата x . Следовательно, сила

$$dP' = \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz.$$

Массовая сила для элементарной массы $dm = \rho dx dy dz$ равна:

$$dF \cos \alpha = dG_x dm X = \rho dx dy dz X,$$

где X — проекция ускорения объемной массовой силы на ось Ox .

Тогда исходное уравнение примет вид

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

Раскрывая скобки и (после приведения подобных членов) сокращая на $dx dy dz$, получим уравнение проекций сил на ось Ox в виде

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

Аналогично можно получить и уравнения проекций сил на оси Oy и Oz , в результате чего система трех уравнений равновесия жидкости запишется в виде

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho X &= 0; \\ -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y &= 0; \\ -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Полученные уравнения называются уравнениями Эйлера.

Основное дифференциальное уравнение гидростатики. Перепишем уравнения Эйлера в несколько другом порядке:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \rho X; \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= \rho Y; \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \rho Z. \end{aligned} \right\}$$

Умножив каждое из этих уравнений соответственно на dx , dy и dz и произведя сложение правых и левых частей уравнений, получим

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \rho X dx + \rho Y dy + \rho Z dz.$$

Так как гидростатическое давление p зависит только от трех независимых переменных координат x , y и z , левая часть этого равенства представляет собой полный дифференциал функции $p = f(x, y, z)$:

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

Делая подстановку, находим окончательно

$$dp = \rho(X dx + Y dy + Z dz). \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2) называется **основным дифференциальным уравнением гидростатики Эйлера**.

2.3. Равновесие жидкости в поле силы тяжести

Поверхность уровня. Поверхностью уровня называют такую поверхность, любая точка которой имеет одно и то же значение рассматриваемой функции: например, поверхность равной температуры (изотермическая поверхность), поверхность равного потенциала и т.д. Для решения задач гидравлики особо важное значение имеет поверхность равного давления, которую в дальнейшем будем называть просто поверхностью уровня.

Так как во всех точках поверхности уровня гидростатическое давление одинаково, т.е. $p = \text{const}$, то $dp = 0$ и из основного уравнения гидростатики (2.2) имеем

$$\rho(Xdx + Ydy + Zdz) = 0,$$

или, так как плотность $\rho \neq 0$,

$$Xdx + Ydy + Zdz = 0. \quad (2.3)$$

Уравнение (2.3) называется уравнением поверхности уровня.

Рассмотрим равновесие жидкости в гравитационном поле Земли в пределах некоторой ограниченной области.

Тогда ускорения свободного падения в различных точках этого пространства будут параллельны и направлены вертикально вниз. Расположим координатную ось Oz вертикально вверх; при этом ускорение свободного падения g будет направлено параллельно оси Oz вниз.

Составим уравнение поверхности уровня, учитывая, что для данного случая равновесия жидкости величины X , Y и Z , входящие в общее дифференциальное уравнение поверхности уровня (2.3), будут равны соответственно:

$$X = g_x = 0; \quad Y = g_y = 0; \quad Z = g_z = -g,$$

где g_x , g_y и g_z — проекции вектора ускорения g на координатные оси.

Подставляя эти значения в уравнение (2.3), получим дифференциальное уравнение поверхности уровня для рассматриваемых условий

$$-gdz = 0, \text{ или } dz = 0.$$

Интегрируя это уравнение, находим

$$-gz = \text{const} \text{ или } z = \text{const} = C.$$

Так как $C = \text{const}$ — произвольная постоянная, то это уравнение будет уравнением семейства горизонтальных плоскостей (параллельных осям Ox и Oy).

Итак, **поверхность уровня есть горизонтальная плоскость** и во всех точках этой поверхности гидростатическое давление будет одинаково.

Величина гидростатического давления зависит только от глубины точки погружения z в жидкости. Этот вывод относится также и к сообщающимся сосудам, которые имеют общую поверхность уровня.

Распределение гидростатического давления. Воспользуемся основным дифференциальным уравнением гидростатики (2.2):

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

В случае равновесия жидкости в поле земного тяготения $X = 0$, $Y = 0$, а $Z = -g$. Поэтому основное уравнение получим в виде

$$dp = -\rho g dz.$$

Но произведение $\rho g = \gamma$, где γ — удельный вес данной жидкости.

Деля подстановку и деля обе части полученного уравнения на γ , перепишем его в следующем виде:

$$\frac{dp}{\gamma} + dz = 0$$

и, интегрируя, найдем (при $\gamma = \text{const}$)

$$\frac{p}{\gamma} + z = C = \text{const}. \quad (2.4)$$

Чтобы определить постоянную интегрирования C , рассмотрим резервуар, наполненный водой (рис. 2.3), со свободной поверхностью (атмосферное давление).

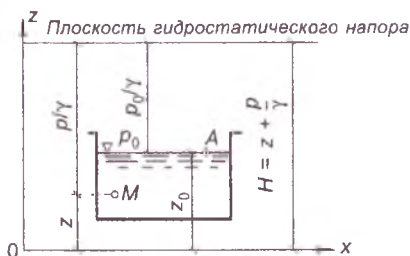


Рис. 2.3. К выводу основного уравнения гидростатики

Тогда для точки A , лежащей на поверхности, $p = p_0$ и $z = z_0$.

Подставляя эти значения в (2.4), находим, что произвольная постоянная интегрирования

$$C = \frac{p_0}{\gamma} + z_0$$

и уравнение (2.4) запишется в виде

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

или

$$p = p_0 + \gamma(z_0 - z). \quad (2.5)$$

Уравнение (2.5) называют **основным уравнением гидростатики**.

2.4. Измерение давления. Закон Паскаля

Измерение давления в данной точке. Гидростатическое давление более удобно вычислять по формуле (2.5). Так как разность $(z_0 - z)$ представляет собой глубину h погружения данной точки под уровень свободной поверхности, то можно написать уравнение (2.5) в виде

$$p = p_0 + \gamma h. \quad (2.6)$$

Именно в такой записи и используют это уравнение для вычисления при измерении гидростатического давления.

Закон Паскаля. Из уравнения (2.6) видно, что в любой точке жидкости (на любой глубине h) гидростатическое давление p зависит от величины внешнего давления p_0 на свободной поверхности. При увеличении внешнего давления точно на ту же величину увеличится и давление в данной точке. Таким образом, жидкость обладает свойством передавать внешнее давление всем расположенным внутри ее частицам жидкости без изменения. В этом заключается закон Паскаля.

2.5. Абсолютное и избыточное давление. Вакуум

Абсолютным давлением p называется гидростатическое давление, определяемое по формуле (2.6).

Из этой формулы следует, что абсолютное давление складывается из двух составляющих: внешнего давления p_0 , передаваемого жидкостью по закону Паскаля, и давления, определяемого вели-

чиной γh . Последнее называют относительным или, если на свободной поверхности жидкости действует атмосферное давление, *избыточным давлением*. Исходя из принятой формулировки формулы (2.6) можно переписать в следующем виде:

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{вн}} + p_{\text{изб}} \quad \text{или} \quad \frac{p_{\text{абс}}}{\gamma} = \frac{p_{\text{вн}}}{\gamma} + \frac{p_{\text{изб}}}{\gamma},$$

где избыточное давление

$$p_{\text{изб}} = \gamma h.$$

Из последнего равенства следует, что избыточное давление изменяется с глубиной по линейному закону

$$\frac{p_{\text{изб}}}{\gamma} = h$$

и в координатах p/γ и h изобразится в виде биссектрисы координатного угла (рис. 2.4).

Абсолютное давление не может быть отрицательным, так как жидкость не сопротивляется растяжению. Поэтому

$$p \geq 0 \quad (\text{или} \quad p/\gamma \geq 0).$$

Избыточное давление как разность ($p_{\text{абс}} - p_{\text{вн}}$) может быть и больше, и меньше нуля, т.е.

$$p_{\text{изб}} \begin{matrix} \geq \\ < \end{matrix} 0 \quad \left(\text{или} \quad \frac{p_{\text{изб}}}{\gamma} \begin{matrix} \geq \\ < \end{matrix} 0 \right).$$

Отрицательное избыточное давление называют *вакуумметрическим давлением*, т.е.

$$-p_{\text{изб}} = p_{\text{вак}} \quad \text{или} \quad -\frac{p_{\text{изб}}}{\gamma} = h_{\text{вак}}$$

(здесь $h_{\text{вак}}$ называется *вакуумметрической высотой*). Можно написать

$$h_{\text{вак}} = -\frac{p_{\text{изб}}}{\gamma} = -\left(\frac{p_{\text{абс}}}{\gamma} - \frac{p_0}{\gamma} \right) = \frac{p_0 - p_{\text{абс}}}{\gamma},$$

тогда вакуумметрическая высота выразится формулой

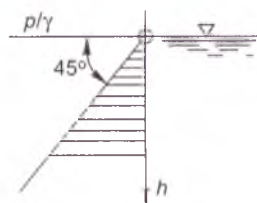


Рис. 2.4. Эпюра распределения гидростатического давления по высоте

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_0 - p}{\gamma}$$

Вакуумметрическая высота $h_{\text{вак}}$ возрастает по величине с уменьшением абсолютного давления и в пределе, когда $p_{\text{абс}} = 0$ (отрицательным абсолютное давление быть не может), достигает максимума

$$h_{\text{вак.макс}} = \frac{p_0}{\gamma},$$

т.е. величины атмосферного давления.

Допустим, например, что закрытый сверху цилиндр большого диаметра опущен в воду (рис. 2.5) и из него полностью удален воздух, так что на свободной поверхности n_0-n_0 внутри цилиндра абсолютное давление $p = 0$. В пределах плоскости 0—0 (например, в точке N_1) абсолютное давление равно атмосферному. Поэтому во всех точках жидкости, находящейся в цилиндре выше плоскости 0—0, абсолютное давление будет меньше атмосферного. Следовательно, в этом пространстве имеется вакуум. Определим величину вакуума в точке N_2 на высоте h_N над плоскостью 0—0. Высота столба воды в цилиндре

$$H_0 = \frac{p_0}{\gamma} \text{ и } p_0 = \gamma H_0.$$

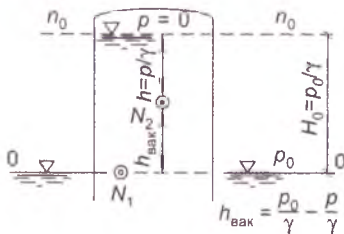


Рис. 2.5. К понятию о вакууме и вакуумметрической высоте

Абсолютное давление в точке N_2

$$p = 0 + \gamma h = \gamma h,$$

откуда

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_0 - p}{\gamma} = \frac{\gamma H_0 - \gamma h}{\gamma} = H_0 - h.$$

Но из рис. 2.5 видим, что $H_0 - h = h_N$, т.е.

$$h_{\text{вак}} = h_{N_2}.$$

Итак, вакуумметрическая высота равна высоте расположения данной точки над плоскостью, где давление равно атмосферному (на внешней свободной поверхности). Очевидно, что в точке N_1 вакуум равен нулю, а в точке, где $p_{\text{абс}} = 0$, $H_{\text{вак}} = H_0$.

2.6. Давление жидкости на плоские стенки. Центр давления

Определение силы давления. Предположим, что плоская стенка, ограждающая некоторую массу неподвижной жидкости, наклонена к горизонту под углом α . Определим силу P , с которой жидкость действует на выбранную в пределах этой стенки площадку ω (рис. 2.6).

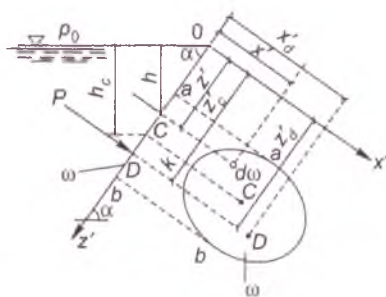


Рис. 2.6. К определению силы давления жидкости на плоскую стенку

В каждой точке на этой площади гидростатическое давление равно p и отвечает формуле $p = \frac{dP}{d\omega}$, где dP —элементарная сила, а $d\omega$ — элементарная площадка.

Следовательно, сила, с которой жидкость действует на элементарную площадку $d\omega$, будет равна $dP = pd\omega$. Эта сила направлена по нормали к плоскости стенки. Аналогично будет определяться сила давления жидкости на любую другую элементарную площадку $d\omega$. Поэтому искомую силу P , с которой покоящаяся жидкость действует на площадь ω , можно найти как равнодействующую системы параллельных сил dP , равную их алгебраической сумме.

Итак, искомая сила

$$P = \int_{\omega} dP = \int_{\omega} p d\omega.$$

Но в любой точке гидростатическое давление

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

откуда

$$P = \int_{\omega} (p_0 + \gamma h) d\omega.$$

Ориентируем данную площадь относительно соответственно расположенных координат осей.

Направим ось z' вдоль стенки вниз от точки пересечения стенки с уровнем свободной поверхности (т. 0), а ось x' — по нормали к ней. Согласно рис. 2.6 глубина h равна

$$h' = z' \sin \alpha.$$

Тогда

$$P = \int_{\omega} (p_0 + \gamma h) d\omega = \int_{\omega} (p_0 + \gamma z' \sin \alpha) d\omega,$$

или

$$P = p_0 \omega + \gamma \sin \alpha \int_{\omega} z' d\omega. \quad (2.7)$$

Для определения интеграла $\int_{\omega} z' d\omega$ обратим внимание на то, что подынтегральное выражение $\int_{\omega} z' d\omega$ можно рассматривать как статический момент площадки $d\omega$ относительно координатной оси $0x'$. Тогда этот интеграл представит собой сумму статических моментов элементов площади ω , т. е. статический момент самой площади ω относительно той же оси $0x'$.

Известно, что статический момент площади относительно любой оси, лежащей в той же плоскости, равен произведению этой площади на расстояние от центра ее тяжести до оси моментов.

Таким образом,

$$\int_{\omega} z' d\omega = z'_c \omega,$$

где z'_c — расстояние от точки C (центра тяжести площади ω) до оси Ox' (оси моментов).

Делая соответствующие подстановки в формуле (2.7), получим

$$P = p_0\omega + \gamma \sin \alpha z'_c \omega.$$

Здесь первое слагаемое $p_0\omega$ представляет собой атмосферное давление на свободную поверхность, передаваемое жидкостью по закону Паскаля, а второе — давление, оказываемое на стенку уже самой жидкостью (можно сказать — избыточное давление).

Перепишем предыдущую формулу в более удобном для практических расчетов виде. Заметим, что произведение $z'_c \sin \alpha$ равно глубине погружения центра тяжести площади ω под уровень свободной поверхности h_c , поэтому

$$P = p_0\omega + \gamma h_c \omega, \quad (2.8)$$

или, за вычетом атмосферного давления,

$$P = \gamma h_c \omega. \quad (2.9)$$

Произведение $h_c \omega$ представляет собой объем цилиндра с площадью основания, равной ω , и высотой, равной h_c , с учетом чего формулу (2.9) можно прочитать так: **сила, с которой жидкость действует на плоскую стенку, равна весу жидкости в объеме цилиндра с основанием, равным площади данной стенки, и высотой, равной глубине погружения центра тяжести этой площади под уровень свободной поверхности.**

Давление жидкости на горизонтальное дно сосуда. Частный случай. Согласно формуле (2.9) сила давления жидкости на горизонтальное дно сосуда равна весу жидкости в объеме цилиндра с основанием, равным площади дна, и высотой, равной глубине в этом сосуде.

На рис. 2.7 изображены три различных по форме сосуда (резервуара) с одинаковой по величине площадью их горизонтального дна ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega$). Поэтому, несмотря на разную форму сосудов, давление жидкости на дно будет одинаковым во всех трех случаях.

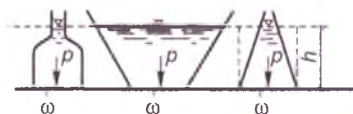


Рис. 2.7

1579139

Центр давления. Выше были определены сила давления жидкости на плоскую стенку и направление этой силы. Определим теперь точку D ее приложения (см. рис. 2.6). Эта точка лежит в плоскости стенки, т.е. в плоскости координатных осей xOz' , а поэтому необходимо определить только две ее координаты: x_d и z'_d . Определим сначала координату z'_d .

Вспользуемся с этой целью теоремой Вариньона, согласно которой момент равнодействующей системы параллельных сил относительно некоторой оси равен сумме моментов сил ее составляющих относительно той же оси. В качестве оси выберем ось Ox , и тогда уравнение моментов запишется в следующем виде:

$$m(P)_{0x} = \Sigma m(dP)_{0x}. \quad (2.10)$$

Момент силы P равен:

$$m(P)_{0x} = Pz'_d.$$

Момент элементарной силы dP равен:

$$m(dP)_{0x} = z'dP.$$

Итак, уравнение (2.10) переписывается в виде

$$z'_d P = \int_{\omega} z' dP. \quad (2.11)$$

Но по формуле (2.9)

$$P = \gamma h_c \omega = \gamma z'_c \sin \alpha \omega,$$

а

$$dP = \gamma z'_c \sin \alpha d\omega.$$

Деляя подстановку в уравнение (2.11) и решая его относительно z'_d , находим

$$z'_d = \frac{\int \gamma \sin \alpha z'^2 d\omega}{\gamma \sin \alpha z'_c \omega}$$

и, сокращая дробное выражение на постоянные множители γ и $\sin \alpha$, получим

$$z'_d = \frac{\int z'^2 d\omega}{z'_c \omega}. \quad (2.12)$$

Здесь числитель представляет собой момент инерции площади ω относительно координатной оси Ox :

$$\int_{\omega} z'^2 d\omega = J_{0x},$$

а по теореме о моментах инерции относительно параллельных осей можем написать

$$J_{0x} = J_0 + z_c'^2 \omega,$$

где J_0 — момент инерции площади ω относительно оси, проходящей через центр тяжести площади ω и параллельной оси Ox ;

z_c' — расстояние от центра тяжести площади ω до той же оси Ox .

Делая соответствующие подстановки в уравнение (2.12), получим последовательно

$$z_d' = \frac{J_{0x}}{z_c' \omega} = \frac{J_0 + z_c'^2 \omega}{z_c' \omega},$$

или

$$z_d' = \frac{J_0}{z_c' \omega} + z_c'. \quad (2.13)$$

В формуле (2.13) величина $\frac{J_0}{z_c' \omega} > 0$, так как $J_0 > 0$ и $z_c' \omega > 0$.

Тогда из формулы видно, что $z_d' > z_c'$ или $h_d > h_c$, т.е. центр давления (точка D) лежит на большей глубине, чем центр тяжести (точка C) данной площади ω .

2.7. Давление жидкости на цилиндрические поверхности

Сила суммарного давления жидкости P на цилиндрическую поверхность может быть выражена геометрической суммой ее составляющих: горизонтальной P_r и вертикальной P_v , т.е.

$$P = \sqrt{P_r^2 + P_v^2}. \quad (2.14)$$

Горизонтальная составляющая сила суммарного давления жидкости на цилиндрическую стенку равна силе суммарного давления жидкости на вертикальную проекцию ω_v этой стенки:

$$P_r = \rho g h_c \omega_B = p_c \omega_B. \quad (2.15)$$

Вертикальная составляющая равна весу жидкости в объеме тела давления:

$$P_B = \rho g W. \quad (2.16)$$

Телом давления называется объем жидкости, ограниченный данной криволинейной поверхностью, вертикальной плоскостью, проведенной через нижнюю образующую криволинейной поверхности, и свободной поверхностью жидкости. Если объем находится с несмачиваемой стороны стенки, вес тела давления нужно считать отрицательным (направленным вверх).

Направление силы суммарного давления P определяется углом β , образуемым вектором P и горизонтальной плоскостью:

$$\operatorname{tg} \beta = P_B / P_r.$$

2.8. Закон Архимеда

Определим давление жидкости на полностью погруженное в нее тело (рис. 2.8).

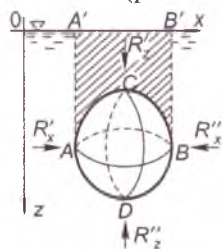


Рис. 2.8. К закону Архимеда

При изображенном на рис. 2.8 расположении координатных осей компоненты R_x и R_y равны нулю и сила давления на всю поверхность погруженного тела равна:

$$R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2} = \sqrt{R_z^2} = R_z.$$

Определим значение R_z . Проведем контурную линию AB (смотря на тело сверху), разделим поверхность тела на две части — верхнюю и нижнюю. На верхнюю часть поверхности жидкость давит с силой R'_z , а на нижнюю — с силой R''_z , причем

$$R_z = R'_z - R''_z,$$

где

$$R'_z = \gamma W(AA'B'BCA), \text{ а } R''_z = \gamma W(AA'B'BDA).$$

Тогда

$$\begin{aligned} R_z &= R'_z - R''_z = \gamma [W(AA'B'BCA) - W(AA'B'BDA)] = \\ &= -\gamma W(ACBDA), \end{aligned}$$

или короче

$$R = -\gamma W, \quad (2.17)$$

где W — объем тела.

Получили закон Архимеда: сила, с которой жидкость действует на погруженное в нее тело, равна весу жидкости в объеме погруженного тела. Эта сила называется Архимедовой подъемной силой или силой вытеснения.

Если тело погружено в жидкость частично, то силу вытеснения $P_{\text{выт}}$ согласно (2.17) можно записать следующим образом

$$P_{\text{выт}} = -\gamma W_{\text{погр}} = -\rho g W_{\text{погр}}, \quad (2.18)$$

где $W_{\text{погр}}$ — объем части тела, погруженной в жидкость;
 ρ — плотность жидкости.

Заметим, что знак минус в формуле (2.18) соответствует выбору системы координат (рис. 2.8).

Для однородного тела, плавающего на поверхности жидкости, справедливо соотношение

$$W_{\text{погр}}/W = \rho_{\text{т}}/\rho, \quad (2.19)$$

где W — объем плавающего тела;
 $\rho_{\text{т}}$ — плотность тела.

В плавающем на поверхности жидкости теле, кроме центра тяжести C , различают еще два центра: центр водоизмещения B — центр тяжести объема погруженной части тела; метацентр M — точка пересечения оси плавания тела с линией действия подъемной силы (при наличии крена).

Остойчивостью плавающего тела называется способность восстанавливать положение равновесия после прекращения действия внешней силы, вызвавшей крен. Для остойчивости тела необходимо соблюдение условия

$$h_{\text{м}} > 0, \quad (2.20)$$

где $h_{\text{м}}$ — метацентрическая высота — расстояние между метацентром и центром тяжести:

$$h_{\text{м}} = J/W - a, \quad (2.21)$$

где J — момент инерции плоскости плавания относительно продольной оси;
 a — расстояние от центра тяжести до центра водоизмещения.

Примеры

Пример 2.1. Определить избыточное давление в забое скважины глубиной $h = 85$ м, которая заполнена глинистым раствором плотностью $\rho = 1250$ кг/м³.

Решение. Величину избыточного давления находим по формуле (2.6):

$$P = \gamma h = \rho g h = 1250 \cdot 9,81 \cdot 85 = 1,04 \cdot 10^6 \text{ Па} \approx 1 \text{ МПа.}$$

Пример 2.2. Определить избыточное давление воды в трубе по показаниям батарейного ртутного манометра. Отметки уровней ртути от оси трубы: $z_1 = 1,75$ м; $z_2 = 3$ м; $z_3 = 1,5$ м; $z_4 = 2,5$ м (рис. 2.9)

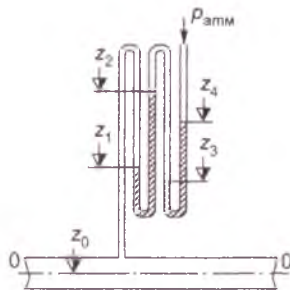


Рис. 2.9

Решение. Батарейный ртутный манометр состоит из двух последовательно соединенных ртутных манометров. Давление воды в трубе уравнивается перепадами уровней ртути, а также перепадами уровней воды в трубках манометра. Суммируя показания манометра от открытого конца до присоединения его к трубе, получим:

$$p = \rho_{рт} g (z_4 - z_3) - \rho_{в} g (z_2 - z_3) + \rho_{рт} g (z_2 - z_1) + \rho_{в} g (z_1 + z_0),$$

где $\rho_{в} = 1000$ кг/м³ — плотность воды;

$\rho_{рт} = 13\,600$ кг/м³ — плотность ртути.

Подставляя заданные величины, получим:

$$p = 13\,600 \cdot 9,81(2,5 - 1,5) - 1000 \cdot 9,81(3 - 1,5) + 13600 \times \times 9,81(3 - 1,75) + 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,75 = 0,3 \cdot 10^6 \text{ Па} = 0,3 \text{ МПа.}$$

Пример 2.3. Определить силу суммарного давления воды на плоский щит, перекрывающий канал, и усилие, которое необходимо приложить для подъема щита. Ширина канала $b = 1,8$ м,

глубина воды в нем $h = 2,2$ м. Вес шита $G = 15$ кН. Коэффициент трения шита по опирам $f = 0,25$ (рис. 2.10)

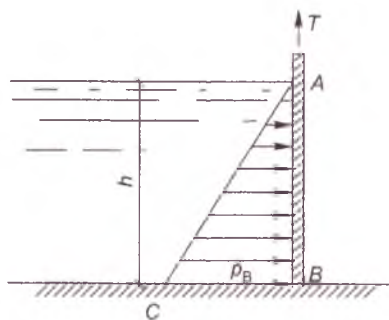


Рис. 2.10

Решение. Силу суммарного давления на шит определяем по формулам:

$$p = p_c \omega = \rho g h_c b h = \rho g h^2 b / 2.$$

Построим эпюру избыточного гидростатического давления. В точке B гидростатическое давление

$$p_B = \rho g h.$$

Отложим от точки B в направлении, перпендикулярном шиту, величину p_B (со стороны действия давления) и соединим начало полученного вектора (точку C) с точкой A . Полученный треугольник ABC — эпюра гидростатического давления.

По эпюре гидростатического давления определим силу суммарного давления на шит, равную объему этой эпюры:

$$P = \omega_{ABC} b = \frac{AB \cdot BC}{2} b = \frac{\rho g h^2 b}{2}.$$

Полученная формула одинакова с ранее написанной. Подставляя в эту формулу заданные величины, находим:

$$P = 1000 \cdot 9,81 \cdot 2,2^2 \cdot 1,8 / 2 = 42,6 \cdot 10^3 \text{ Н} = 42,6 \text{ кН}.$$

Усилие, необходимое для подъема шита, равно:

$$T = G + fP = 15 + 0,25 \cdot 42,6 = 26,6 \text{ кН}.$$

Пример 2.4. Построить эпюру избыточного гидростатического давления и определить силу суммарного давления и направление ее на цилиндрический затвор. Диаметр затвора $d = 2,5$ м,

глубина воды перед ним $H = 1,8$ м, длина завтора $L = 4$ м (рис. 2.11)

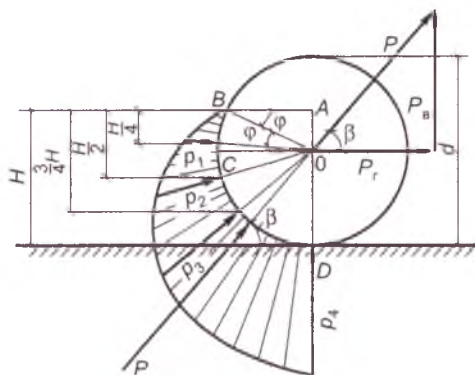


Рис. 2.11

Решение. Избыточное гидростатическое давление равно: на глубине $H/4$

$$p_1 = \rho g h = \rho g H/4 = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,8/4 = 4,4 \text{ кПа};$$

на глубине $H/2$

$$p_2 = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,8/2 = 8,8 \text{ кПа};$$

на глубине $3H/4$

$$p_3 = 1000 \cdot 9,81 \cdot 3 \cdot 1,8/4 = 13,2 \text{ кПа};$$

на глубине H

$$p_4 = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,8 = 17,6 \text{ кПа}.$$

На соответствующей глубине на продолжении радиусов откладываем в масштабе полученные величины гидростатического давления. Концы векторов соединяем кривой линией.

Горизонтальная составляющая силы суммарного давления

$$P_r = p_c \omega_b = \rho g \frac{H^2}{2} L = 1000 \cdot 9,81 \frac{1,8^2}{2} 4 = 63,5 \text{ кН},$$

где ω_b — площадь проекции криволинейной стенки BCD на вертикальную плоскость.

Вертикальная составляющая силы суммарного давления [см. формулу (2.16)]

$$P_b = \rho g W = \rho g \omega L,$$

где W — объем тела $ABCD$;
 ω — площадь фигуры $ABCD$.

Определим угол φ :

$$\sin \varphi = \frac{AO}{BO} = \frac{H - d/2}{d/2} = \frac{1,8 - 2,5/2}{2,5/2} = 0,44; \varphi = 26^\circ;$$

$$\angle BOD = 90^\circ + 26^\circ = 116^\circ.$$

Площадь фигуры $ABCD$ равна:

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_{BCD} + \omega_{ABO} = \frac{\pi d^2}{4} \frac{\angle BOD}{360} + \frac{\left(H - \frac{d}{2}\right) \frac{d}{2} \cos \varphi}{2} = \\ &= \frac{3,14 \cdot 2,5^2}{4} \frac{116}{360} + \frac{\left(1,8 - \frac{2,5}{2}\right) \frac{2,5}{2} \cos 26^\circ}{2} = 1,89 \text{ м}^2. \end{aligned}$$

Следовательно, вертикальная составляющая

$$P_b = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,89 \cdot 4 = 74,8 \text{ кН}.$$

Равнодействующую силу давления определим по формуле (2.14):

$$P = \sqrt{63,5^2 + 74,8^2} = 98,2 \text{ кН}.$$

Угол наклона равнодействующей давления к горизонту находим из соотношения

$$\operatorname{tg} \beta = P_b / P_r = 74,8 / 63,5 = 1,18;$$

$$\angle \beta = 50^\circ.$$

Пример 2.5. Определить глубину погружения железобетонного понтона, имеющего форму параллелепипеда высотой $h = 1,8$ м, шириной $b = 2,5$ м, длиной $l = 6$ м. Толщина стенок понтона $\delta = 0,1$ м.

Решение. Вес понтона

$$G = \rho_6 g W = \rho_6 g [2lb\delta + 2b(h - 2\delta)\delta + 2(l - 2\delta)(h - 2\delta)\delta],$$

где W — объем железобетонных стенок понтона;

$\rho_6 = 2500 \text{ кг/м}^3$ — плотность бетона.

Подставляя численные значения, получим:

$$G = 2500 \cdot 9,81 [2 \cdot 6 \cdot 2,5 \cdot 0,1 + 2 \cdot 2,5(1,8 - 2 \cdot 0,1)0,1 + 2(6 - 2 \cdot 0,1)(1,8 - 2 \cdot 0,1)0,1] = 139 \cdot 10^3 \text{ Н} = 139 \text{ кН}.$$

Силу вытеснения (подъемную силу) находим по формуле (2.17):

$$P_{\text{выт}} = \rho g W_{\text{погр}} = \rho g b l h_1,$$

где h_1 — глубина погружения понтона.

Сила вытеснения при плавании понтона в воде равна его весу, т.е.

$$G = P_{\text{выт}},$$

поэтому

$$G = \rho g b l h_1,$$

откуда

$$h_1 = \frac{G}{\rho g b l} = \frac{139 \cdot 10^3}{1000 \cdot 9,81 \cdot 2,5 \cdot 6} = 0,95 \text{ м}.$$

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте определение гидростатического давления и назовите его основные свойства.
2. Запишите общие дифференциальные уравнения равновесия жидкости Эйлера и поясните их физический смысл.
3. Запишите основное дифференциальное уравнение гидростатики. В чем состоит его связь с общими дифференциальными уравнениями равновесия жидкости Эйлера?
4. Запишите основное уравнение гидростатики. В чем его различие с основным дифференциальным уравнением гидростатики?
5. Поясните физический смысл закона Паскаля.
6. Зависит ли давление жидкости на горизонтальное дно сосуда от его формы?
7. Сформулируйте закон Архимеда. Поясните понятие «стойчивость» плавающего тела.

Глава 3. Основные законы движения жидкости

3.1. Основные понятия движения жидкости

В гидравлике выделяют следующие виды движения жидкости: установившееся и неустановившееся.

Установившееся движение жидкости — такое движение, при котором все характеристики движения являются постоянными и не меняются во времени.

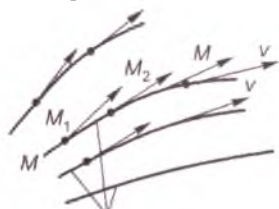
В гидравлике, по аналогии с другими науками, вводятся некоторые идеальные схемы и модели, в частности, заменяющие реальный поток жидкости. Существенно важным является понятие о струйчатой структуре течения жидкости, в соответствии с которым поток представляется как совокупность элементарных струек, вплотную прилегающих друг к другу и образующих сплошную массу движущейся жидкости.

Изучив законы движения элементарной струйки, переходят к изучению основных законов движения всего потока в целом.

Линия тока и элементарная струйка. *Линией тока* называется линия, проходящая через последовательно движущиеся одна за другой частицы жидкости, векторы скоростей v которых направлены по касательным к этой линии $M-M$ (рис. 3.1).

Две различные линии тока не пересекаются между собой.

Элементарной стружкой называется струйка, боковая поверхность которой образована линиями тока, проходящими через точки очень малого (в пределе — бесконечно малого) замкнутого контура. Таким образом, эта струйка оказывается изолированной от окружающей ее массы жидкости и имеет малую площадь поперечного сечения $\Delta\omega$ (в пределе — $d\omega$), которая может меняться по длине. Длина этой струйки неограничена. Боковая поверхность струйки непроницаема для жидкости, т.е. ее можно представить в виде трубки, внутри которой течет жидкость.



Линии тока

Рис. 3.1. Линии тока в жидкости

3.2. Расход и средняя скорость жидкости

Пусть в некотором поперечном сечении элементарной струйки скорость равна v . За время dt частицы жидкости переместят-

ся на расстояние $ds = vdt$. Следующие за ними частицы жидкости заполняют все освобождаемое пространство, и поэтому за указанное время dt через поперечное сечение пройдет объем жидкости

$$dW = dsd\omega = v d\omega dt.$$

Объем жидкости, протекающей через сечение за единицу времени, называют *объемным расходом жидкости*. Обозначая расход элементарной струйки через dQ , получим для него выражение

$$dQ = v d\omega.$$

Так как поток жидкости представляют состоящим из элементарных струек, то расход потока жидкости равен алгебраической сумме расходов элементарных струек, составляющих данный поток. При достаточно большом количестве элементарных струек в потоке жидкости от алгебраической суммы переходят к интегралу

$$Q = \int dQ = \int_{\omega} v d\omega.$$

Скорость жидкости в различных точках поперечного сечения потока, так называемая местная скорость, очевидно, может быть неодинаковой, поэтому для характеристики движения всего потока вводится в рассмотрение средняя по всему сечению скорость потока. Средняя скорость определяется выражением

$$v_{\text{ср}} = \frac{\int v d\omega}{\omega} = \frac{Q}{\omega}, \quad (3.1)$$

из которого следует, что расход потока жидкости равен средней скорости, умноженной на площадь его поперечного сечения:

$$Q = v_{\text{ср}} \omega.$$

В связи с этим условие сплошности потока (или неразрывности течения) для несжимаемой жидкости можно записать в виде

$$Q = v\omega = \text{const}. \quad (3.2)$$

Для газообразной жидкости, обозначая через Q_p массовый и через Q_γ весовой расходы, имеем

$$Q_p = \rho v_{\text{ср}} \omega \text{ и } Q_\gamma = \gamma v_{\text{ср}} \omega,$$

и тогда условие сплошности приобретает следующий вид:

$$Q_p = \rho v \omega = \text{const} \text{ и } Q_\gamma = \gamma v \omega = \text{const}.$$

3.3. Понятие живого сечения жидкости

В гидравлических расчетах для характеристики размеров и формы поперечного сечения потока вводятся понятия о живом сечении и его элементах: смоченном периметре и гидравлическом радиусе.

Живым сечением потока называют часть поперечного сечения канала (трубы), заполненную жидкостью. Так, в круглой трубе диаметром d (рис. 3.2, а) живое сечение потока меньше площади круга, если не все сечение трубы заполнено жидкостью; тогда как для случая, когда все поперечное сечение занято жидкостью, живым сечением потока является площадь круга $\pi d^2/4$ (рис. 3.2, б).

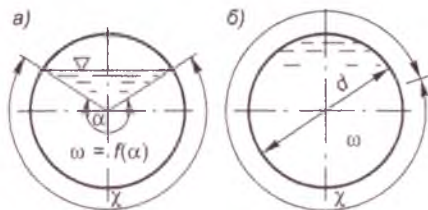


Рис. 3.2. К понятию «живое сечение» трубы

Смоченным периметром называют ту часть периметра живого сечения потока, по которой жидкость соприкасается со стенками канала (трубы). Смоченный периметр обозначают обычно греческой буквой χ . Если, например, все сечение трубы занято жидкостью (т.е. живое сечение $\omega = \pi d^2/4$), то смоченный периметр равен длине окружности: $\chi = \pi d$.

Гидравлическим радиусом называют отношение живого сечения потока к смоченному периметру, т.е. величину

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

В частности, для круглых труб, заполненных жидкостью, гидравлический радиус равен четверти диаметра. Действительно

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\frac{\pi d^2}{4}}{\pi d} = \frac{d}{4}.$$

В отопительной и вентиляционной практике широко пользуются понятием «эквивалентный диаметр», который определяют по формуле

$$d_{\text{эКВ}} = 4R = 4 \frac{\omega}{\chi}.$$

3.4. Уравнение Бернулли для элементарной струйки несжимаемой жидкости и его геометрическое и энергетическое истолкование

Применим известную теорему об изменении кинетической энергии механической системы к элементарной струйке несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$).

Согласно этой теореме изменение кинетической энергии рассматриваемой массы жидкости на некотором ее перемещении равно работе всех действующих внешних сил на том же перемещении.

Выделим в элементарной струйке (рис. 3.3) сечениями *I* и *II* некоторую массу жидкости и применим теорему об изменении кинетической энергии для этой массы.

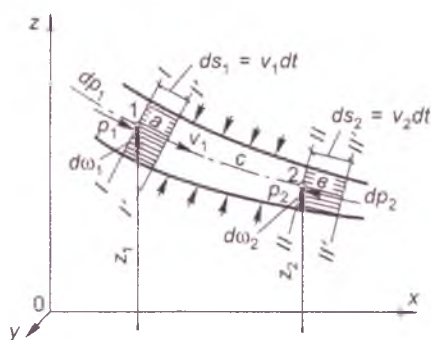


Рис. 3.3. К выводу уравнения Бернулли

За время dt выделенная масса, переместившись, займет положение, ограниченное сечениями *I'*—*II'*. Область между этими сечениями можно разделить на три объема: *a*, *b* и *c*; при этом по условию сплошности масса объема *a* равняется массе объема *b*.

Приращение кинетической энергии $\Delta mv^2/2$ при перемещении выделенной массы жидкости из положения *I*—*II* в положение *I'*—*II'*

$$\Delta \frac{mv^2}{2} = [K.э(c) + K.э(b)]_{t+dt} - [K.э(a) + K.э(c)]_t.$$

Здесь обозначено: $K.э(a)$, $K.э(b)$, $K.э(c)$ — кинетические энергии объемов *a*, *b*, *c* соответственно.

Так как движение установившееся, то кинетическая энергия жидкости объема *c* в моменты t и $t + dt$ будет неизменной.

Поэтому для всей выделенной массы

$$\Delta \frac{mv^2}{2} = K.э(\sigma) - K.э(a).$$

Определим величину кинетической энергии жидкости в объеме σ :

$$K.э(\sigma) = \frac{dmv_2^2}{2}.$$

Но

$$dm = \rho d\omega_2 ds_2 = \rho d\omega_2 v_2 dt,$$

откуда

$$K.э(\sigma) = \rho d\omega_2 v_2 dt \frac{v_2^2}{2},$$

и аналогично

$$K.э(a) = \rho d\omega_1 v_1 dt \frac{v_1^2}{2}.$$

Приращение кинетической энергии рассматриваемой массы жидкости

$$\Delta \frac{mv^2}{2} = \rho d\omega_2 v_2 dt \frac{v_2^2}{2} - \rho d\omega_1 v_1 dt \frac{v_1^2}{2} = dQ dt \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}, \quad (3.3)$$

где dQ — массовый расход, одинаковый независимо от рассматриваемого сечения.

Рассмотрим все действующие внешние силы, приложенные к выделенному объему жидкости.

В случае невязкой жидкости к выделенному объему приложены силы тяжести, сила давления жидкости на боковую поверхность и силы давления на торцовые площадки объема.

Поскольку жидкость несжимаема, внутренняя энергия рассматриваемого объема не меняется при его перемещении, и в уравнение кинетической энергии входит только работа внешних сил. При перемещении выделенной массы жидкости из положения $I-II$ в положение $I'-II'$ вес жидкости в объеме σ работу не совершает, и, следовательно, работа сил тяжести может быть вычислена как работа при перемещении жидкости, заключенной в объеме a , в положение жидкости, заключенной в объеме σ :

$$G(z_1 - z_2) = \gamma d\omega_1 v_1 dt (z_1 - z_2),$$

где z_1 и z_2 — расстояния до центров тяжести объема a и b от некоторой горизонтальной плоскости или, иначе, ордината этих центров тяжести. Можно также рассматривать z_1 и z_2 с точностью до малых высшего порядка как ординаты центров сечений I и II .

Работа сил давления на боковую поверхность выделенного объема равняется нулю, так как эти силы нормальны к этой поверхности. Работа сил давления на торцы равна разности

$$p_1 d\omega_1 v_1 dt - p_2 d\omega_2 v_2 dt. \quad (3.4)$$

Теорема об изменении кинетической энергии имеет, таким образом, следующий вид:

$$\begin{aligned} \rho d\omega_2 v_2 \frac{v_2^2}{2} dt - \rho d\omega_1 v_1 \frac{v_1^2}{2} dt = \rho g d\omega_1 v_1 (z_1 - z_2) dt + \\ + p_1 d\omega_1 v_1 dt - p_2 d\omega_2 v_2 dt. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Разделим на dt и сгруппируем члены этого уравнения, помещая члены, относящиеся к сечению I , в левую часть, а относящиеся к сечению II — в правую часть равенства. В результате получим:

$$\begin{aligned} \rho g d\omega_1 v_1 z_1 + p_1 d\omega_1 v_1 + \rho d\omega_1 v_1 \frac{v_1^2}{2} = \rho g d\omega_2 v_2 z_2 + \\ + p_2 d\omega_2 v_2 + \rho d\omega_2 v_2 \frac{v_2^2}{2}. \end{aligned}$$

Заменив $v_1 d\omega_1 = v_2 d\omega_2 = dQ$ и разделив затем левую и правую части на величину $\rho g dQ$, получим

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g}, \quad (3.6)$$

где $\rho g = \gamma$.

Это и есть *уравнение Бернулли*, написанное для участка элементарной струйки между сечениями I и II . Его можно представить также в разностной форме:

$$(z_1 - z_2) + \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \right) + \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} = 0$$

или, обозначая разности между величинами в скобках в виде приращений,

$$\Delta z + \Delta \frac{p}{\gamma} + \Delta \frac{v^2}{2g} = 0.$$

Если неограниченно сближать между собой сечения *I* и *II*, то полученное уравнение можно представить в дифференциальной форме:

$$dz + \frac{dp}{\gamma} + d \frac{v^2}{2g} = 0.$$

Так как сечения *I* и *II* взяты произвольно, то для любого сечения уравнение Бернулли можно записать в виде

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} = \text{const.} \quad (3.7)$$

Геометрическое и энергетическое истолкование уравнения Бернулли. Отнесем струйку к системе координат *xuz* (рис. 3.4) и напишем уравнением Бернулли для трех произвольных сечений струйки:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} = z_3 + \frac{p_3}{\gamma} + \frac{v_3^2}{2g} = \dots = H = \text{const.}$$

Здесь *z* — геометрическая высота центра тяжести сечения над плоскостью *xOy*;

$\frac{p}{\gamma}$ — пьезометрическая высота;

$\frac{v^2}{2g}$ — скоростная высота или скоростной напор.

Все эти величины имеют линейную размерность, следовательно, их сумма, обозначаемая через *H*, имеет также размерность длины. Величину *H* называют *полным напором* в данном сечении струйки.

Для каждого поперечного сечения элементарной струйки величина *H* может быть представлена совокупностью отрезков *z*,

$\frac{p}{\gamma}$ и $\frac{v^2}{2g}$, как это изображено на рис. 3.4.

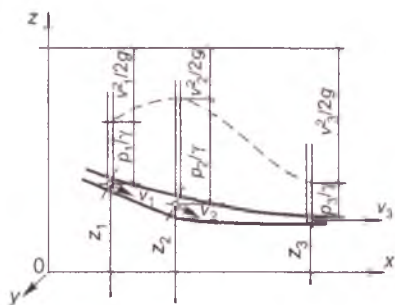


Рис. 3.4. К геометрическому и энергетическому истолкованию уравнения Бернулли

Соединив между собой концы отрезков H , получим кривую, расположенную в горизонтальной плоскости; эту плоскость и кривую на ней называют *плоскостью и линией полного напора*.

Соединив кривой концы отрезков $\frac{p}{\gamma}$, получим линию, которую называют *пъезометрической линией* или *пъезометрической кривой*.

Итак, рис. 3.4 дает геометрическое истолкование уравнения Бернулли. Можно видеть, как по длине струйки меняются слагаемые этого уравнения. Если сечение расширяется и, следовательно, скорость уменьшается, то уменьшается скоростной напор, но возрастает сумма

но возрастает сумма $\left(z + \frac{p}{\gamma} \right)$.

Если рассматривать уравнение Бернулли как уравнение энергии, то каждое слагаемое этого уравнения надо расценивать как некоторую составляющую полной энергии (потенциальную или кинетическую), и каждое из этих слагаемых должно измеряться в единицах работы. Уравнение (3.7) представлено в линейных единицах, поэтому, чтобы перевести его в уравнение работы, надо помножить его на единицу силы; если помножить его, например, на 1 Н, то уравнение не изменится, но размерность каждого слагаемого будет выражена в Н·м (Дж) и, следовательно, представит собой некоторую энергию, отнесенную к 1 Н жидкости, проходящей через данное сечение в 1 с. Такую энергию называют *удельной*. В соответствии с этим z будет удельной потенциальной энергией, обусловленной тем, что данный 1 Н жидкости находится на высоте z (относительно плоскости yx) и может совершать работу, равную z , Дж.

Аналогично $\frac{p}{\gamma}$ будет удельной потенциальной энергией, зависящей от давления p . Таким образом, тот же 1 Н жидкости, находящейся на высоте z , обладает еще энергией давления, равной $\frac{p}{\gamma}$ Дж. Итак, $\frac{p}{\gamma}$ — потенциальная удельная энергия давления.

Величина $\frac{v^2}{2g}$ зависит от скорости, следовательно, это будет удельная кинетическая энергия.

Пьезометрическая линия отделяет область изменения потенциальной энергии от области изменения кинетической энергии.

Легко увидеть, что с энергетической точки зрения уравнение Бернулли показывает, что сумма потенциальной энергии (положения и давления) и кинетической энергии есть величина постоянная, т.е. одинаковая по пути данной элементарной струйки невязкой жидкости. Полная удельная энергия остается неизменной. Таким образом, уравнение Бернулли представляет собой закон сохранения механической энергии при движении идеальной жидкости.

3.5. Уравнение Бернулли для потока с поперечным сечением конечных размеров

В случае плавно изменяющегося течения уравнение Бернулли, составленное для элементарной струйки, можно распространить на поток с поперечным сечением конечных размеров (в таком потоке скорости в различных точках поперечного сечения различны). Течение называют плавно изменяющимся, если угол расхождения между соседними элементарными струйками настолько мал, что составляющими скорости в поперечном сечении можно пренебречь. В этих условиях распределение давления по поперечному сечению следует закону гидростатики, т.е.

величина $\frac{p}{\gamma} + z$ одинакова для всех точек сечения.

Рассмотрим поток как совокупность элементарных струек. Энергия каждой отдельной элементарной струйки

$$dE = \left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} \right) \gamma dQ.$$

Энергия всего потока

$$E = \int \left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} \right) \gamma dQ = \gamma \int \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) dQ + \frac{\gamma}{2g} \int v^2 dQ.$$

Первое слагаемое выражает потенциальную энергию потока; с учетом замечания о плавно изменяющемся течении эта энергия определится следующим образом:

$$\gamma \int \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) dQ = \gamma \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) \int dQ = \gamma \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) Q.$$

Второе слагаемое выражает кинетическую энергию; рассмотрим его более подробно.

Так как $dQ = v d\omega$, то $\frac{\gamma}{2g} \int v^2 dQ = \frac{\gamma}{2g} \int v^3 d\omega$. Местную скорость v можно представить в виде $v = v_{cp} + \epsilon$, где v_{cp} — средняя скорость, а ϵ — разность $v - v_{cp}$ ($\epsilon \geq 0$). С учетом сплошности потока $v_{cp} = v$. Сделав подстановку, получим

$$\frac{\gamma}{2g} \int v^3 d\omega = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} (v + \epsilon)^3 d\omega = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} (v^3 + 3v^2\epsilon + 3v\epsilon^2 + \epsilon^3) d\omega,$$

или

$$\frac{\gamma}{2g} \int v^3 d\omega = \frac{\gamma}{2g} \left(v^3 \omega + 3v \int_{\omega} \epsilon^2 d\omega \right) = \frac{\gamma}{2g} v^3 \omega \left[1 + 3 \frac{\int_{\omega} \epsilon^2 d\omega}{v^2 \omega} \right].$$

Здесь учтено, что $3 \int_{\omega} v^2 \epsilon d\omega = 0$, так как $\int_{\omega} \epsilon d\omega = 0$, и что интеграл $\int_{\omega} \epsilon^3 d\omega \approx 0$, так как малая величина ϵ^3 для разных точек сечения имеет различный знак.

Обозначив для краткости

$$\left[1 + 3 \frac{\int_{\omega} \epsilon^2 d\omega}{v^2 \omega} \right] = \alpha,$$

получим для кинетической энергии потока

$$\frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} v^3 d\omega = \frac{\gamma}{2g} v^3 \alpha \omega = \gamma Q \frac{\alpha v^2}{2g}.$$

В результате для энергии всего потока имеем

$$E = \gamma \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) Q + \gamma \frac{\alpha v^2}{2g} Q,$$

откуда удельная энергия потока

$$E_n = \frac{E}{\gamma Q} = \frac{\gamma \left(z + \frac{p}{\gamma} \right) Q + \gamma \frac{\alpha v^2}{2g} Q}{\gamma Q} = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g},$$

что и определяет собой полную энергию (напор) потока.

Таким образом, уравнение Бернулли для потока отличается от такового для элементарной струйки тем, что здесь скоростной напор, определяемый средней скоростью, дополнен коэффициентом α , носящим название *коэффициента Кориолиса*.

Величина этого коэффициента зависит от степени неравномерности распределения скорости по сечению. Этот коэффициент всегда больше единицы (за исключением случая, когда местные скорости в данном сечении равны между собой, тогда $\alpha = 1$) и при обычном распределении скоростей равняется $\sim 1,1$; во многих случаях (например, при расчете трубопроводов) практически можно полагать $\alpha = 1$.

Для потока вязкой жидкости уравнение Бернулли дополняется четвертым слагаемым — потерянными напором Δh_{ω} , что приводит к записи этого уравнения в виде

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \Delta h_{\omega}. \quad (3.8)$$

Примеры

Пример 3.1. Определить пределы изменения гидравлического радиуса R для канализационных самотечных трубопроводов, если их диаметр d изменяется от 150 до 3500 мм. Расчетное (наибольшее) наполнение: $a = h/d = 0,6$ для труб $d = 150$ мм; $a = h/d = 0,8$ для труб $d = 3500$ мм (рис. 3.5).

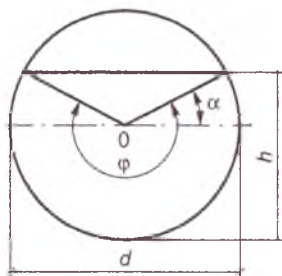


Рис. 3.5

Решение. Гидравлический радиус определяем по формуле

$$R = \omega / \chi,$$

где

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\pi d^2}{4} \frac{\varphi}{2\pi} + \frac{1}{2} \left(h - \frac{d}{2} \right)^2 \sqrt{\left(\frac{d}{2} \right)^2 - \left(h - \frac{d}{2} \right)^2} = \\ &= \frac{\pi d^2}{4} \frac{\varphi}{2\pi} + d^2 (a - 0,5) \sqrt{a(1-a)}; \\ \chi &= \frac{\pi d \varphi}{2\pi}. \end{aligned}$$

Угол α находим из соотношения

$$\sin \alpha = \frac{h - d/2}{d/2} = \frac{ad - 0,5d}{0,5d} = \frac{a}{0,5} - 1;$$

$$\varphi = \pi + 2\alpha.$$

Для трубы $d = 150$ мм

$$\sin \alpha = 0,6/0,5 - 1 = 0,2; \alpha = 0,2 \text{ рад}; \varphi = 3,14 + 2 \cdot 0,2 = 3,54 \text{ рад};$$

$$\omega = \frac{3,14 \cdot 0,15^2 \cdot 3,54}{4 \cdot 6,28} + 0,15^2 (0,6 - 0,5) \sqrt{0,6(1 - 0,6)} = 0,0111 \text{ м}^2;$$

$$\chi = 3,14 \cdot 0,15 \cdot 3,54 / 6,28 = 0,266 \text{ м};$$

$$R = 0,0111 / 0,266 = 0,0417 \text{ м}.$$

Для трубы $d = 3500$ мм

$$\sin \alpha = 0,8/0,5 - 1 = 0,6; \alpha = 0,63 \text{ рад}; \varphi = 3,14 + 2 \cdot 0,63 = 4,4 \text{ рад};$$

$$\omega = \frac{3,14 \cdot 3,5^2 \cdot 4,4}{4 \cdot 6,28} + 3,5^2 (0,8 - 0,5) \sqrt{0,8(1 - 0,8)} = 8,22 \text{ м}^2;$$

$$\chi = 3,14 \cdot 3,5 \cdot 4,4 / 6,28 = 7,7 \text{ м};$$

$$R = 8,22 / 7,7 = 1,07 \text{ м}.$$

Таким образом, гидравлический радиус изменяется от 0,04 до 1,07 м.

Пример 3.2. Определить давление p_1 в сечении 1—1 горизонтально расположенного сопла гидромонитора (рис. 3.6), необхо-

димое для придания скорости воде в выходном сечении 2—2 — $v_2 = 40$ м/с, если скорость движения воды в сечении 1—1 — $v_1 = 3$ м/с.

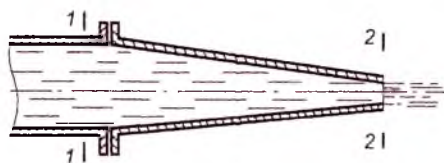


Рис. 3.6

Решение. За расчетные сечения выбираем сечения 1—1 и 2—2, в которых скорости заданы, давление p_1 подлежит определению, а давление p_2 в сечении на выходе из гидромонитора равно атмосферному. Плоскость сравнения следует провести через ось сопла, тогда удельные энергии положения $z_1 = z_2 = 0$ и уравнение Бернулли будет иметь следующий вид:

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

откуда

$$\begin{aligned} p_1 &= p_2 + \frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2) = 100\,000 + \frac{1000}{2}(40^2 - 3^2) = \\ &= 895\,500 \text{ Па} = 0,895 \text{ МПа} = 9,12 \text{ кгс/см}^2. \end{aligned}$$

Пример 3.3. Определить диаметр d суженной части горизонтального трубопровода (рис. 3.7), при котором вода поднимается на высоту $h = 3,5$ м (расход $Q = 6$ л/с, диаметр $D = 10$ см).

Решение. Сечение 1—1 принимаем в суженной части трубы, где нужно определить диаметр d , сечение 2—2 — на выходе из расширенной части трубы, где давление равно атмосферному ($p_2 = p_a$). Плоскость сравнения совместим с осью трубы, тогда $z_1 = z_2 = 0$. С учетом этого уравнение Бернулли получим в виде

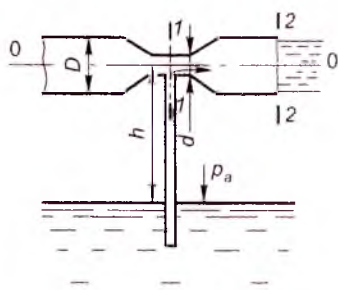


Рис. 3.7

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_a}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g}.$$

Для того чтобы вода поднялась из резервуара на высоту h , удельная энергия давления на поверхности воды в резервуаре $\frac{p_a}{\rho g}$ должна быть на величину h выше, чем удельная энергия давления в сечении $I-I$, т.е.

$$\frac{p_a}{\rho g} = \frac{p_1}{\rho g} + h.$$

Решая совместно эти уравнения, получим

$$\frac{v_1^2}{2g} = h + \frac{v_2^2}{2g}.$$

Используя уравнение неразрывности и уравнение (3.2), получим $v_1 = \frac{Q}{\omega_1} = \frac{4Q}{\pi d^2}$ и $v_2 = \frac{4Q}{\pi D^2}$. Подставляя эти величины в последнее уравнение и решая его относительно диаметра суженной части, получим

$$d = \frac{2\sqrt{Q}}{\sqrt[4]{2g\pi^2 h + \frac{16Q^2}{D^4}}} = \frac{2\sqrt{0,006}}{\sqrt[4]{2 \cdot 9,81 \cdot 3,14^2 \cdot 3,5 + \frac{16 \cdot 0,006^2}{0,1^4}}} = 0,03 \text{ м} = 3 \text{ см}.$$

Контрольные вопросы

1. Объясните понятия: элементарная струйка тока, расход и средняя скорость потока жидкости, живое сечение жидкости.
2. Запишите уравнение Бернулли. Какой физический закон выражает это уравнение?
3. В чем состоит геометрический и энергетический смысл уравнения Бернулли?
4. Поясните, в чем состоит различие уравнений Бернулли для потока с поперечным сечением конечных размеров и для элементарной струйки несжимаемой жидкости.

Глава 4. Гидравлические сопротивления

4.1. Виды гидравлических сопротивлений

При движении жидкости в трубе между нею и стенками трубы возникают дополнительные силы сопротивления, в результате чего частицы жидкости, прилегающие к поверхности трубы, тормозятся. Это торможение благодаря вязкости жидкости передается следующим слоям, причем скорость движения частиц по мере удаления их от оси трубы постепенно уменьшается. Равнодействующая сил сопротивления T направлена в сторону, противоположную движению, и параллельна направлению движения. Это и есть силы гидравлического трения (сопротивления гидравлического трения).

Для преодоления сопротивления трения и поддержания равномерного поступательного движения жидкости необходимо, чтобы на жидкость действовала сила, направленная в сторону ее движения и равная силе сопротивления, т.е. необходимо затрачивать энергию. Энергию или напор, необходимые для преодоления сил сопротивления, называют потеряннной энергией или потеряннным напором.

Потери напора, затрачиваемые на преодоление сопротивления трения, носят название потерь напора на трение или потерь напора по длине потока (линейные потери напора) и обозначают через $h_{тр}$.

Однако трение является не единственной возможной причиной, вызывающей потери напора; резкие изменения сечения также оказывают сопротивление движению жидкости (так называемое сопротивление формы) и вызывают потери энергии. Существуют и другие причины, вызывающие потери напора, например внезапное изменение направления движения жидкости. Потери напора, вызываемые резким изменением конфигурации границ потока (затрачиваемые на преодоление сопротивления формы), называют местными потерями напора или потерями напора на местные сопротивления и обозначают через h_m .

Таким образом, потери напора при движении жидкости складываются из потерь напора на трение и потерь на местные сопротивления, т.е.

$$h_{\omega} = h_{тр} + h_m$$

4.2. Режимы движения жидкостей. Критерий О. Рейнольдса

Наблюдения показывают, что в природе существуют два различных вида движения жидкости: во-первых, слоистое, упорядоченное или ламинарное движение, при котором отдельные слои жидкости скользят друг относительно друга, не смешиваясь между собой, и, во-вторых, неупорядоченное, так называемое турбулентное движение, когда частицы жидкости движутся по сложным, все время изменяющимся траекториям и в жидкости происходит интенсивное перемешивание. Уже давно было известно, что вязкие жидкости (масла) движутся большей частью упорядоченно, а маловязкие жидкости (вода, воздух) почти всегда неупорядоченно. Ясность в вопрос о том, как именно будет происходить движение жидкости в тех или иных условиях, была внесена в 1883 г. в результате опытов английского физика О. Рейнольдса.

О. Рейнольдс установил общие условия, при которых возможны существование ламинарного и турбулентного режима движения жидкости и переход от одного режима к другому. Оказалось, что состояние (режим) потока жидкости в трубе зависит от величины безразмерного числа, которое учитывает основные факторы, определяющие это движение: среднюю скорость v , диаметр трубы d , плотность жидкости ρ и ее абсолютную вязкость μ . Это число (позже ему было присвоено название числа Рейнольдса) имеет вид:

$$\text{Re} = \frac{v d \rho}{\mu} = \frac{v d}{\nu}. \quad (4.1)$$

Величина d в числе Рейнольдса может быть заменена любым линейным параметром, связанным с условиями течения или обтекания (диаметр трубы, диаметр падающего в жидкости шара, длина обтекаемой жидкостью пластинки и др.).

Значение числа Рейнольдса, при котором происходит переход от ламинарного движения к турбулентному, называют критическим числом Рейнольдса и обозначают $\text{Re}_{\text{кр}}$.

При $\text{Re} > \text{Re}_{\text{кр}}$ режим движения является турбулентным, при $\text{Re} < \text{Re}_{\text{кр}}$ — ламинарным. Величина критического числа Рейнольдса зависит от условий входа в трубу, шероховатости ее стенок, отсутствия или наличия первоначальных возмущений в жидкости, конвекционных токов и др.

Вопрос о неустойчивости ламинарного движения и его переходе в турбулентное, а также о величине критического числа Рейнольдса подвергся тщательному теоретическому и экспериментальному изучению, но до сих пор не получил еще достаточно полного решения. Наиболее часто в расчетах принимают для критического числа Рейнольдса значение

$$\text{Re}_{\text{кр}} = 2300, \quad (4.2)$$

отвечающее переходу движения жидкости из турбулентного в ламинарное; при переходе движения из ламинарного в турбулентное критическое число Рейнольдса имеет большую величину (для хорошо закругленного плавного входа оно может быть доведено до 20 000).

Проведенные исследования показывают также, что критическое значение числа Рейнольдса увеличивается в сужающихся трубах и уменьшается в расширяющихся. Это можно объяснить тем, что при ускорении движения частиц жидкости в сужающихся трубах их тенденция к поперечному перемешиванию уменьшается, а при замедленном течении в расширяющихся трубах усиливается.

По критическому значению числа Рейнольдса легко можно найти также критическую скорость, т.е. скорость, ниже которой всегда будет иметь место ламинарное движения жидкости:

$$v_{\text{кр}} = \frac{\text{Re}_{\text{кр}} v}{d} = \frac{2300v}{d}.$$

В трубопроводах систем отопления, вентиляции, газоснабжения, теплоснабжения, водоснабжения и др. движение, как правило, является турбулентным, так как движущаяся среда (вода, воздух, газ, пар) имеет малую вязкость. Так, для газопроводов сети домового потребления числа Рейнольдса бывают обычно не ниже 3000, в городских сетях — не ниже 200 000, в вентиляционных сетях — не ниже 150 000, в сетях сжатого воздуха — не ниже 400 000, в паропроводах центрального отопления — не ниже 30 000, а в паропроводах ТЭЦ достигают $3 \cdot 10^6$ — $5 \cdot 10^6$. Ламинарный режим для воды и воздуха возможен лишь при их движении в трубах очень малого диаметра. Более вязкие жидкости, например масла, могут двигаться ламинарно даже в трубах значительного диаметра.

4.3. Общее выражение для потерь напора на трение при равномерном движении жидкости в трубах

Найдем общее выражение для потерь напора на трение при равномерном движении жидкости в трубах, справедливое как для ламинарного, так и для турбулентного режимов.

При равномерном движении величина средней скорости и распределение скоростей по сечению должны оставаться неизменными по длине трубопровода. Поэтому равномерное движение возможно лишь в трубах постоянного сечения, так как в противном случае при заданном расходе будет изменяться средняя скорость в соответствии с уравнением

$$v = \frac{Q}{\omega} = \text{const.} \quad (4.3)$$

Равномерное движение имеет место в прямых трубах или в трубах с очень большим радиусом кривизны R (прямолинейное движение), так как в противном случае средняя скорость может изменяться по направлению. Это условие может быть записано в виде

$$R \rightarrow \infty.$$

Наконец, условие неизменяемости по длине трубы характера распределения скоростей по живому сечению можно записать в виде

$$\alpha = \text{const}, \quad (4.4)$$

где α — коэффициент Кориолиса (см. п. 3.5).

Последнее условие справедливо лишь для участка, находящегося на большом расстоянии от места входа в трубу.

Рассмотрим равномерное течение жидкости в трубе постоянного диаметра. Выделим два сечения 1 и 2. Потерю напора между этими сечениями определим из уравнения Бернулли:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + h_{\text{тр}}.$$

Из этого уравнения найдем величину потерь энергии $h_{\text{тр}}$

$$h_{\text{тр}} = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right). \quad (4.5)$$

Выражение (4.5) называют уравнением равномерного движения жидкости в трубопроводах.

При горизонтальном расположении трубы $z_1 = z_2$ имеем:

$$h_{\text{тр}} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}. \quad (4.6)$$

4.4. Турбулентное равномерное движение жидкости в трубах. Коэффициент гидравлического трения. График Никурадзе

Равномерное движение жидкости наблюдается в тех случаях, когда живое сечение по длине потока постоянно (например, в напорных трубах постоянного диаметра).

При равномерном движении в трубах потери напора на трение по длине $h_{\text{т}}$ как при турбулентном, так и при ламинарном движении определяют для круглых труб по формуле Дарси-Вейсбаха:

$$h_{\text{т}} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}, \quad (4.7)$$

а для труб любой формы сечения по формуле

$$h_{\text{т}} = \lambda \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g} = \lambda \frac{l}{d_3} \frac{v^2}{2g}. \quad (4.8)$$

В некоторых случаях используют также формулу

$$h_{\text{т}} = \frac{v^2}{C^2 R} l. \quad (4.9)$$

Потери давления на трение по длине определяют по формуле

$$\Delta p_{\text{т}} = \lambda \frac{l}{d_3} \rho \frac{v^2}{2}. \quad (4.10)$$

В этих формулах:

λ — коэффициент гидравлического трения (безразмерный);

l, d, v, R, d_3 — соответственно длина участка трубы или канала, диаметр трубы, средняя скорость течения, гидравлический радиус и эквивалентный диаметр;

C — коэффициент Шези, связанный с коэффициентом гидравлического трения λ зависимостью:

$$C = \sqrt{8g/\lambda}; \lambda = 8g/C^2.$$

Размерность коэффициента Шези — $m^{1/2}/c$.

Для турбулентного и ламинарного течения применяются различные формулы для определения коэффициента гидравлического трения.

Турбулентное течение. При турбулентном течении в напорных трубопроводах круглого сечения коэффициент гидравлического трения λ , входящий в формулу Дарси-Вейсбаха (4.7), зависит от двух безразмерных параметров: числа Рейнольдса $Re = vd/\nu$ и относительной шероховатости k/d , т.е.

$$\lambda = f(Re; k/d). \quad (4.11)$$

Первые систематические опыты для выявления характера зависимости λ от Re и k/d были проведены в 1933 г. И. Никурадзе в гладких латунных трубах и трубах с искусственной равномерно-зернистой шероховатостью из кварцевого песка. Песок с различной высотой бугорков шероховатости k наносился сплошным слоем на внутреннюю поверхность труб разного диаметра; при этом были получены различные значения относительной шероховатости (от $k/d = 0,00197$ до $k/d = 0,066$). В изготовленных таким образом трубах при разных расходах измеряли потерю напора и вычисляли коэффициент λ по формуле Дарси-Вейсбаха.

Результаты опытов Никурадзе представлены в виде графика, показанного на рис. 4.1, где по горизонтальной оси отложены величины $\lg Re$, а по вертикальной — величины $\lg(100\lambda)$. Из рассмотрения этого графика можно сделать следующие выводы.

При ламинарном движении ($Re < 2000$ или $\lg Re < 3,3$) все опытные точки, независимо от шероховатости стенок, ложатся на прямую линию I ; эта линия изображает зависимость (4.11) для ламинарного режима. Таким образом подтверждается, что при ламинарном движении шероховатость не оказывает влияния на сопротивление.

При турбулентном режиме ($Re > 2000$; $\lg Re > 3,3$) опытные точки для некоторых чисел Рейнольдса совпадают с линией II , полученной при испытании гладких труб без искусственной шероховатости, а затем отклоняются от нее в сторону больших значений λ ; чем меньше шероховатость, тем при больших числах Рейнольдса начинается это отклонение; таким образом, при некоторых условиях (малые числа Re , малые значения k/d или

большие r/k , где r — радиус трубы) шероховатость не оказывает влияния на сопротивление также и при турбулентном движении.

При больших числах Рейнольдса коэффициент гидравлического трения перестает зависеть от этого числа (т.е. от вязкости жидкости) и для заданного значения k/d сохраняет постоянную величину.

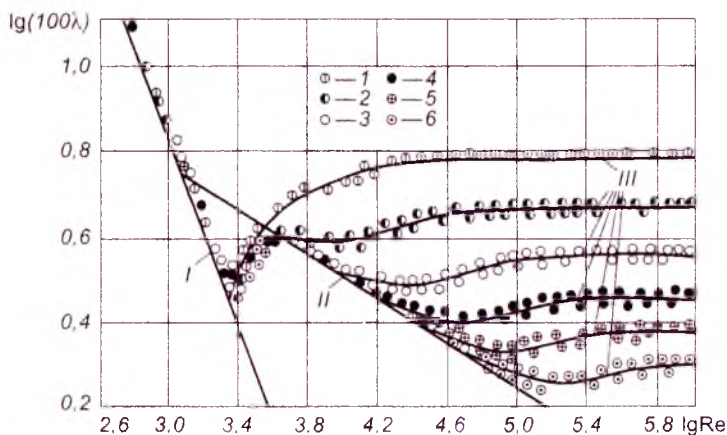


Рис. 4.1. График Никурадзе

I — линия ламинарного движения; *II* — линия гидравлически гладких труб; *III* — линии вполне шероховатых труб; 1 — $r/k = 15$; 2 — $r/k = 30.6$; 3 — $r/k = 60$; 4 — $r/k = 126$; 5 — $r/k = 252$; 6 — $r/k = 507$

Трубы, в которых коэффициент гидравлического трения λ не зависит от вязкости жидкости (числа Рейнольдса), а зависит только от относительной шероховатости, называют *вполне шероховатыми*. Трубы же, в которых коэффициент λ вовсе не зависит от шероховатости стенок, а зависит только от числа Рейнольдса, называют *гидравлически гладкими*. Из графика Никурадзе видно, что одна и та же труба в одних условиях может быть гидравлически гладкой, а в других — вполне шероховатой. Область движения, в которой λ зависит и от Re , и от k/d , называют *переходной* (область смешанного трения).

Полученным результатам можно дать следующее физическое истолкование. При малых числах Рейнольдса жидкость обтекает выступы шероховатости без образования и отрыва вихрей благодаря значительному влиянию вязкости жидкости; свойства поверхности стенок труб не оказывают при этом влияния на сопротивление и кривые $\lambda = f(Re)$ совпадают с прямой *II* (для глад-

ких труб). Когда же с увеличением скорости (т.е. числа Рейнольдса) от бугорков шероховатости начинают отрываться вихри, то свойства поверхности уже оказывают влияние на сопротивление и кривые $\lambda = f(\text{Re})$ отклоняются от линии гладкого трения.

В результате опытов Никурадзе и других исследователей сопротивлений трубопроводов были предложены различные эмпирические формулы для определения коэффициента гидравлического трения λ .

Для гидравлически гладких труб широкое распространение получила формула Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}. \quad (4.12)$$

Для полиэтиленовых водопроводных труб, обычно работающих в области гидравлически гладких труб, применяют формулу Ф.А. Шевелева

$$\lambda = \frac{0,0134}{(dv)^{0,226}}. \quad (4.13)$$

Здесь v — скорость потока.

Для вполне шероховатых труб применяют формулу Б.Л. Шифринсона:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{k}{d} \right)^{0,25}.$$

При использовании кривых, полученных Никурадзе, для практических расчетов возникли, однако, значительные трудности. Применяемые в технике материалы (металлы, дерево, камень) отличаются друг от друга не только средней высотой выступов шероховатости. Опыты показывают, что даже при одной и той же абсолютной шероховатости (средняя высота выступов шероховатости k) трубы из разного материала могут иметь совершенно различную величину коэффициента гидравлического трения λ в зависимости от формы выступов, густоты и характера их расположения и т.д. Учесть влияние этих факторов непосредственными измерениями практически невозможно. В связи с этим в практику гидравлических расчетов было введено представление об эквивалентной равномерно-зернистой шероховатости k_z . Под *эквивалентной шероховатостью* понимают такую высоту выступов шероховатости, сложенной из песчинок одинакового размера (шероховатость Никурадзе), которая дает при подсчетах

одинаковую с заданной шероховатостью величину коэффициента гидравлического трения. Таким образом, эквивалентная шероховатость трубопроводов из различных материалов определяется не непосредственными измерениями высоты выступов, а находится с помощью гидравлических испытаний трубопроводов.

Значения коэффициента эквивалентной шероховатости k_s для различных видов труб представлены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

**Эквивалентная шероховатость
для различных видов труб**

Материал и вид трубы	Состояние трубы	k_s , мм*
Гнутые трубы из стекла и цветных металлов	Новые, технически гладкие	$\frac{0 - 0,002}{0,001}$
Бесшовные стальные трубы	Новые и чистые, тщательно уложенные	$\frac{0,01 - 0,02}{0,014}$
	После нескольких лет эксплуатации	$\frac{0,15 - 0,3}{0,2}$
Стальные трубы сварные	Новые и чистые	$\frac{0,03 - 0,1}{0,06}$
	С незначительной коррозией после очистки	$\frac{0,1 - 0,2}{0,15}$
	Умеренно заржавевшие	$\frac{0,3 - 0,7}{0,5}$
	Старые заржавевшие	$\frac{0,8 - 1,5}{1}$
	Сильно заржавевшие или с большими отложениями	$\frac{2 - 4}{3}$
Клепанные стальные трубы	Легко клепанные	0,5—3
	Сильно клепанные	До 9
Оцинкованные железные трубы	Новые и чистые	$\frac{0,1 - 0,2}{0,15}$
	После нескольких лет эксплуатации	$\frac{0,4 - 0,7}{0,5}$
Чугунные трубы	Новые асфальтированные	$\frac{0 - 0,16}{0,12}$
	Новые без покрытия	$\frac{0,2 - 0,5}{0,3}$
	Бывшие в употреблении	$\frac{0,5 - 1,5}{1}$
	Очень старые	До 3

Материал и вид трубы	Состояние трубы	k_3 , мм*
Деревянные трубы	Из деревянных клепок, тщательно остроганных	$\frac{0,1 - 0,3}{0,15}$
	Из обычных деревянных клепок	$\frac{0,3 - 1}{0,5}$
	Из неоструганных досок	$\frac{1 - 2,5}{2}$
Фанерные трубы	Новые	$\frac{0,02 - 0,05}{0,03}$
Асбестоцементные трубы	»	$\frac{0,05 - 0,1}{0,085}$
Бетонные трубы	Новые из предварительно напряженного бетона	$\frac{0 - 0,05}{0,03}$
	Новые центробежные	$\frac{0,15 - 0,3}{0,2}$
	Бывшие в употреблении	$\frac{0,3 - 0,8}{0,5}$
	Из необработанного бетона	1—3

* Под чертой даны средние значения.

В табл. 4.2 приведены значения коэффициента гидравлического трения λ , вычисленные по формуле Блазиуса (4.12).

Т а б л и ц а 4.2

Коэффициент λ (по Блазиусу)

Re	0	1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000
0	—	—	—	0,0427	0,0401	0,0376	0,0359	0,0346	0,0335	0,0325
10 000	0,0316	0,0309	0,0303	0,0296	0,0291	0,0286	0,0281	0,0277	0,0273	0,0269
20 000	0,0266	0,0262	0,0259	0,0256	0,0253	0,0251	0,0249	0,0246	0,0244	0,0242
30 000	0,0240	0,0238	0,0236	0,0235	0,0233	0,0231	0,0230	0,0228	0,0227	0,0225
40 000	0,0224	0,0222	0,0221	0,0220	0,0218	0,0217	0,0216	0,0215	0,0214	0,0213
50 000	0,0212	—	0,0209	—	0,0208	—	0,0206	—	0,0204	—
60 000	0,0202	—	0,0200	—	0,0199	—	0,0197	—	0,0196	—
70 000	0,0195	—	0,0193	—	0,0192	—	0,0190	—	0,0189	—
80 000	0,0188	—	0,0187	—	0,0186	—	0,0185	—	0,0183	—
90 000	0,0182	—	0,0181	—	0,0180	—	0,0180	—	0,0179	—

При определении коэффициента гидравлического трения для труб некруглого сечения можно пользоваться приведенными выше формулами, подставляя в них вместо диаметра d эквива-

лентный диаметр d_3 или учетверенный гидравлический радиус $4R$.

Ламинарное течение. При ламинарном течении в круглых трубах коэффициент гидравлического трения вычисляют по формуле

$$\lambda = 64/Re, \quad (4.14)$$

а для труб любой формы сечения — по формуле

$$\lambda_{\square} = A/Re_{\square}, \quad (4.15)$$

где A — коэффициент, численное значение которого зависит от формы поперечного сечения трубы, а число Рейнольдса определяется по формуле

$$Re_{\square} = vd_3/\nu, \quad (4.16)$$

где $d_3 = 4R = 4\omega/\chi$.

Значения коэффициента формы A и эквивалентного диаметра d_3 для труб с различной формой поперечного сечения приведены в приложении 1.

Подставляя формулу (4.14) в выражение (4.7), получаем зависимость для определения потерь напора по длине при ламинарном движении в круглых трубах в виде

$$h_{\lambda} = \frac{32\nu l v}{gd^2}. \quad (4.17)$$

Формула (4.17) получена теоретически Пуазейлем. В соответствии с этой формулой потери напора по длине при ламинарном течении прямо пропорциональны скорости в первой степени и не зависят от состояния стенок трубы (их шероховатости).

4.5. Местные гидравлические сопротивления.

Потери напора при изменении сечения потока.

Формула Борда.

Местные потери напора обуславливаются преодолением местных сопротивлений, создаваемых фасонными частями, арматурой и прочим оборудованием трубопроводных сетей. Местные сопротивления вызывают изменение величины или направления скорости движения жидкости на отдельных участках трубопровода, что связано с появлением дополнительных потерь напора. Движение в трубопроводе при наличии местных сопротивлений является неравномерным. Потери напора в местных сопротив-

лениях h_m (местные потери напора) вычисляются по формуле Вейсбаха:

$$h_m = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (4.18)$$

где v — средняя скорость в сечении, как правило, расположенном ниже по течению за данным сопротивлением;

ζ — безразмерный коэффициент местного сопротивления.

Для определения потерь давления Δp_m формула (4.18) преобразуется к виду:

$$\Delta p_m = \zeta \rho v^2 / 2. \quad (4.19)$$

Значения коэффициентов местных сопротивлений зависят от конфигурации местного сопротивления и режима потока, подходящего к сопротивлению; этот режим определяется коэффициентом гидравлического трения λ подходящего потока, т.е. числом Рейнольдса и относительной шероховатостью.

Внезапное расширение трубопровода. Потери напора при внезапном расширении трубопровода находят по формуле Борда:

$$h_{\text{вн.р}} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \zeta_{\text{вн.р.1}} \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_{\text{вн.р.2}} \frac{v_2^2}{2g},$$

где v_1 и v_2 — средние скорости течения соответственно до и после расширения.

Таким образом, потеря напора при внезапном расширении трубопровода равна скоростному напору от потерянной скорости.

Коэффициент местного сопротивления в формуле Вейсбаха (4.18) определяется выражениями:

$$\zeta_{\text{вн.р.1}} = (1 - \omega_1/\omega_2)^2; \quad (4.20)$$

$$\zeta_{\text{вн.р.2}} = (\omega_2/\omega_1 - 1)^2, \quad (4.21)$$

где ω_1 и ω_2 — площади сечений трубопровода соответственно до и после расширения.

Значения $\zeta_{\text{вн.р.2}}$ приведены в приложении 2.

Внезапное сужение трубопровода. Коэффициент местного сопротивления при внезапном сужении

$$\zeta_{\text{вн.с}} = (1/\varepsilon - 1)^2, \quad (4.22)$$

где ϵ — коэффициент сжатия струи, представляющий собой отношение площади сечения сжатой струи в узком трубопроводе $\omega_{сж}$ к площади сечения узкой трубы ω_2 (рис. 4.2):

$$\epsilon = \omega_{сж} / \omega_2. \quad (4.23)$$

Коэффициент сжатия струи ϵ зависит от степени сжатия потока

$$n = \omega_2 / \omega_1 \quad (4.24)$$

и может быть найден по формуле А.Д. Альтшуля:

$$\epsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n}. \quad (4.25)$$

Значения ϵ , подсчитанные по формуле (4.25), приведены в табл. 4.3.

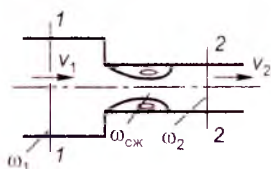


Рис. 4.2. Внезапное сужение трубопровода

Т а б л и ц а 4.3

Коэффициенты сжатия струи

n	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
ϵ	0,609	0,613	0,618	0,623	0,631	0,642	0,656	0,678	0,713	0,785	1

Диафрагма на трубопроводе. Коэффициент местного сопротивления диафрагмы, расположенной внутри трубы постоянно го сечения (отнесенный к сечению трубопровода),

$$\zeta_{\text{диафр}} = \left(\frac{1}{n_{\text{диафр}} \epsilon} - 1 \right)^2, \quad (4.26)$$

где $n_{\text{диафр}} = \omega_0 / \omega$ — отношение площади отверстия диафрагмы ω_0 к площади сечения трубы ω (рис. 4.3).

Значения $\zeta_{\text{диафр}}$, найденные по формуле (4.26), приведены в приложении 3.

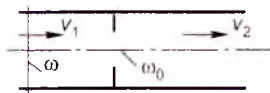


Рис. 4.3. Диафрагма на трубе постоянного сечения

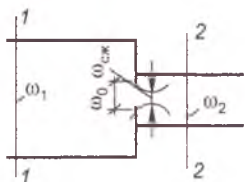


Рис. 4.4. Диафрагма на трубопроводе в месте изменения диаметра

Для диафрагмы, расположенной на выходе в трубопровод другого диаметра (рис. 4.4),

$$\zeta_{\text{диафр}} = \left(\frac{1}{n_{\text{диафр}} \varepsilon} - \frac{1}{m} \right)^2, \quad (4.27)$$

где $m = \omega_2/\omega_1$; $n_{\text{диафр}} = \omega_0/\omega_1$;

$\zeta_{\text{диафр}}$ — коэффициент сопротивления, отнесенный к сечению узкого трубопровода.

Вход в трубу из резервуара. Для коэффициента сопротивления следует принимать следующие значения:

при острых	кромках	$\zeta_{\text{вх}} = 0,4-0,5$	
»	закругленных	»	$\zeta_{\text{вх}} = 0,2$
»	весьма плавном	входе	$\zeta_{\text{вх}} = 0,05$

Выход из трубы в резервуар, в реку и т.д. Коэффициент сопротивления $\zeta_{\text{вых}}$, отнесенный к сечению трубы,

$$\zeta_{\text{вых}} = \frac{v_1^2}{2g}, \quad (4.28)$$

где v_1 — средняя скорость течения воды в трубе.

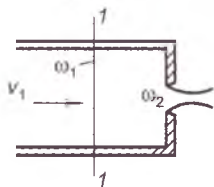


Рис. 4.5. Выход из трубы через диафрагму

При выходе из трубы через диафрагму в конце трубопровода (рис. 4.5)

$$\zeta_{\text{вых}} = \left(\frac{1}{n \varepsilon} \right)^2. \quad (4.29)$$

Значения коэффициента $\zeta_{\text{вых}}$, определенные по формуле (4.29), приведены в приложении 4.

Сварные стыки на трубопроводах. Коэффициент сопротивления стыка может быть найден по формуле:

$$\zeta_{\text{ст}} = 14 (\delta/d)^{3/2}, \quad (4.30)$$

где δ — эквивалентная высота сварного стыка: для стыков с подкладными кольцами $\delta = 5$ мм; для стыков электродуговой и контактной сварки $\delta = 3$ мм.

Значения коэффициента $\zeta_{\text{ст}}$, подсчитанные по формуле (4.30), даны в приложении 5.

Возрастание сопротивления, вызываемое стыками, можно определить по формуле

$$K = 1 + \frac{\zeta_{\text{ст}} d}{\lambda l}, \quad (4.31)$$

где $K = \lambda_1/\lambda$ — относительное увеличение сопротивления трубопровода (отношение сопротивления трубопровода со стыками к сопротивлению трубопровода без стыков);

l — расстояние между стыками (длина труб).

Теоретические значения коэффициента сопротивления при внезапном изменении сечения трубопровода (для квадратичной области сопротивления) приведены в табл. 4.4.

Т а б л и ц а 4.4

Коэффициенты сопротивления при внезапном изменении сечения трубопровода

Местное сопротивление	Эскиз	Коэффициент сопротивления							
Внезапное расширение трубопровода (Борда)		$\zeta_{\text{вн.р.л}} = (1 - n)^2;$ $n = \frac{\omega_2}{\omega_1}$							
Внезапное сужение трубопровода (Идельчик, Альтшуль)		$\zeta_{\text{вн.с}} = 0,5(1 - n);$ $\zeta_{\text{вн.с}} = \left(\frac{1}{\epsilon} - 1\right)^2;$ $\epsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n}$							
Диафрагма в трубе постоянного сечения (Альтшуль)		$\zeta_{\text{диафр}} = \left(\frac{1}{n_{\text{диафр}} \epsilon} - 1\right)^2;$ $\epsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n_{\text{диафр}}}$							
Диафрагма в трубе постоянного сечения (Ханеманн)		$n_{\text{диафр}}$	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
	$\zeta_{\text{диафр}}$	34 200	308	67,3	25,6	12,1	6,2	3,3	
		$n_{\text{диафр}}$	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
	$\zeta_{\text{диафр}}$	17 700	153	32,2	11,6	5,2	2,5	1,3	
Вход в трубу из резервуара через диафрагму (Альтшуль)		$\zeta_{\text{вх}} = \left(\frac{1,63}{n} - 1\right)^2;$ $n = \frac{\omega_0}{\omega}$							

4.6 Потери напора при изменении направления потока

Постепенное расширение трубопровода. Коэффициент сопротивления для конически расходящихся переходных конусов (диффузоров) зависит от угла конусности и соотношения диаметров. Для коротких конусов коэффициент сопротивления, относенный к более широкому сечению, можно найти по формуле:

$$\zeta_{п.р} = K_{п.р}(\omega_2/\omega_1 - 1)^2, \quad (4.32)$$

где $K_{п.р}$ — коэффициент смягчения при постепенном расширении, зависящий от угла конусности α (рис. 4.6); значения $K_{п.р}$ приведены в табл. 4.5 (по данным А.Д. Альтшуля и В.И. Калицуна).

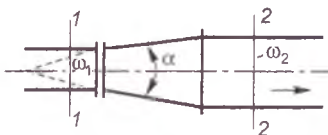


Рис. 4.6. Постепенное расширение трубопровода

Таблица 4.5

Зависимость коэффициента смягчения от угла конусности расширения трубопровода

α , град	4	8	15	30	60	90
$K_{п.р}$	0,08	0,16	0,35	0,80	0,95	1,07

Для длинных конусов нужно учитывать также потери по длине.

Постепенное сужение трубопровода. Коэффициент сопротивления для сходящихся переходных конусов (конфузоров) зависит от угла конусности и соотношения диаметров. Для коротких конусов он может быть найден по формуле

$$\zeta_{п.с} = K_{п.с}(1/\epsilon - 1)^2, \quad (4.33)$$

где $K_{п.с}$ — коэффициент смягчения при постепенном сужении, зависящий от угла конусности α ; значения $K_{п.с}$ приведены в табл. 4.6 (по данным А.Д. Альтшуля и В.И. Калицуна).

Резкий поворот трубы круглого поперечного сечения на угол α . Коэффициент сопротивления можно найти по формуле:

$$\zeta_{\alpha} = \zeta_{90^{\circ}} (1 - \cos \alpha), \quad (4.34)$$

где $\zeta_{90^{\circ}}$ — значение коэффициента сопротивления для угла 90° (приложение 6); для ориентировочных расчетов следует принимать $\zeta_{90^{\circ}} = 1$.

Т а б л и ц а 4.6

**Зависимость коэффициента смягчения
от угла конусности сужения трубопровода**

α , град	10	20	40	60	80	100	140
$K_{нс}$	0,40	0,25	0,20	0,20	0,30	0,40	0,60

Плавный поворот трубы круглого поперечного сечения (закругленное колено, отвод). Коэффициент сопротивления рекомендуется находить из формулы (рис. 4.7)

$$\zeta_{\alpha} = \zeta_{90^{\circ}} a. \quad (4.35)$$

Значения параметра a приведены в приложении 7.

Коэффициент $\zeta_{90^{\circ}}$ определяется по формуле А.Д. Альтшуля [1]:

$$\zeta_{90^{\circ}} = [0,2 + 0,001(100\lambda)^8] \sqrt{d/R}, \quad (4.36)$$

где d — диаметр трубопровода;
 R — радиус закругления.

Потери напора в запорных устройствах трубопроводов. Значения коэффициентов местных сопротивлений для некоторых запорных устройств (задвижка, вентиль, дроссель, кран и др.) приведены в приложениях 8 и 9.

Теоретические значения коэффициента сопротивления для задвижки можно найти также по формуле:

$$\zeta = \left(\frac{\omega}{\omega_0 \epsilon} - 1 \right)^2, \quad (4.37)$$

где ω_0 — площадь сечения, не стесненная запорным приспособлением;

ω — площадь сечения трубы.

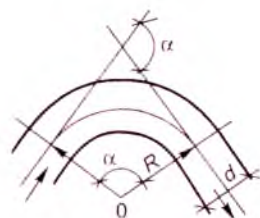


Рис. 4.7. Плавный поворот трубы круглого сечения

4.7. Местные потери в трубах при малых числах Рейнольдса

Приведенные выше формулы относятся к турбулентному течению с большими числами Рейнольдса, когда влияние вязкости жидкости проявляет себя лишь в слабой степени. При движении жидкости с малыми числами Рейнольдса коэффициенты местных сопротивлений зависят не только от геометрических характеристик сопротивления, но и от числа Рейнольдса и могут быть при ориентировочных расчетах найдены по формуле А.Д. Альтшуля:

$$\zeta = A/Re + \zeta_{кв}, \quad (4.38)$$

где $\zeta_{кв}$ — значение коэффициента местного сопротивления в квадратичной области;

Re — число Рейнольдса, отнесенное к нестесненному сечению трубопровода.

Значения параметра A и $\zeta_{кв}$ для некоторых местных сопротивлений приведены в табл. 4.7.

Т а б л и ц а 4.7

П а р а м е т р ы A и $\zeta_{кв}$ для местных сопротивлений

Устройство	A	$\zeta_{кв}$	Устройство	A	$\zeta_{кв}$
Пробочный кран	150	0,4	Тройник	150	0,3
Вентиль:			Задвижка:		
обыкновенный	3000	6	полностью открытая	75	0,15
«Косва»	900	2,5	$n = 0,75$	350	0,2
угловой	400	0,8	$n = 0,5$	1300	2
шаровой клапан	5000	45	$n = 0,25$	3000	20
Угольник:			Диафрагма:		
90°	400	1,4	$n = 0,64$	70	1
135°	600	0,4	$n = 0,4$	120	7
Колено 90°	130	0,2	$n = 0,16$	500	70
Выход из трубы в бак	30	1	$n = 0,05$	3200	800
Вход из бака в трубу	30	0,5			

П р и м е ч а н и е. Для арматуры, полностью открытой, и при отсутствии необходимых данных о значении A можно принимать $A = 500 \zeta_{кв}$.

Примеры

Пример 4.1. Для ограничения расхода воды в водопроводной линии установлена диафрагма. Избыточные давления в трубе до и после диафрагмы постоянны и равны соответственно $p_1 = 6,37 \times 10^4$ Па и $p_2 = 2,05 \cdot 10^4$ Па. Диаметр трубы $D = 0,076$ м. Опре-

делить необходимый диаметр отверстия диафрагмы d с таким расчетом, чтобы расход в линии был равен $Q = 0,0059 \text{ м}^3/\text{с}$.

Решение. Потеря напора в диафрагме

$$h = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} = \frac{6,37 \cdot 10^4 - 2,05 \cdot 10^4}{998,2 \cdot 9,8} = 4,4 \text{ м.}$$

Скорость воды в трубопроводе

$$v = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 0,0059}{3,14 \cdot 0,076^2} = 1,28 \text{ м/с.}$$

Из формулы Вейсбаха (4.18)

$$h = \zeta \frac{v^2}{2g}$$

имеем:

$$\zeta_{\text{диафр}} = \frac{2gh}{v^2} = \frac{2 \cdot 9,8 \cdot 4,4}{1,28^2} = 52,3.$$

Этому значению коэффициента сопротивления $\zeta_{\text{диафр}}$ соответствует отношение площадей сечения $n = d^2/D^2$, которое можно определить из формулы (4.26):

$$\zeta_{\text{диафр}} = \left(\frac{1}{n\epsilon} - 1 \right)^2 = 52,3,$$

где коэффициент сжатия струи находим по формуле (4.25)

$$\epsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n}.$$

Таким образом,

$$\left[\frac{1}{n \left(0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n} \right)} - 1 \right]^2 = 52,3;$$

$$\frac{1}{n \left(0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n} \right)} = 7,4 + 1 = 8,4;$$

$$1 = 4,79n + \frac{0,361n}{1,1 - n};$$

$$n^2 - 1,32n + 0,23 = 0;$$

$$n = 0,66 - \sqrt{0,435 - 0,23} = 0,205.$$

Находим диаметр отверстия диафрагмы:

$$d = D\sqrt{n} = 0,076\sqrt{0,205} = 0,0345 \text{ м.}$$

Коэффициент сжатия струи

$$\epsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - 0,205} = 0,618.$$

Пример 4.2. Горизонтальная труба диаметром $d = 0,1$ м внезапно переходит в трубу диаметром $d_2 = 0,15$ м. Проходящий расход воды $Q = 0,03$ м³/с. Требуется определить: а) потери напора при внезапном расширении трубы; б) разность давлений в обеих трубах; в) потери напора и разность давлений для случая, когда вода будет течь в противоположном направлении (т.е. из широкой трубы в узкую); г) разность давлений при постепенном расширении трубы (считая потери напора пренебрежимо малыми).

Решение. а) Находим потери напора при внезапном расширении трубопровода по формуле Борда:

$$h_{\text{вн.р}} = \left(\frac{v_1 - v_2}{2g} \right)^2;$$

$$v_1 = \frac{Q}{\omega_1} = \frac{0,03 \cdot 4}{3,14 \cdot 10^{-2}} = 3,84 \text{ м/с};$$

$$v_2 = (d_1 / d_2)^2 v_1 = (0,1 / 0,15)^2 3,82 = 1,75 \text{ м/с};$$

$$h_{\text{вн.р}} = \frac{(3,84 - 1,75)^2}{2 \cdot 9,81} = 0,22 \text{ м.}$$

б) Находим разность давлений в узкой и широкой трубах из уравнения Бернулли:

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{\text{вн.р}};$$

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho g} = \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} - h_{\text{вн.р}}$$

или

$$\begin{aligned} p_2 - p_1 &= \rho(v_1^2 - v_2^2) / 2 - h_{\text{вн.р}} \rho g = \\ &= 998,2(3,84^2 - 1,75^2) / 2 - 0,22 \cdot 998,2 \cdot 9,8 = 3245 \text{ Па.} \end{aligned}$$

в) При изменении направления движения на обратное, т.е. из широкой трубы в узкую, скорость в сжатом сечении

$$v_{\text{сж}} = \frac{\omega_1}{\omega_{\text{сж}}} v_1 = \frac{v_1}{\varepsilon}.$$

Степень сжатия потока

$$n = d_1^2 / d_2^2 = 0,1^2 / 0,15^2 = 0,446.$$

Коэффициент сжатия струи по формуле (4.25)

$$\varepsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n} = 0,64;$$

$$\begin{aligned} h_{\text{вн.р}} &= \frac{(v_{\text{сж}} - v_1)^2}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} \left(\frac{\omega_1}{\omega_{\text{сж}}} - 1 \right)^2 = \\ &= \frac{v_1^2}{2g} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 = \frac{3,82^2}{2 \cdot 9,8} \left(\frac{1}{0,64} - 1 \right)^2 = 0,23 \text{ м.} \end{aligned}$$

Разность давлений

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho g} = \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} + h_{\text{вн.с}} = 0,595 + 0,23 = 0,82 \text{ м; } p_2 - p_1 = 8000 \text{ Па.}$$

г) Если бы был обеспечен плавный переход от трубы узкого сечения к трубе широкого сечения, то разность давлений была бы равна:

$$\begin{aligned} \frac{p_2 - p_1}{\rho g} &= \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g} = \frac{10,86}{2 \cdot 9,81} = 0,595 \text{ м;} \\ p_2 - p_1 &= 5840 \text{ Па.} \end{aligned}$$

Пример 4.3. Определить потери давления при движении масла в радиаторе (рис. 4.8), если расход масла $Q = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$. Диаметр коллектора радиатора $d_0 = 0,03 \text{ м}$, диаметр трубок $d_{\text{тр}} = 0,01 \text{ м}$, длина их $l_{\text{тр}} = 1 \text{ м}$. Плотность масла $\rho = 900 \text{ кг/м}^3$, кинематическая вязкость $\nu = 6,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$.

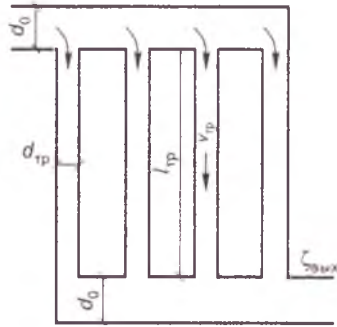


Рис. 4.8

Решение. Скорость течения масла в коллекторах

$$v = \frac{4Q}{\pi d_0^2} = \frac{4 \cdot 2 \cdot 10^{-4}}{3,14 \cdot 0,03^2} = 0,28 \text{ м/с.}$$

Найдем потери давления в трубках по длине и потери на местные сопротивления. Все четыре трубки находятся в одинаковых условиях; следовательно, расход в каждой из них

$$Q_{\text{тр}} = \frac{1}{4}Q = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с.}$$

Скорость течения масла в трубке

$$v_{\text{тр}} = \frac{4Q_{\text{тр}}}{\pi d_{\text{тр}}^2} = \frac{4 \cdot 5 \cdot 10^{-5}}{3,14 \cdot 0,01^2} = 0,63 \text{ м/с.}$$

Число Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{v_{\text{тр}} d_{\text{тр}}}{\nu} = \frac{0,63 \cdot 0,01}{6,5 \cdot 10^{-5}} = 97.$$

Таким образом, течение в трубках ламинарное. Потери давления по длине находим по формуле (4.17)

$$\begin{aligned} \Delta p_{\text{л}} &= \frac{32 \cdot \rho \nu l_{\text{тр}} v_{\text{тр}}}{d_{\text{тр}}^2} = \frac{32 \cdot 900 \cdot 6,5 \cdot 10^{-5} \cdot 1 \cdot 0,63}{0,01^2} = 1,15 \cdot 10^4 \text{ Па} = \\ &= 11,5 \text{ кПа.} \end{aligned}$$

Потери давления в местных сопротивлениях определяем по формуле (4.19)

$$\Delta p_M = \Delta p_{M.VX} + \Delta p_{M.VYX} = \zeta_{VX} \rho v_{TP}^2 / 2 + \zeta_{VYX} \rho v_{TP}^2 / 2.$$

Коэффициенты местных сопротивлений вычисляем по формуле (4.38)

$$\zeta = A/Re + \zeta_{KB}.$$

По табл. 4.7 находим для входа в трубки: $\zeta_{VX.KB} = 0,5$ и $A = 30$; для выхода из трубок $\zeta_{VYX.KB} = 1$ и $A = 30$. Подставляя найденные значения, получаем:

$$\zeta_{VYX} = 30/97 + 1 = 1,3; \quad \zeta_{VX} = 30/97 + 0,5 = 0,8.$$

Тогда

$$\Delta p_M = 1,3 \cdot 900 \cdot 0,282^2 / 2 + 0,8 \cdot 900 \cdot 0,282^2 / 2 = 0,07 \text{ кПа.}$$

Общие потери давления при движении масла в радиаторе

$$\Delta p_{\text{пот}} = \Delta p_L + \Delta p_M = 11,5 + 0,07 = 11,57 \text{ кПа.}$$

Контрольные вопросы

1. Назовите причины, вызывающие потери напора жидкости в трубах.
2. Назовите виды режимов течения жидкости. В чем их принципиальные отличия?
3. Запишите выражение числа Рейнольдса и поясните его смысл.
4. Запишите формулу Дарси-Вейсбаха и поясните ее смысл.
5. От каких параметров зависит коэффициент гидравлического трения при турбулентном течении жидкости? Поясните график Никурадзе.
6. От каких параметров зависит коэффициент гидравлического трения при ламинарном течении жидкости? Запишите формулу Пуазейля.
7. Чем обусловлены местные потери напора? Запишите формулу Борда и укажите, для какой геометрии трубопровода эта формула применяется.

Глава 5. Гидравлический расчет трубопроводов

5.1. Трубопроводы и их виды. Гидравлический расчет короткого трубопровода

Трубопроводы делятся на короткие и длинные. В длинных трубопроводах потери напора по длине значительно больше местных потерь напора, а в коротких эти потери соизмеримы между собой. Ориентировочно считают при длине $l < 50$ м трубопровод коротким, а при $l > 100$ м длинным. При $l = 50-100$ м, в зависимости от соотношения потерь напора, трубопровод может быть длинным или коротким.

Короткие трубопроводы рассчитывают непосредственно по уравнению Бернулли, представленному в виде

$$H_n + B_n Q^2 = H_k + B_k Q^2 + \sum S_0 Q^2 l + \sum B \zeta Q^2. \quad (5.1)$$

Здесь $B = \frac{8}{g\pi^2 d_p^4}$ — величина, зависящая от расчетного диаметра трубы и определяемая по табл. 5.1 и 5.2; ζ — коэффициент

местных сопротивлений; $S_0 = \frac{8\lambda}{\pi^2 g d_p^5}$ — удельное сопротивление

трубы; l — длины участков трубопровода; H_n, H_k — пьезометрические напоры в начале и в конце трубопровода, определяемые по формуле

$$H = z + \frac{p}{\rho g}, \quad (5.2)$$

где z — геодезическая отметка какой-либо точки трубопровода;

p — избыточное давление в этой точке; $\frac{p}{\rho g}$ — пьезометрическая высота (свободный напор).

Удельные сопротивления $S_{0кв}$ для бывших в эксплуатации стальных и чугунных труб, работающих в квадратичной области сопротивления (при скорости $v \geq 1,2$ м/с) с учетом гидравлического коэффициента трения λ по формулам Ф.А. Шевелева (4.13), приведены в табл. 5.1.

При скоростях движения воды в трубе $v < 1,2$ м/с удельные сопротивления S_0 определяют по формуле

$$S_0 = S_{0\text{КВ}} \theta, \quad (5.3)$$

где θ — поправочный коэффициент, определяемый в зависимости от скорости:

Скорость v , м/с	0,2	0,4	0,6	0,8	0,9	1	1,1	1,2
Коэффициент θ	1,41	1,2	1,11	1,06	1,04	1,03	1,015	1

Т а б л и ц а 5.1

К определению коэффициентов B и $S_{0\text{КВ}}$ в уравнении Бернулли

Диаметр условного прохода d , мм	Стальные трубы			Чугунные трубы		
	Расчетный внутренний диаметр d_p , мм	B , $\text{с}^2/\text{м}^5$	$S_{0\text{КВ}}$, $\text{с}^2/\text{м}^6$	Расчетный внутренний диаметр d_p , мм	B , $\text{с}^2/\text{м}^5$	$S_{0\text{КВ}}$, $\text{с}^2/\text{м}^6$
50	64	4920	3686	51,6	11 690	11 540
60	70	3440	2292	—	—	—
75	83	1741	929	—	—	—
80	95	1014	454	82,6	1178	953
100	114	506,5	173	102	754,7	312
125	133	264,2	76,4	127,2	316,2	96,7
150	158	132,7	30,7	152,4	153,25	37,1
175	170	98,9	20,8	—	—	—
200	209	43,3	6,96	202,6	49,23	8,09
250	260	18,07	2,19	253	20,2	2,53
300	311	8,84	0,85	304,4	9,62	0,95
350	363	4,76	0,373	352,4	5,37	0,437
400	414	2,81	0,186	401,4	3,2	0,219
450	466	1,753	0,099	450,6	2	0,199
500	516	1,15	0,058	500,8	1,315	0,0678
600	616	0,574	0,0226	600,2	0,637	0,026
700	706	0,332	0,011	699,4	0,346	0,0115
800	804	0,197	0,00551	799,8	0,202	0,00567
900	904	0,124	0,00296	899,2	0,127	0,00305
1000	1004	0,0812	0,0017	998,4	0,0832	0,00175
1200	1202	0,0397	0,00654	1199,2	0,0399	0,000663
1400	1400	0,0215	0,000292	—	—	—
1500	1500	0,0163	0,000202	—	—	—
1600	1600	0,0126	0,000144	—	—	—

Удельные сопротивления S_0 , $\text{с}^2/\text{м}^6$, асбестоцементных и полиэтиленовых труб определяются в зависимости от скорости движения воды по табл. 5.2.

Из уравнения (5.1) определяют в зависимости от условий задачи расход Q или необходимый напор в начале трубопровода $H_{\text{н}}$, или его диаметр и т.д.

Удельное сопротивление для различных видов и геометрии труб

Условный проход d , мм	Расчетный диаметр d_b , мм	B , c^2/m^5	Удельное сопротивление S_0 , c^2/m^5 , при скорости v , м/с				
			0,5	0,75	1	1,5	2
<i>Асбестоцементные трубы</i>							
50	50	13231,9	7640	7160	6850	6470	6230
75	75	2614,4	931	873	835	788	760
100	100	827,04	210	196	188	177	171
125	119	414,51	84,9	79,5	76,1	71,8	69,3
150	141	208,88	35,1	32,9	31,5	29,7	28,7
200	189	65,04	8,81	8,26	7,9	7,46	7,19
250	235	27,12	2,49	2,33	2,23	2,11	2,03
300	279	13,67	1,01	0,95	0,91	0,86	0,83
350	322	7,73	0,48	0,45	0,43	0,41	0,39
400	368	4,52	0,242	0,227	0,217	0,205	0,198
500	456	1,91	0,079	0,074	0,071	0,067	0,065
600	576	0,752	0,024	0,022	0,021	0,02	0,019
700	672	0,406	0,0106	0,0099	0,0095	0,009	0,0086
800	768	0,24	0,0054	0,005	0,0048	0,0045	0,0044
900	864	0,148	0,0029	0,0027	0,0026	0,0025	0,0024
1000	960	0,097	0,0017	0,0016	0,0015	0,0014	0,0014
<i>Полиэтиленовые трубы</i>							
50	57,2	7729,47	7070	6460	6051	5525	5170
60	68,1	3846,15	2843	2594	2431	2220	2076
80	81,8	1847,58	1084	990	927	847	792
100	100	827,04	379	346	324	296	277
125	127,2	316,2	108	99	93	85	79
150	145,4	185	53,7	49	45,9	41,9	39,3
200	212,2	41,37	5,94	5,41	5,07	4,63	4,33
250	269,2	15,8	1,53	1,4	1,31	1,19	1,12
300	302,8	9,84	0,83	0,76	0,71	0,65	0,61

5.2. Гидравлический расчет длинного трубопровода

Длинные трубопроводы рассчитываются по уравнению Бернулли, но местными потерями и скоростными напорами в них пренебрегают (ввиду их относительной малости). Для большей надежности местные потери напора можно приближенно учесть, приняв расчетную длину трубопровода на 5—10 % больше фактической. С учетом этого уравнения (5.1) принимает вид

$$H_n - H_k = \Sigma S_0 Q^2 l. \quad (5.4)$$

Знак Σ указывает, что если трубопровод состоит из нескольких последовательных участков, то потери напора на них складываются. Для одиночного трубопровода

$$H_n - H_k = S_0 Q^2 l. \quad (5.5)$$

Для расчета длинных трубопроводов применяется также формула

$$Q = K \sqrt{i_p}, \quad (5.6)$$

где $i_p = \frac{H_n - H_k}{l}$ — пьезометрический уклон; K — расходная характеристика, зависящая, как и удельное сопротивление S_0 , в основном, от диаметра и материала трубы, а также от скорости движения воды.

Так как $S_0 = \frac{1}{K^2}$, то формулы (5.5) и (5.6) равнозначны.

В табл. 5.3 приведены значения расходных характеристик $K_{кв}$ для некоторых диаметров стальных (при коэффициенте шероховатости $n = 0,013$), бетонных и железобетонных (при $n = 0,015$) труб, работающих в квадратичной области сопротивления.

Потери напора в этом случае определяются как

$$H_n - H_k = \frac{Q^2}{K^2} l. \quad (5.7)$$

Т а б л и ц а 5.3

Расходные характеристики для труб

d , мм	$K_{кв}$, м ³ /с, для труб		d , мм	$K_{кв}$, м ³ /с, для труб	
	стальных	бетонных и железобетонных		стальных	бетонных и железобетонных
100	0,0763	—	700	9,57	7,99
125	0,115	—	800	13,49	11,42
150	0,18	—	900	18,37	15,65
175	0,19	—	1000	28,24	20,75
200	0,378	—	1100	—	26,77
250	0,679	—	1200	39,01	33,78
300	1,089	0,75	1300	—	41,83
350	1,637	—	1400	58,5	50,99
400	2,268	1,79	1500	70,4	61,31
450	3,165	—	1600	83,35	72,84
500	4,16	3,25	1700	—	85,64
600	6,649	5,29	1800	—	99,77

П р и м е ч а н и е. Расчетный диаметр d_0 стальных труб принимается в соответствии с данными табл. 5.1; для железобетонных труб $d_0 = d$.

При работе стальных труб в переходной области сопротивления ($v < 1,2$ м/с) расходная характеристика определяется по формуле

$$K = K_{\text{кв}} \frac{1}{\sqrt{\theta}}. \quad (5.8)$$

При расчете простых длинных трубопроводов обычно неизвестна одна величина, чаще всего $H_{\text{н}}$, Q или $d = f(S_0) = f(K)$, которая легко может быть определена по формуле (5.5) или (5.6).

При проектировании новых трубопроводов могут быть неизвестны две величины — напор в начальной точке и диаметр. В этом случае задаются диаметром трубопровода в зависимости от расхода и рекомендуемых (по экономическим соображениям) предельных скоростей по формуле

$$d = 1,13 \sqrt{\frac{Q}{v_{\text{пр}}}}. \quad (5.9)$$

Предельные скорости в зависимости от величины расхода и материала труб могут быть приняты по табл. 5.4. Для ориентировочных подсчетов можно принимать средние значения предельных скоростей для данных материалов труб.

Если на участке трубопровода производится непрерывная раздача воды по пути, то расчетный расход

$$Q_p = Q_{\text{тр}} + 0,55Q_{\text{пут}}. \quad (5.10)$$

Здесь $Q_{\text{тр}}$ — транзитный расход, проходящий по всей длине трубопровода; $Q_{\text{пут}}$ — путевой расход (непрерывная раздача) на участке:

$$Q_{\text{пут}} = q_0 l, \quad (5.11)$$

где q_0 — удельный путевой расход на 1 м длины трубопровода.

Т а б л и ц а 5.4

Предельные скорости для различных видов труб

Трубы	Предельные скорости $v_{\text{пр}}$, м/с, при расходах Q , л/с		
	2—100	100—500	500—3000
Стальные	1—1,3	1,3—1,5	1,5—1,7
Чугунные	1,1—1,5	1,5—1,8	1,8—2,5
Асбестоцементные	1,1—1,7	1,7—3,1	—
Полиэтиленовые	1—2	2—3,5	—

Трубопроводы, имеющие параллельные ответвления с общими узловыми точками в их конце и начале (рис. 5.1), рассчитывают с учетом того, что потери напора по всем участкам одинаковы. Расходы в параллельных ветвях определяются из системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n &= Q; \\ \frac{Q_1}{Q_2} &= \sqrt{\frac{S_{02}l_2}{S_{01}l_1}} = \frac{K_1}{K_2} \sqrt{\frac{l_2}{l_1}}; \\ \frac{Q_1}{Q_3} &= \sqrt{\frac{S_{03}l_3}{S_{01}l_1}} = \frac{K_1}{K_3} \sqrt{\frac{l_3}{l_1}}; \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{Q_1}{Q_n} &= \sqrt{\frac{S_{0n}l_n}{S_{01}l_1}} = \frac{K_1}{K_n} \sqrt{\frac{l_n}{l_1}}. \end{aligned} \right\} \quad (5.12)$$

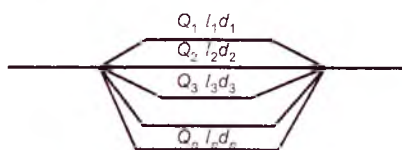


Рис. 5.1

Потери напора для таких трубопроводов определяются как потери напора в одной из параллельных ветвей.

Если в начале трубопровода напор создается насосом, то мощность последнего определится по формуле

$$N_{\text{нас}} = \frac{\rho g Q H_{\text{нас}}}{10^3 \eta}, \text{ кВт (для } \rho \text{ в кг/м}^3 \text{ и } Q \text{ в м}^3/\text{с}), \quad (5.13)$$

где η — коэффициент полезного действия насоса; $H_{\text{нас}} = h + \sum S_0 Q^2 l$ — полный напор насоса, состоящий из геометрической

высоты подъема $h = H_{\text{св}} + z_{\text{к}} - z_{\text{н}}$ (где $H_{\text{св}} = \frac{p_{\text{к}}}{\rho g}$ — свободный напор в конце трубопровода) и суммы потерь напора на всасывающем и нагнетательном трубопроводах. Если высота всасывания и потери напора во всасывающей трубе незначительны, то напор насоса можно принимать как сумму высоты нагнетания и потерь напора при нагнетании.

5.3. Гидравлический удар в трубопроводах

Гидравлический удар — резкое увеличение давления в трубопроводе при внезапной остановке движущейся в нем жидкости. Гидравлический удар наблюдается при быстром закрывании запорных приспособлений, установленных на трубопроводах (задвижки, крана), внезапной остановке насосов, перекачивающих жидкость, и т.д.

Величину повышения давления при гидравлическом ударе определяют по формуле Н.Е. Жуковского:

$$\Delta p = \rho a v, \quad (5.14)$$

где ρ — плотность жидкости;

a — скорость распространения ударной волны;

v — скорость движения жидкости в трубе до закрывания крана.

Скорость распространения ударной волны находят также по формуле Н.Е. Жуковского:

$$a = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{Ed}{E_{\text{ТВ}}\delta}}}, \quad (5.15)$$

где E — модуль упругости жидкости;

d — диаметр трубы;

$E_{\text{ТВ}}$ — модуль упругости материала стенки трубы;

δ — толщина стенки трубы.

Если считать материал трубы абсолютно неупругим ($E_{\text{ТВ}} = \infty$), то выражение для скорости a принимает вид

$$a = \sqrt{E_{\text{ж}}/\rho}, \quad (5.16)$$

и скорость распространения ударной волны в этом случае равняется скорости распространения звука в жидкости. При обычных значениях отношения δ/d значение a может приниматься равным 1200 м/с для стальных труб и 1000 м/с — для чугунных труб.

Формула (5.15) действительна в случае, если время закрывания задвижки τ меньше времени, в течение которого ударная волна дойдет до резервуара и отраженная волна, сопровождающаяся падением давления, вернется к задвижке, т.е. при условии $\tau < 2l/a$. Если $\tau > 2l/a$, то давление не достигает максимальной величины, так как частично погашается отраженной вол-

ной. В этом случае повышение давления может быть найдено по формуле Мишо:

$$\Delta p = 2\rho l\nu/\tau. \quad (5.17)$$

Если $\tau = 2l/a$, формулы (5.15) и (5.17) приводят к одинаковым результатам.

Примеры

Пример 5.1. Определить диаметр трубопровода для подачи расхода $Q = 15$ л/с от водонапорной башни B до предприятия A (рис. 5.2) при длине стального трубопровода $l = 1000$ м, отметке уровня воды в башне $H_B = 28$ м, геодезической отметке в конце трубопровода $z_A = 2$ м и свободном напоре $H_{св} \geq 12$ м.

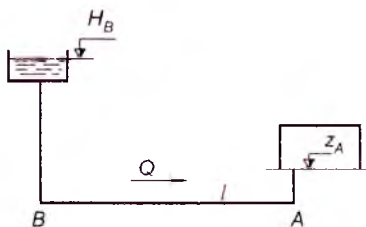


Рис. 5.2

Решение. Считая трубопровод длинным, из формулы (5.5) находим необходимое удельное сопротивление трубы, приблизительно учитывая местные потери увеличением расчетной длины трубопровода на 5 %:

$$S_0 = \frac{H_B - H_A}{Q^2 \cdot l \cdot 1,05} = \frac{28 - (2 + 12)}{0,015^2 \cdot 1000 \cdot 1,05} = 59,2 \text{ с}^2/\text{м}^6.$$

По табл. 5.1 принимаем диаметр условного прохода трубопровода $d = 150$ мм (ближайший больший), которому соответствует $S_{0кв} = 30,7 \text{ с}^2/\text{м}^6$ (при скорости $v \geq 1,2$ м/с), после чего уточняем скорость движения воды v и удельное сопротивление S_0 :

$$v = \frac{4Q}{\pi d_p^2} = \frac{4 \cdot 0,015}{3,14 \cdot 0,158^2} = 0,76 \text{ м/с.}$$

При такой скорости $\theta = 1,07$, тогда

$$S_0 = S_{0кв} \theta = 30,7 \cdot 1,07 = 32,8 \text{ с}^2/\text{м}^6.$$

Уточним напор в конце трубопровода

$$H_A = H_B - S_0 Q^2 l \cdot 1,05 = 28 - 32,8 \cdot 0,015^2 \cdot 1000 \cdot 1,05 = 19,4 \text{ м.}$$

Свободный напор в конце трубопровода

$$H_{\text{св}} = H_A - z_A = 19,4 - 2 = 17,4 \text{ м} > 12 \text{ м.}$$

Для уменьшения излишнего запаса в свободном напоре часто разбивают трубопровод на два участка с разными диаметрами. Принимаем диаметры участков $d_1 = 150$ мм и $d_2 = 125$ мм и, обозначив длины участков l_1 и $l_2 = l - l_1$, получим

$$H_B - H_A = S_{01} Q^2 l_1 \cdot 1,05 + S_{02} Q^2 (l - l_1) \cdot 1,05.$$

Скорость на втором участке

$$v_2 = \frac{4 \cdot 0,015}{3,14 \cdot 0,133^2} = 1,08 \text{ м/с}, S_0 = S_{0\text{КВ}} \theta = 76,4 \cdot 1,018 = 77,7 \text{ с}^2/\text{М}^6.$$

Тогда

$$28 - (2 + 12) = 32,8 \cdot 0,015^2 l_1 \cdot 1,05 + 77,7 \cdot 0,015^2 (1000 - l_1) 1,05,$$

откуда $l_1 = 413$ м и $l_2 = 1000 - 413 = 587$ м.

Пример 5.2. Определить необходимый диаметр участка трубопровода длиной $l = 200$ м для пропуска транзитного расхода $Q_{\text{тр}} = 15$ л/с и удельного путевого расхода $q_0 = 0,06$ л/с/м при разности напоров в начале и в конце стального трубопровода $H_{\text{н}} - H_{\text{к}} = 6$ м.

Решение. Определим расчетный расход

$$Q_p = Q_{\text{тр}} + 0,55 q_0 l = 15 + 0,55 \cdot 0,06 \cdot 200 = 21,6 \text{ л/с.}$$

По формуле (5.1) найдем необходимое удельное сопротивление

$$S_0 = \frac{H_{\text{н}} - H_{\text{к}}}{Q_p^2 l} = \frac{6}{0,0216^2 \cdot 200} = 64,4 \text{ с}^2/\text{М}^6.$$

По табл. 5.1 принимаем диаметр условного прохода трубопровода $d = 150$ мм. При желании расчет можно уточнить, разбив трубопровод по длине на два участка с диаметром $d_1 = 150$ мм и $d_2 = 125$ мм (см. решение задачи 5.1).

Пример 5.3. Стальной трубопровод имеет параллельное ответвление (рис. 5.3). Длины участков трубопровода $l_1 = 200$ м; $l_2 = 200$ м; $l_3 = 150$; $l_4 = 300$ м; диаметры участков $d_1 = d_4 = 300$ мм;

$d_2 = 250$ мм; $d_3 = 200$ мм. Определить давление, создаваемое насосом для подачи по трубопроводу воды с расходом $Q = 75$ л/с при отметке оси насоса $z_{\text{нас}} = 5$ м напоре в конце трубопровода $H_k = 20$ м.

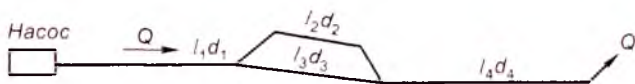


Рис. 5.3

Решение. Определяем расходы в параллельных участках трубопровода, принимая в первом приближении удельные сопротивления по табл. 5.1 при скорости движения воды $v \geq 1,2$ м/с и решая систему уравнений (5.12):

$$\begin{cases} Q_2 = Q_3 \sqrt{\frac{S_{03} l_3}{S_{02} l_2}} = Q_3 \sqrt{\frac{6,96 \cdot 150}{2,19 \cdot 200}} = 1,54 Q_3; \\ Q = Q_3 + Q_2, \end{cases}$$

или

$$75 = Q_3 + 1,54 Q_3 = 2,54 Q_3.$$

Отсюда

$$Q_3 = 29,5 \text{ л/с и } Q_2 = 75 - 29,5 = 45,5 \text{ л/с.}$$

Уточняем скорости движения воды на параллельных участках и удельные сопротивления, учитывая поправочный коэффициент θ и значения внутренних диаметров труб:

$$v_2 = \frac{Q_2 \cdot 4}{\pi d^2} = \frac{0,0455 \cdot 4}{3,14 \cdot 0,26^2} = 0,86 \text{ м/с;}$$

$$(S_0 = \theta S_{0_{\text{кн}}} = 1,05 \cdot 2,19 = 2,3 \text{ с}^2/\text{м}^6);$$

$$v_3 = \frac{0,0295 \cdot 4}{3,14 \cdot 0,209^2} = 0,86 \text{ м/с } (S_0 = 1,05 \cdot 6,96 = 7,3 \text{ с}^2/\text{м}^6).$$

Уточняем соотношение расходов

$$Q_2 = Q_3 \sqrt{\frac{7,30 \cdot 150}{2,30 \cdot 200}} = 1,542 Q_3.$$

Так как соотношение расходов почти не изменилось, принимаем ранее полученные расходы на параллельных участках $Q_2 = 45,5$ л/с и $Q_3 = 29,5$ л/с. Далее определяем скорости и удельные сопротивления на первом и четвертом участках трубопровода

$$v_1 = v_4 = \frac{0,075 \cdot 4}{3,14 \cdot 0,311^2} = 0,99 \text{ м/с}$$

$$(S_0 = 1,03 - 0,85 = 0,88 \text{ с}^2/\text{м}^6).$$

Затем определяем напор, создаваемый насосом,

$$H_{\text{нас}} = H_{\text{к}} - z_{\text{нас}} + \sum S_0 Q^2 l = H_{\text{к}} - z_{\text{нас}} + (S_0 Q^2 l)_4 + (S_0 Q^2 l)_2 + (S_0 Q^2 l)_1 = 20 - 5 + 0,88 \cdot 0,075^2 \cdot 300 + 2,30 \cdot 0,0455^2 \cdot 200 + 0,88 \cdot 0,075^2 \cdot 200 = 18,43 \text{ м.}$$

Определяем давление, создаваемое насосом, из уравнения (5.2):

$$p_{\text{нас}} = \rho g H_{\text{нас}} = 1000 \cdot 9,81 \cdot 18,43 = 0,181 \text{ МПа (1,84 кгс/см}^2\text{)}.$$

Контрольные вопросы

1. Назовите виды трубопроводов. Какое уравнение лежит в основе расчета трубопроводов?
2. Назовите отличия в постановке задач для расчета длинного и короткого трубопроводов.
3. Назовите причины возникновения гидравлического удара в трубах. В каких случаях для расчета величины повышения давления применяют формулы Н.Е. Жуковского и Мишо?

Глава 6. Истечение жидкости через отверстия и насадки

6.1. Истечение жидкости из отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре

Отверстием в тонкой стенке называется отверстие в стенке, толщиной меньше его утроенного линейного размера (диаметра, высоты), который не влияет на условия истечения и форму струи.

Малым называют отверстие в тонкой стенке, если его вертикальный размер не превышает 0,1—0,2 величины напора:

$$a < (0,1-0,2)H.$$

где a — высота отверстия;

H — величина напора.

При истечении из малого отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре скорость и расход жидкости определяются по формулам:

$$v = \varphi \sqrt{2g \left(H + \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} \right)}; \quad (6.1)$$

$$Q = \mu \omega \sqrt{2g \left(H + \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} \right)}; \quad (6.2)$$

где φ и μ — коэффициенты скорости и расхода, значения которых приведены в табл. 6.1;

ω — площадь отверстия;

H — геометрический напор над центром тяжести отверстия (рис. 6.1);

p_1 — давление на свободной поверхности жидкости;

p_2 — давление в среде, в которую происходит истечение.

Таблица 6.1

**Коэффициенты скорости и расхода
для различных типов отверстий**

Тип отверстия и условия истечения	Коэффициенты		
	φ	ϵ	μ
Малое незатопленное отверстие в тонкой стенке	0,97	0,64	0,62
Малое затопленное отверстие	—	—	0,6
Большое отверстие со сжатием всех сторон без направляющих стенок	—	—	0,65
Донное отверстие со значительным влиянием бокового сжатия	—	—	0,65—0,7

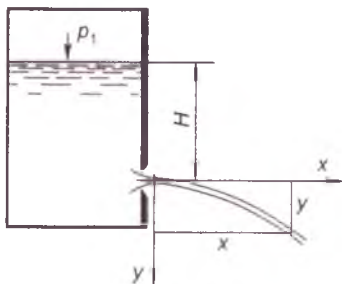


Рис. 6.1. Истечение струи жидкости из бака через малое отверстие

Коэффициенты μ и φ связаны между собой соотношением

$$\mu = \varepsilon\varphi, \quad (6.3)$$

где ε — коэффициент сжатия струи, который представляет собой отношение площади струи в сжатом сечении к площади отверстия.

Коэффициент скорости φ выражается через коэффициент потерь местного сопротивления формулой

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}}, \quad (6.4)$$

где α — коэффициент кинетической энергии.

При истечении из открытого резервуара в атмосферу ($p_1 = p_2 = p_a$) формулы (6.1) и (6.2) упрощаются:

$$v = \varphi\sqrt{2gH}; \quad (6.5)$$

$$Q = \mu\omega\sqrt{2gH}. \quad (6.6)$$

Координаты x и y точек осевой линии струи (рис. 6.1) в этом случае связаны между собой соотношением

$$x = 2\varphi\sqrt{Hy}. \quad (6.7)$$

При истечении под уровень (в этом случае отверстие называется затопленным) скорость и расход выражаются следующим образом (рис. 6.2):

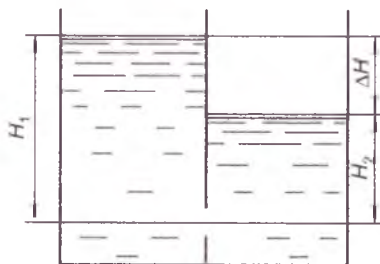


Рис. 6.2. Истечение жидкости через затопленное отверстие

$$v = \varphi \sqrt{2g\Delta H}; \quad (6.8)$$

$$Q = \mu\omega\sqrt{2g\Delta H}, \quad (6.9)$$

где ΔH — разность уровней.

Время частичного опорожнения открытого призматического резервуара через отверстие в тонкой стенке, за которое напор меняется от H_1 до H_2 , определяется по формуле

$$T = \frac{2\Omega(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2})}{\mu\omega\sqrt{2g}}, \quad (6.10)$$

которая при $H_2 = 0$ (полное опорожнение резервуара) после преобразования примет такой вид:

$$T = \frac{2W}{Q}, \quad (6.11)$$

где Ω — площадь поперечного сечения резервуара;

W — объем жидкости в резервуаре в начальный момент;

Q — расход жидкости через малое отверстие площадью ω

при напоре H_1 ; $Q = \mu\omega\sqrt{2gH_1}$.

При истечении из больших прямоугольных отверстий в вертикальной стенке резервуара (рис. 6.3)

$$Q = \frac{2}{3}\mu b\sqrt{2g}(H_2^{3/2} - H_1^{3/2}), \quad (6.12)$$

где b — ширина отверстия;

H_2 — напор над нижней кромкой отверстия;

H_1 — напор над верхней кромкой отверстия.

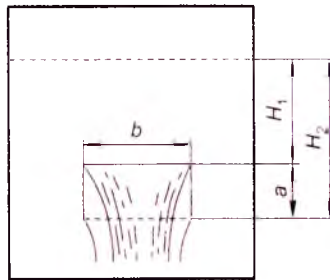


Рис. 6.3. Истечение жидкости из прямоугольного отверстия в вертикальной стенке резервуара

6.2. Истечение жидкости через насадки

Насадкой называется короткая труба (длиной 3—4 диаметра), присоединенная к отверстию. В зависимости от формы насадки делятся на: цилиндрические — внешние и внутренние (рис. 6.4, а, г); конические — сходящиеся и расходящиеся (рис. 6.4, б, д); коноидальные (рис. 6.4. в).

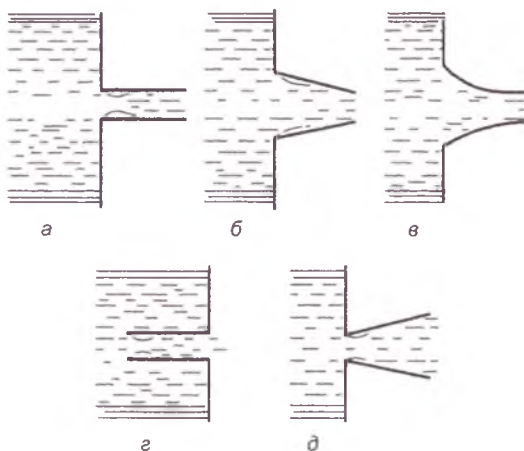


Рис. 6.4. Истечение жидкости из различных насадок

При истечении из внешнего цилиндрического насадка (рис. 6.4, а) образуется вакуум, вследствие чего жидкость подсасывается из резервуара. Поэтому коэффициент расхода для насадка больше, чем для отверстия в тонкой стенке такого же диаметра. Величина вакуума в насадке зависит от напора H и может быть определена по формуле

$$\frac{P_{\text{вак}}}{\rho g} = 0,75H. \quad (6.13)$$

Если при истечении воды с температурой 0—50 °С напор H превысит 12—13 м, то в насадке произойдет срыв вакуума и тогда истечение из насадка будет происходить так же, как и через отверстие в тонкой стенке.

Расход и скорость при истечении из насадка определяются по тем же формулам, что и при истечении из малого отверстия. Значения коэффициентов расхода μ , скорости ϕ и сжатия струи ϵ для различных типов насадков приведены в табл. 6.2.

**Коэффициенты расхода, скорости и сжатия
для различных типов насадков**

Тип насадка	Коэффициенты		
	ϵ	φ	μ
Внешний цилиндрический	1	0,82	0,82
Внутренний цилиндрический	1	0,71	0,71
Конический сходящийся (угол конусности 12—15°)	0,98	0,96	0,94
Конический расходящийся (угол конусности 5—7°)	1	0,45—0,5	0,45—0,5
Коноидальный	1	0,97	0,97

Примеры

Пример 6.1. В верхний сосуд (рис. 6.5) поступает вода с расходом $Q = 0,25$ л/с, которая затем перетекает через малое отверстие в дне диаметром $d_1 = 10$ мм в нижний сосуд, имеющий также малое отверстие в дне диаметром $d_2 = 15$ мм. Определить: а) напоры H_1 и H_2 в обоих сосудах; б) при каком диаметре d_2 напор H_2 будет вдвое меньше, чем напор H_1 .

Решение. а) Определим в обоих сосудах напоры H_1 и H_2 , при которых расходы Q_1 и Q_2 станут равными притоку воды $Q = 0,25$ л/с:

$$Q = \mu \omega_1 \sqrt{2gH_1}; \quad Q = \mu \omega_2 \sqrt{2gH_2},$$

откуда

$$H_1 = \frac{Q^2}{(\mu \omega_1)^2 \cdot 2g} = \frac{250^2}{\left(0,62 \cdot \frac{3,14 \cdot 1^2}{4}\right)^2 \cdot 2 \cdot 980} = 135 \text{ см};$$

$$H_2 = \frac{Q^2}{(\mu \omega_2)^2 \cdot 2g} = \frac{250^2}{\left(0,62 \cdot \frac{3,14 \cdot 1,5^2}{4}\right)^2 \cdot 2 \cdot 980} = 27 \text{ см};$$

б) Находим диаметр d_2 , при котором $H_2 = 0,5 H_1 = 0,5 \cdot 135 = 67,5$ см.

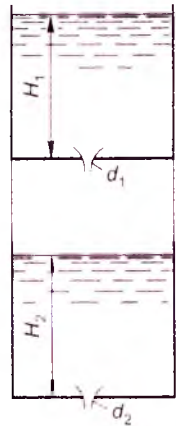


Рис. 6.5

Из формулы $Q = \mu \omega_2 \sqrt{2gH_2}$ определяем

$$\omega_2 = \frac{Q}{\mu \sqrt{2gH_2}} = \frac{250}{0,62 \cdot \sqrt{2 \cdot 980 \cdot 67,5}} = 1,11 \text{ см}^2.$$

Тогда $d = \sqrt{\frac{4\omega_2}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 1,11}{3,14}} \approx 1,2 \text{ см} = 12 \text{ мм}.$

Пример 6.2. Открытый понтон (рис. 6.6), имеющий форму прямоугольного параллелепипеда шириной $B = 2 \text{ м}$, длиной $L = 5 \text{ м}$, высотой $H = 0,5 \text{ м}$ и весом $G = 10 \text{ кН}$, получил в дне пробоину диаметром $d = 15 \text{ мм}$. Считая пробоину затопленным отверстием в тонкой стенке, определить время, в течение которого понтон затонет.

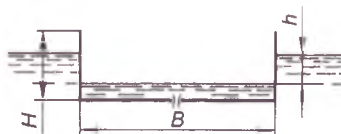


Рис. 6.6

Решение. 1. Определим осадку понтона до получения пробоины:

$$h = \frac{G}{BL\rho g}.$$

2. Найдем расход воды за секунду через пробоину при напоре h :

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gh}.$$

3. Найдем увеличение глубины воды в понтоне в результате притока за секунду:

$$h' = \frac{\mu \omega \sqrt{2gh}}{BL}.$$

4. Определим осадку понтона от притока поступающей в него воды за секунду:

$$h'' = \frac{\rho g Q}{\rho g BL} = \frac{\mu \omega \sqrt{2gh}}{BL}.$$

Как видим, $h' = h''$. Значит, напор над пробоиной h остается постоянным в течение всего времени погружения понтона.

5. Понтон затонет, когда его вес станет равным

$$G_1 = \rho g BL(H - h)$$

или когда в него поступит объем воды

$$W = BL(H - h).$$

Время от момента получения пробоины до затопления понтона

$$T = \frac{W}{Q} = \frac{BL(H - h)}{\mu \omega \sqrt{2gh}} = \frac{BL \left(H - \frac{G}{\rho g BL} \right)}{\mu \omega \sqrt{2g \frac{G}{\rho g BL}}} = \frac{BLH - \frac{G}{\rho g}}{\mu \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2g \frac{G}{\rho g BL}}} =$$

$$= \frac{2 \cdot 5 \cdot 0,5 - \frac{10\,000}{1000 \cdot 9,81}}{0,6 \cdot \frac{3,14 \cdot 0,015^2}{4} \cdot \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{10\,000}{1000 \cdot 9,81 \cdot 2 \cdot 5}}} = 26\,636 \text{ с} = 7 \text{ ч } 23 \text{ мин } 56 \text{ с.}$$

Пример 6.3. Цилиндрическая бочка радиусом $r = 0,3$ м и высотой $h = 1$ м залита водой (рис. 6.7), давление на свободной поверхности которой равно атмосферному. Определить время опорожнения бочки через отверстие диаметром $d = 2$ см в боковой стенке при горизонтальном положении бочки.

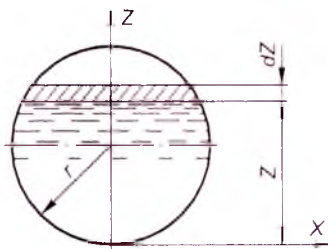


Рис. 6.7

Решение. 1. Составим дифференциальное уравнение опорожнения непризматического сосуда, для чего рассмотрим этот процесс в течение бесконечно малого отрезка времени dt , за который площадь зеркала воды в бочке Ω и напор z над отверстием меняются весьма незначительно. Путь за время dt уровень воды в бочке опустился на величину dz . Тогда объем вытекшей воды за отрезок времени dt равен

$$dW = -\Omega dz,$$

где dz — отрицательная величина, так как изменение напора z происходит против положительного направления оси OZ .

Кроме того, элементарный объем

$$dW = Qdt = \mu\omega\sqrt{2gz}dt,$$

где ω — площадь отверстия.

Приравнивая правые части выражений для dW , получаем дифференциальное уравнение

$$-\Omega dz = \mu\omega\sqrt{2gz}dt;$$

$$dt = -\frac{\Omega dz}{\mu\omega\sqrt{2gz}},$$

интегрируя которое можем найти время опорожнения бочки.

2. Найдем площадь зеркала воды в бочке Ω как функцию z :

$$\Omega = 2xh = 2\sqrt{r^2 - (z-r)^2}h = 2h\sqrt{2rz - z^2}.$$

3. Подставляя значение Ω в дифференциальное уравнение и интегрируя от $2r$ до 0 , получаем

$$\begin{aligned} t &= -\int_{2r}^0 \frac{2h\sqrt{2rz - z^2} dz}{\mu\omega\sqrt{2gz}} = \frac{2h}{\mu\omega\sqrt{2gz}} \int_0^{2r} \sqrt{2r - z} dz = \frac{8hr\sqrt{r}}{3\mu\omega\sqrt{g}} = \\ &= \frac{8 \cdot 1,0 \cdot 0,3\sqrt{0,3}}{3 \cdot 0,62 \cdot \frac{3,14 \cdot 0,02^2}{4} \cdot \sqrt{9,8}} = 720 \text{ с} = 12 \text{ мин.} \end{aligned}$$

Пример 6.4. Вода с расходом $Q = 15$ л/с поступает в бак, разделенный на два отсека перегородкой толщиной 30 мм, в которой просверлено четыре ряда отверстий диаметром $d_1 = 10$ мм (рис. 6.8), причем расстояние между центрами отверстий в ряду и между рядами отверстий $a = 50$ мм. Из второго отсека вода вытекает через внешний конический насадок диаметром $d_2 = 80$ мм. Определить глубину H_1 и H_2 в обоих отсеках, если в одном ряду 48 отверстий.

Решение. 1. Глубину H_2 во втором отсеке найдем из условия, что заданный расход $Q = 15$ л/с проходит через отверстия в перегородке и через конический насадок:

$$Q = \mu\omega_2\sqrt{2gH_2},$$

откуда

$$H_2 = \left(\frac{Q}{\mu\omega\sqrt{2g}} \right)^2 = \left(\frac{15\,000}{0,94 \cdot \frac{3,14 \cdot 8^2}{4} \cdot \sqrt{2 \cdot 980}} \right)^2 = 51 \text{ см.}$$

2. Для определения H_1 воспользуемся формулой (6.9), в которой $\Delta H = H_1 - H_2$; считая, что при $a = 50$ мм все отверстия в

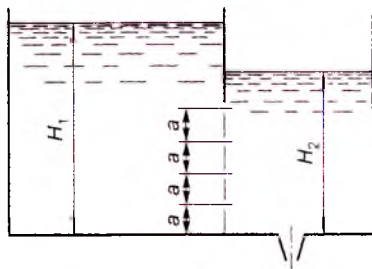


Рис. 6.8

перегородке работают как внешние цилиндрические насадки независимо друг от друга, получим

$$Q = \mu\omega\sqrt{2g(H_1 - H_2)n},$$

где $n = 48 \times 4 = 192$ — количество отверстий в перегородке.

Отсюда получаем

$$H_1 = H_2 + \left(\frac{Q}{\mu\omega n\sqrt{2g}} \right)^2 = 51 + \left(\frac{15\,000}{0,82 \cdot \frac{3,14 \cdot 1^2}{4} \cdot 192 \sqrt{2 \cdot 980}} \right)^2 = 58,6 \text{ см.}$$

Контрольные вопросы

1. Какое отверстие называют «малым»? Запишите формулы для определения скорости и расхода жидкости при истечении из малого отверстия.
2. Какое устройство называют «насадкой»? Назовите виды насадок. Запишите формулу для определения величины вакуума в насадке.

Глава 7. Насосы

7.1. Общие понятия о насосах. Классификация насосов

Насосом называется гидравлическая машина, в которой происходит преобразование механической работы в механическую энергию потока жидкости, предназначенная для подъема, нагнетания и перемещения жидкости. Насосы применяют во многих отраслях народного хозяйства. Они являются неотъемлемой частью систем водоснабжения, отопления, вентиляции, теплофикации, котельных установок и т.д.

Насосы классифицируют по принципу их действия: динамические и объемные. Динамические насосы работают по принципу силового воздействия на перемещаемую среду. К ним относятся лопастные (центробежные, радиальные, осевые) и насосы трения (струйные, вихревые, дисковые). Объемные насосы работают по принципу вытеснения жидкости (поршневые, роторные).

7.2. Центробежные насосы и их основные характеристики

Большое число разнообразных типов центробежных насосов, изготавливаемых для различных целей, может быть сведено к небольшому числу основных типов, разница в конструктивной разработке которых продиктована в основном особенностями использования насосов и предъявляемыми к ним механическими требованиями.

Каждый насос состоит из двух основных частей: рабочего колеса, которое приводит жидкость во вращательное движение, и корпуса, который направляет жидкость к колесу и отводит ее от него при повышенном давлении (рис. 7.1).

Колесо устанавливается на валу (с опорами в подшипниках), который приводится во вращение двигателем через эластичную или жесткую муфту.

Корпус насоса (с входным и напорным патрубками) служит опорой для подшипников; в нем расположен ротор насоса.

В местах выхода вала из корпуса насоса должны быть предусмотрены уплотнения, препятствующие утечке жидкости наружу.

Чтобы не допустить утечки значительного количества жидкости высокого давления обратно в полость всасывания, в корпусе устанавливают уплотнительные кольца, охватывающие кольцевые выступы рабочего колеса (рис. 7.2).

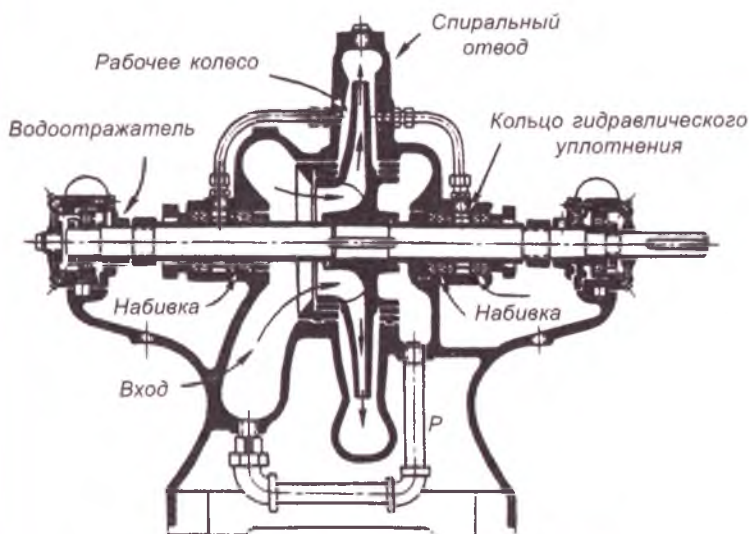


Рис. 7.1. Насос с односторонним входом

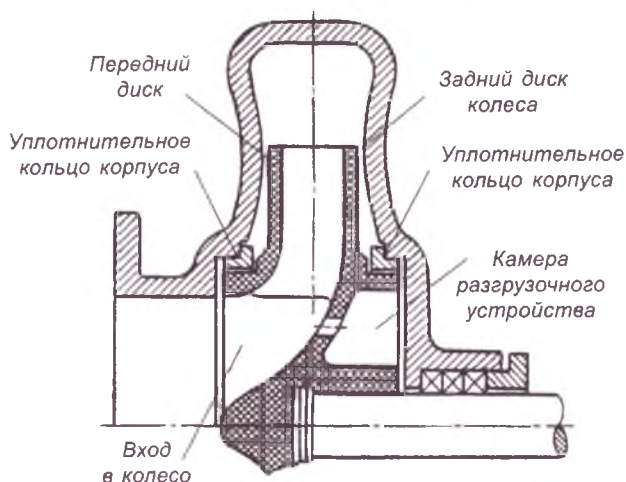


Рис. 7.2. Рабочее колесо с односторонним входом и камерой для уравновешивания осевых сил

Жидкость, подводимая к колесу по входному патрубку, приводится во вращение лопатками колеса, которые совместно с боковыми стенками (покрывными дисками) образуют каналы колеса. В насосах с двухсторонним входом жидкость подводится с обеих сторон колеса.

Рабочие колеса часто выполняют открытыми, т.е. без переднего диска. Лопатки колеса всегда загнуты назад. Их называют цилиндрическими или, ошибочно, радиальными, если они имеют одинарную кривизну (рис. 7.3).

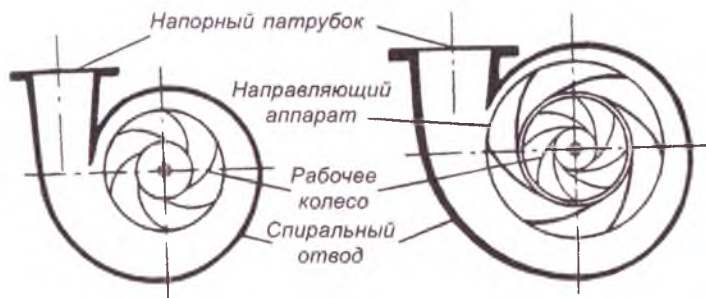


Рис. 7.3. Насос со спиральным отводом и лопаточным направляющим аппаратом и насос со спиральным отводом

Более широкие рабочие колеса имеют лопатки двойной кривизны, с загнутыми входными участками. Такие лопатки называют также полуосевыми или типа Френсиса, по имени Джеймса Френсиса, который ввел эти лопатки в колеса гидравлических турбин, известных под названием турбин Френсиса.

Рабочее колесо называют радиальным, если его диски в основном перпендикулярны оси вала и лишь немного изогнуты на входе. Такие колеса обычно имеют цилиндрические лопатки.

К насосам осевого типа жидкость подходит в осевом направлении и «расходная» составляющая скорости протекания через колесо параллельна оси вала.

Полуосевые колеса, занимающие промежуточное положение в непрерывном ряду типов от радиального до осевого, всегда имеют лопатки типа Френсиса.

Крайние (по их расположению в ряду насосов различных типов) полуосевые и осевые насосы называют также пропеллерными. Оба эти типа насосов выполняются почти исключительно с открытыми колесами.

В результате воздействия рабочего колеса жидкость выходит из него с более высоким давлением и большей скоростью, чем при входе. Выходная скорость также частично преобразуется в корпусе насоса в давление перед выходом жидкости из насоса через напорный патрубок.

Преобразование скорости в давление производится в спиральном отводе или в направляющем аппарате. Хотя жидкость поступает из колеса в канал спирального отвода (рис. 7.3) с по-

степенно возрастающими сечениями, однако в основном преобразование скорости в давление осуществляется в коническом нанорном патрубке.

Когда жидкость из колеса подается в каналы лопаточного направляющего аппарата, большая часть указанного преобразования происходит в этих каналах.

Направляющий аппарат был введен в конструкцию насосов на основании опыта в области гидравлических турбин, где наличие направляющего аппарата является обязательным.

Насосы ранних конструкций с направляющим аппаратом назывались турбинными насосами.

В зависимости от характера применения, типа привода и др. любой центробежный насос может быть сконструирован как с горизонтальным, так и с вертикальным валом.

К основным техническим характеристикам насоса относятся: подача, полный напор, коэффициент полезного действия (КПД), характеристика (кривая $Q-H$), коэффициент быстроходности, кавитационный запас. Рассмотрим эти характеристики.

а) Подача. Объем перекачиваемой в единицу времени жидкости называется подачей и выражается в м³/ч или л/с.

Высота, на которую жидкость может быть поднята центробежным насосом, называется напором и ее измеряют в метрах. Эта высота не зависит от свойств жидкости (ее удельного веса), если вязкость жидкости не превышает вязкости воды.

б) Полный напор. Для горизонтального насоса полный напор определяют по формуле

$$H = H_d - H_s + \frac{v_d^2}{2g} - \frac{v_s^2}{2g}, \quad (7.1)$$

где H_d — гидростатическое давление на выходе из насоса, измеряемое у выходного патрубка и отнесенное к оси вала насоса, м;

H_s — гидростатическое давление на входе, измеряемое у входного патрубка и отнесенное также к оси вала, м.

Если давление на входе является отрицательной величиной, то перед членом H_s в уравнении (7.1) будет знак плюс.

Последние два члена уравнения (7.1) представляют собой разницу кинетических энергий (скоростных напоров) у выходного и входного патрубков.

Уравнение (7.1) дает полный напор или энергию, сообщенную жидкости рабочим колесом между точками на входе и выходе, где измеряются давления (рис. 7.4).

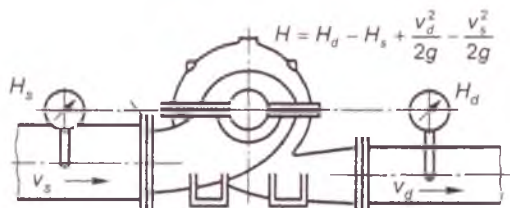


Рис. 7.4. Полный напор насосов с горизонтальным валом

Для вертикальных насосов с погруженными под воду рабочими органами полный напор определяют с помощью равенства

$$H = H_d + H_s + \frac{v_d^2}{2g},$$

где H_d — гидростатическое давление на выходе, отнесенное к оси напорного колена;

H_s — геометрическая высота всасывания (расстояние от уровня жидкости до центра рабочего колеса).

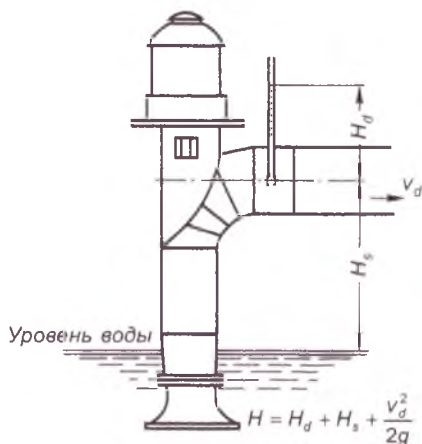


Рис. 7.5. Полный напор насосов с вертикальным валом

Величину H_s можно определить из уравнения Бернулли (3.8) при условии: $v_2 = 0$, $\alpha_1 = 0$ (приемный резервуар достаточно больших размеров), $p_2 = p_a$ и $z_2 - z_1 = H_s$:

$$H_s = \frac{p_a - p_1}{\gamma} - \frac{v_1^2}{2g} - \sum \Delta h_{\omega}. \quad (7.2)$$

Величину $H_{\text{вак}} = \frac{p_a - p_1}{\gamma}$ называют вакууметрической высотой всасывания насоса; $\Sigma \Delta h_{\text{м}}$ — сумма потерь напора во всасывающем трубопроводе.

в) Коэффициент полезного действия. Степень гидравлического и механического совершенства насоса определяется значением его КПД, который равен отношению полезной мощности насоса к мощности N , подведенной к валу насоса.

Мощность на валу насоса является в то же время полезной мощностью привода.

Полный КПД насоса

$$\eta = \frac{\text{полезная мощность насоса}}{\text{мощность на валу}} = \frac{\rho Q H}{367 \cdot 10^3 N},$$

где Q в м³/ч, H в м вод. ст., ρ в кг/м³ и N в кВт.

Если подачу измеряют в л/с, а мощность — в лошадиных силах, то

$$\eta = \frac{\rho Q H}{75 \cdot 10^3 N}. \quad (7.3)$$

Если насос предназначен для работы не на холодной воде, на которой проводились испытания, а на другой жидкости, то для получения полезной мощности вычисленную при испытаниях величину следует умножить на плотность подаваемой жидкости.

Полный КПД применяют для сравнения экономичности работы центробежных насосов. Кроме полного КПД, имеется ряд частных к. п. д., применяемых конструкторами и исследователями: гидравлический, механический, объемный. Они относятся только к какой-нибудь одной стороне работы насоса и не представляют интереса для тех, кто эксплуатирует насосы, но важны для изучения работы насоса.

г) Характеристики. Характеристикой насоса называется кривая $Q - H$ зависимости напора от подачи при постоянном числе оборотов. В полную характеристику входят также кривые мощности и полного КПД.

Кривые $Q - H$ насоса изменяются с изменением числа оборотов так, что характерные черты их сохраняются. Изменение напора подачи и мощности в зависимости от изменения числа оборотов подчиняется определенным законам, известным как законы подобия. Эти законы были первоначально установлены

экспериментально, однако для них имеется надежное теоретическое обоснование.

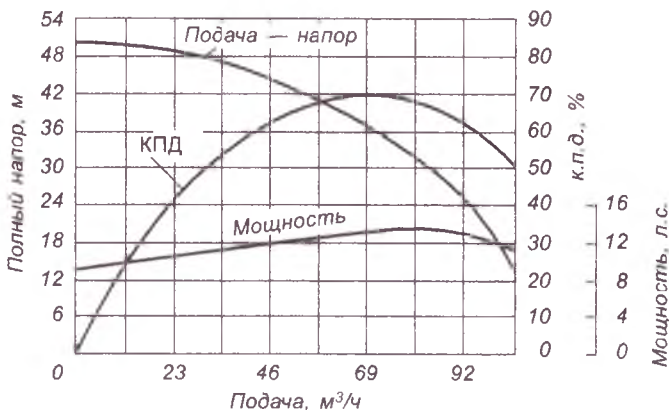


Рис. 7.6. Рабочая характеристика центробежного насоса ($n = 1750$ об/мин)

Законы подобия выражаются следующими уравнениями:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{n_1}{n_2}; \frac{H_1}{H_2} = \frac{n_1^2}{n_2^2}; \frac{N_1}{N_2} = \frac{n_1^3}{n_2^3}. \quad (7.4)$$

На рис. 7.7 показаны три кривые для чисел оборотов n_1 , n_2 и n_3 . Точки, соединяемые согласно законам подобия кривыми (квадратичными параболлами), называются соответствующими точками. Эти точки имеют одинаковые КПД и одинаковые значения коэффициента быстроходности.

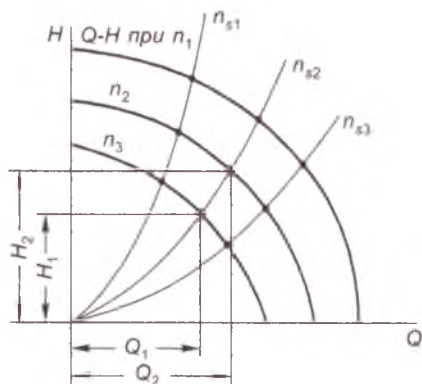


Рис. 7.7. Изменение подачи и напора в зависимости от числа оборотов

д) **Коэффициент быстроходности.** Для описания гидравлических типов водяных турбин Камерер (1915) ввел характеристику, названную коэффициентом быстроходности, которая позднее была применена к центробежным насосам.

Коэффициент быстроходности

$$n_s = \frac{3,65\sqrt{Q}}{H^{\frac{3}{4}}}, \quad (7.5)$$

где n — число оборотов в минуту;

Q — подача, м³/с;

H — напор, м вод. ст.

Физический смысл коэффициента быстроходности следующий: это число оборотов насоса, во всех деталях геометрически подобного рассматриваемому насосу, размеры которого подобраны так, что при напоре 1 м передаваемая им полезная мощность равна 1 л. с., т. е. массовая подача равна 75 кг/с.

Физический смысл коэффициента быстроходности не имеет практической ценности, и его величина применяется только как числовая характеристика типа насоса. Коэффициент быстроходности как числовая характеристика является постоянным для всех подобных насосов и не изменяется для одного и того же насоса при изменении числа оборотов.

При изучении работы насоса и классификации всех основных расчетных и конструктивных коэффициентов коэффициент быстроходности является критерием подобия центробежных насосов аналогично тому, как число Рейнольдса является критерием подобия для потока в трубе.

При использовании n_s в качестве числовой характеристики значение n_s подсчитывают для режима максимального КПД. Для многоступенчатого насоса n_s подсчитывают, исходя из напора на одну ступень. При сравнении n_s колеса, имеющего двусторонний вход, с n_s колеса, имеющего односторонний вход, подачу первого следует разделить на 2 или значение n_s разделить на $\sqrt{2}$.

Все важнейшие коэффициенты, определяющие конструкцию и параметры насоса, настолько тесно связаны с коэффициентом быстроходности, что без рассмотрения этой величины невозможно решать ряд вопросов, связанных с насосами.

Из уравнения (7.5) следует, что при тех же значениях Q и H насосы с большим n_s должны вращаться с большим числом обо-

ротов и эти насосы будут иметь меньшие размеры. При тех же числах оборотов и подачах насосы с большим n_s будут работать при меньших напорах. При одинаковых числах оборотов и напорах насос с большим коэффициентом быстроходности будет давать большую подачу.

В табл. 7.1 приведена классификация насосов по коэффициенту быстроходности.

Т а б л и ц а 7.1

Классификация насосов по коэффициенту быстроходности

Группа насосов	Название насосов	Коэффициент быстроходности n_s
1	Центробежные тихоходные	40—80
2	Центробежные нормальные	80—140
3	Центробежные быстроходные	140—300
4	Диagonальные	300—600
5	Осевые (пропеллерные)	600—1800

При заданных Q и H более быстроходные насосы имеют меньшие собственные размеры и размеры двигателя, что экономически выгодно.

е) Кавитационный запас. Кавитационные характеристики необходимы для оценки кавитационных свойств насосов и правильного выбора высоты всасывания $H_{вс.изб}$. Для построения кавитационной характеристики насоса его подвергают кавитационным испытаниям на специальных стендах.

В практике насосостроения под кавитационным запасом понимают разность статического давления на всасывании насоса и упругости насыщенных паров.

На рис. 7.8 показана типичная кавитационная характеристика центробежного насоса. Из рисунка видно, что в определенных границах изменения $H_{вс.изб}$ значения Q , H и η остаются неизменными. При понижении значения $H_{вс.изб}$ в некоторый момент появляются шумы и треск при работе насоса, что характерно для наступления режима местной кавитации. Точно установить момент начала воздействия кавитации на Q , H и η не представляется возможным. Поэтому на практике за минимальную избыточную высоту всасывания $H_{вс.изб\ min}$ принимают то ее значение, при котором подача насоса падает на 1 % своего первоначального значения.

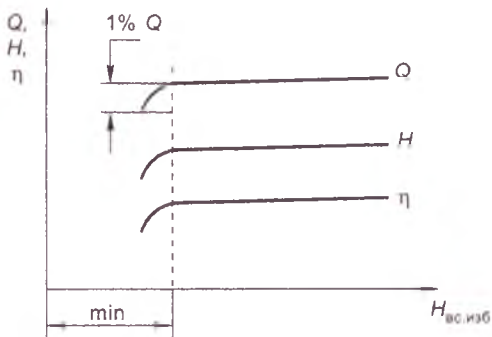


Рис. 7.8. Кавитационные характеристики насоса

7.3. Элементы теории рабочего колеса центробежного насоса

Одной из основных характеристик центробежных насосов, как было указано в п. 7.1, является напор, который создается его рабочим колесом.

Выражение для теоретического напора центробежного насоса получают применением закона момента количества движения к массе жидкости, протекающей через каналы колеса. Этот закон устанавливает, что изменение по времени момента количества движения тела относительно оси вращения за единицу времени равно моменту действующей на тело результирующей силы относительно той же оси.

Представим себе массу жидкости, заполняющей пространство между двумя соседними лопатками рабочего колеса (рис. 7.9).

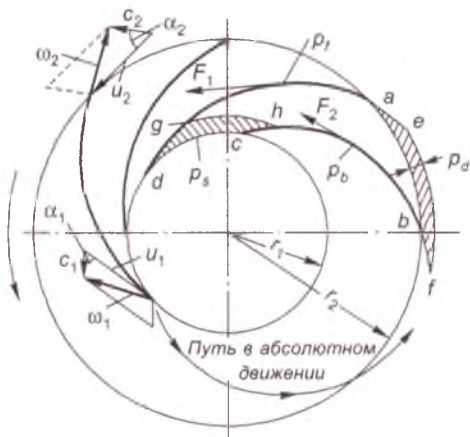


Рис. 7.9. Силы и скорости в рабочем колесе

В момент времени $t = 0$ положение этой массы $abcd$, а через промежуток времени dt положение ее изменилось и стало $efgh$.

Обозначим массу бесконечно тонкого слоя жидкости $abef$, вышедшей из канала рабочего колеса, через dm . Эта масса равна массе $cdgh$, входящей в колесо за промежуток времени dt .

У части $abgh$ жидкости, заключенной между двумя лопатками колеса, момент количества движения не изменяется за время dt ; таким образом, изменение момента количества движения всего содержимого канала равно изменению момента количества движения массы dm , входящей в колесо ($cdgh$), и массы dm , выходящей из колеса ($abef$).

Это изменение момента количества движения равно моменту всех внешних сил, приложенных к жидкости, заключенной между двумя лопатками колеса.

Если обозначить момент внешних сил через M , то математически можно записать:

$$M = \frac{dm}{dt} (r_2 c_2 \cos \alpha_2 - r_1 c_1 \cos \alpha_1). \quad (7.6)$$

Внешние силы, приложенные к жидкости, заключенной между лопатками, определяются следующими величинами:

1) разницей давлений, действующих с каждой стороны лопатки (p_f и p_b);

2) давлениями p_d и p_s на торцы ab и cd элементарного сечения жидкости, вызывающими радиальные силы, момент которых относительно оси вращения равен нулю;

3) силами гидравлического трения, которые направлены противоположно относительному потоку и создают вращающий момент дополнительно к моменту, развиваемому лопатками; в идеализированном потоке силами трения пренебрегают.

Отношение $\frac{dm}{dt}$, отнесенное ко всем каналам колеса, является постоянным расходом массы через колесо за единицу времени, равным $Q\rho$.

Подставляя эту величину в уравнение (7.6) и умножая обе части его на угловую скорость вращения колеса ω , получим

$$M\omega = Q\rho\omega(r_2 c_2 \cos \alpha_2 - r_1 c_1 \cos \alpha_1). \quad (7.7)$$

Левая часть уравнения (7.7) представляет мощность N , приложенную к жидкости лопатками рабочего колеса.

Подставляя

$$u_2 = \omega r_2; \quad u_1 = \omega r_1;$$
$$c_2 \cos \alpha_2 = c_{u2}; \quad c_1 \cos \alpha_1 = c_{u1}$$

в уравнение (7.7), получим

$$N = Q\rho(u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}). \quad (7.8)$$

Если принять, что между рабочим колесом и местом измерения полного напора нет потерь, то N будет полезной мощностью идеального насоса.

$$Q\gamma H_T = Q\rho(u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}). \quad (7.9)$$

Сокращая обе части уравнения на $Q\gamma$, получим выражение для напора

$$H_T = \frac{u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}}{g}. \quad (7.10)$$

Уравнение (7.10) называется уравнением Эйлера.

Так как при выводе этого уравнения мы пренебрегли всеми гидравлическими потерями, то величина H_T является теоретическим напором.

Если жидкость входит в колесо без окружной составляющей, т.е. если $c_{u1} = 0$, то уравнение Эйлера получает вид

$$H_T = \frac{u_2 c_{u2}}{g}. \quad (7.11)$$

Однако действительный напор насоса H меньше теоретического H_T , так как часть энергии потока расходуется на преодоление гидравлических сопротивлений внутри насоса, а также вследствие отличия действительного распределения скоростей движения жидкости в каналах рабочего колеса с конечным числом лопаток от теоретического распределения их при бесконечном числе лопаток. Действительный напор насоса можно вычислить по формуле

$$H = K \eta_r u_2 c_{u2} / g, \quad (7.12)$$

где $K = 0,75-0,9$ — коэффициент, учитывающий конечное число лопаток;

$\eta_r = 0,8-0,95$ — гидравлический КПД насоса.

Расход жидкости, проходящей через рабочее колесо насоса, вычисляют по формуле

$$Q_k = \omega_{\text{вых}} c_{r2}, \quad (7.13)$$

где $\omega_{\text{вых}}$ — площадь живого сечения потока на выходе колеса;
 c_{r2} — радиальная проекция абсолютной скорости на выходе из рабочего колеса.

Площадь живого сечения $\omega_{\text{вых}}$ вычисляют по формуле

$$\omega_{\text{вых}} = \psi_2 \pi D_2 b_2, \quad (7.14)$$

где $\psi_2 = 0,9—0,95$ — коэффициент стеснения потока лопатками на выходе из рабочего колеса;

D_2 — диаметр колеса;

b_2 — ширина канала колеса.

Учитывая, что $c_{r2} = c_2 \sin \alpha_2$, а также формулу (7.14), запишем выражение расхода жидкости Q_k (7.13) в виде

$$Q_k = \psi_2 \pi D_2 b_2 c_2 \sin \alpha_2. \quad (7.14)$$

Подача насоса зависит от объемного КПД η_0 насоса и определяется по формуле

$$Q = Q_k \eta_0. \quad (7.15)$$

Полезная или теоретическая мощность насоса определяется как произведение весовой подачи на напор:

$$N_n = \frac{\rho Q H}{1000}, \text{ кВт}, \quad (7.16)$$

где ρ — плотность жидкости, кг/м³;

Q — подача насоса, м³/с;

H — напор, развиваемый насосом, м.

7.4. Поршневые насосы и их основные характеристики

Поршневые насосы относятся к классу объемных насосов.

Для перекачивания малых объемов жидкости и выполнения других вспомогательных функций применяют насосы с ручным приводом. Схемы таких насосов представлены на рис. 7.10. При начальных движениях рукоятки 4 поршень 2 совершает возвратно-поступательные движения в цилиндре 7 (рис. 7.10, а). В насосе имеются две рабочие камеры, расположенные по обе стороны поршня. При движении поршня в любом направлении объем

одной камеры будет увеличиваться, и тогда в нее поступает жидкость, а другой — уменьшаться, и жидкость из нее вытесняется в нагнетательную линию. Для регулирования направления движения жидкости в обеих камерах имеются нагнетательные 1 и 3 и всасывающие 5 и 6 клапаны. Так как часть объема правой рабочей камеры занимает объем штока, то объем жидкости, поступающий в левую камеру, будет несколько больше.

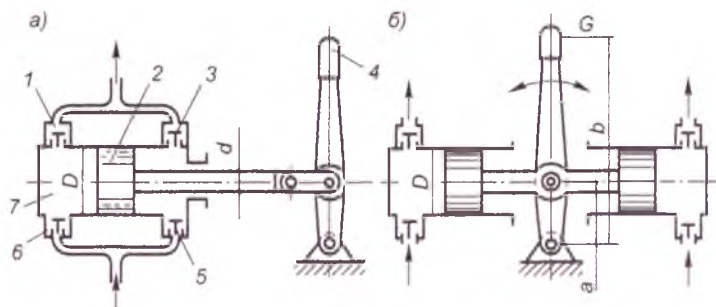


Рис. 7.10. Схемы ручного насоса

а — одноцилиндровый двухстороннего действия; б — двухцилиндровый простого действия

Расчетная подача за один ход поршня (при отсутствии перетока из одной камеры в другую) равна объему, который можно определить, приложив площадь дна поршня на длину хода. Так, при движении поршня вправо этот объем составит:

$$q_{\text{пр}} = \frac{\pi}{4}(D^2 - d^2)S;$$

влево

$$q_{\text{лев}} = \frac{\pi}{4}D^2S,$$

где D и d — диаметры соответственно поршня и штока;
 S — ход поршня.

Подача за одно двойное качание рукоятки будет равна

$$q = \frac{\pi}{4}S(2D^2 - d^2).$$

На рис. 7.10, б показана схема двухцилиндрового ручного поршневого насоса, обеспечивающего равные подачи жидкости при движении рукоятки в любую сторону.

При продолжительной работе насосной установки используют насосы с механическим приводом, в качестве которого получил широкое распространение кривошипно-шатунный меха-

низм (рис. 7.11). Возвратно-поступательное движение поршня 4 в цилиндре осуществляется при вращении привода 1 вокруг оси O_2 . Шатун 2 сочленен с кривошипом в точке O_1 , отстоящей на величину радиуса r от оси вращения. За один оборот привода поршень совершает два хода, из которых один служит для всасывания, а другой — для нагнетания жидкости. Для обеспечения этих процессов имеются два самодействующих клапана — всасывающий 5 и нагнетательный 6.

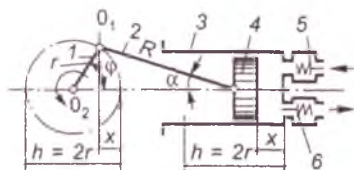


Рис. 7.11. Расчетная схема одноцилиндрового насоса с криволинейно-шатунным приводом поршня

Подача такого поршневого насоса простого действия Q , $\text{м}^3/\text{мин}$, определяется объемом вытеснения при одном ходе поршня, т.е. $F_n S$, умноженным на частоту вращения привода n в единицу времени, например, 1 мин:

$$Q = F_n S n, \quad (7.17)$$

где F_n и S — площадь днища поршня и длина хода соответственно.

Очевидно, что подача поршневого насоса неравномерная. Если насос приводится в действие кривошипно-шатунным механизмом, то за один оборот привода подачу можно вычислить как

$$Q = v_n F_n, \quad (7.18)$$

где v_n — скорость поршня.

Для определения скорости перемещения поршня используем схему на рис. 7.11. При повороте привода на угол φ поршень переместится в цилиндре на расстояние x , равное

$$x = (r + R) - (r \cdot \cos \varphi + R \cdot \cos \alpha). \quad (7.19)$$

Скорость движения поршня v_n определяется как производное пути x по времени τ

$$v_n = \frac{dx}{d\tau}. \quad (7.20)$$

Преобразуя выражение (7.20) с учетом (7.19) и принимая во внимание, что изменение угла поворота привода по времени $d\varphi/dt$ равно угловой скорости его вращения ω_0 , получим:

$$v_{\text{п}} = r \omega_0 \sin \varphi. \quad (7.21)$$

Отсюда следует, что

$$Q = F_{\text{п}} \omega_0 r \sin \varphi. \quad (7.22)$$

Таким образом, подача поршневого насоса изменяется по закону синусоиды, процесс нагнетания чередуется с процессом всасывания через каждые 180° поворота.

График подачи поршневого насоса изображен на рис. 7.12, из которого видно, что максимум подачи соответствует углу поворота $\varphi = 90^\circ$.

$$Q_{\text{max}} = F_{\text{п}} r \omega_0. \quad (7.23)$$

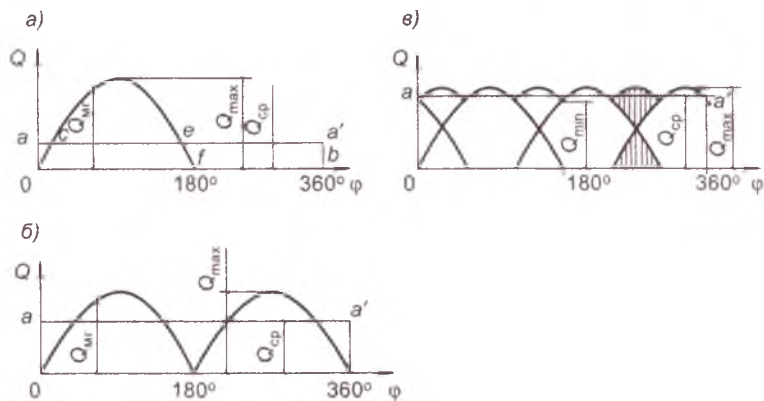


Рис. 7.12. Графики подачи поршневых насосов

a — одноцилиндрового; b — двухцилиндрового простого действия; c — трехцилиндрового простого действия

Среднюю скорость перемещения поршня можно вычислить как

$$v_{\text{п.ср}} = \frac{r \omega_0}{\pi} \int_0^{\pi} \sin \varphi d\varphi = \frac{\omega_0 r}{2\pi}. \quad (7.24)$$

За один оборот привода ($\varphi = 360^\circ$) средняя подача однопоршневого насоса равна

$$Q_{\text{ср}} = F_n v_{\text{п.ср}} = \frac{F_n \omega_0 r}{2\pi} \quad (7.25)$$

Отношение $a = Q_{\text{max}}/Q_{\text{ср}}$ характеризует неравномерность подачи. Как следует из уравнений (7.23) и (7.25), неравномерность подачи составляет: $a = \pi$.

Это явление нежелательное. Поэтому стараются неравномерность подачи выравнить.

Если выполнить насос по схеме, представленной на рис. 7.13, а, то насос будет двойного действия, т.е. за один оборот привода осуществляют два хода всасывания и два — нагнетания.

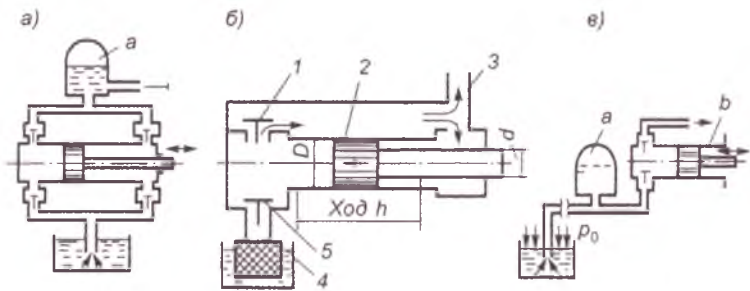


Рис. 7.13. Схемы одноцилиндровых насосов

а — двойного действия с воздушным колпаком на напорной линии; б — дифференциального двойного действия; в — простого действия с воздушным клапаном на всасывающей линии

Схема подачи такого насоса изображена на рис. 7.12, б. Средняя теоретическая подача насоса двойного действия с кривошипно-шатунным приводом составляет:

$$Q = 2rn(2F_n - f), \quad (7.26)$$

где f — площадь сечения штока.

Пренебрегая площадью штока и имея в виду, что $\omega_0 = \pi n/30$, получаем коэффициент неравномерности $a = \pi/2$.

Для повышения равномерности подачи одноцилиндровых насосов применяют дифференциальные насосы двухстороннего действия (рис. 7.13, б).

Конструкцией такого насоса предусмотрены две камеры, одна из которых оснащена всасывающим 5 и нагнетательным 1 клапанами, а другая их не имеет и, таким образом, постоянно сообщается с линией нагнетания. При движении поршня 2 влево жидкость через клапан 1 поступает в нагнетательный трубопровод 3

и заполняет штоковую камеру. При ходе поршня в обратном направлении клапан 1 закрыт и жидкость из штоковой камеры вытесняется в нагнетательную трубу 3, в это же время происходит всасывание жидкости через клапан 5 в левую камеру.

При условии, если диаметры цилиндра D и штока d удовлетворяют равенству $D^2 = 2d^2$, то подача при любом направлении движения поршня будет одинакова, т.е. $Q_1 = Q_2 = \pi d^2 S/4$.

Работу поршневых насосов исследуют путем снятия индикаторной диаграммы.

На рис. 7.14 приведена индикаторная диаграмма работы насоса простого действия. В начале всасывания (точка a) и нагнетания (точка b) наблюдается некоторое изменение давления, обусловленное инерционностью жидкости и работой клапанов.

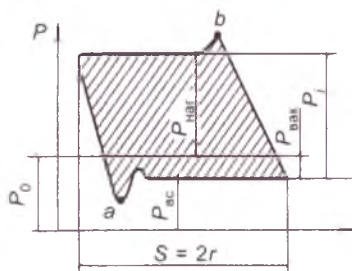


Рис. 7.14. Индикаторная диаграмма работы поршневого насоса

Полное давление, определяющее работу, совершаемую за один оборот вала (заштрихованная площадь), называется индикаторным давлением P_i и определяется выражением

$$P_i = P_{\text{вак}} + P_{\text{нагн}} \quad (7.27)$$

В соответствии с этим индикаторная мощность равна

$$N_i = \frac{P_i F_{\text{пл}} S n}{60} \quad (7.28)$$

Для насосов двойного и многократного действия индикаторная мощность равна сумме мощностей, определенных для насосов простого действия.

Мощность, подводимая к валу насоса, больше индикаторной на величину потерь на трение. Таким образом, механический КПД равен

$$\eta_{\text{м}} = \frac{N_i}{N_{\text{в}}} \quad (7.29)$$

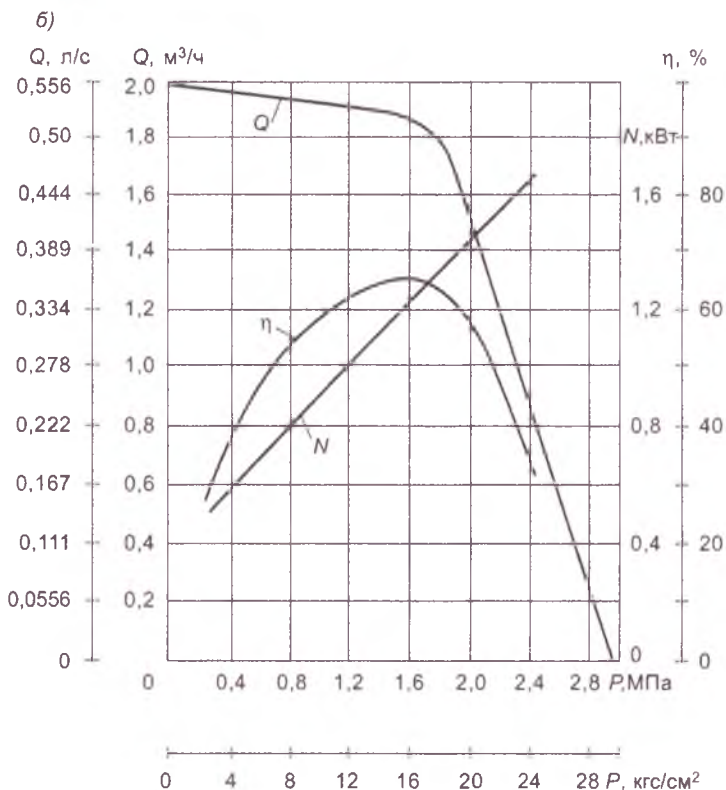
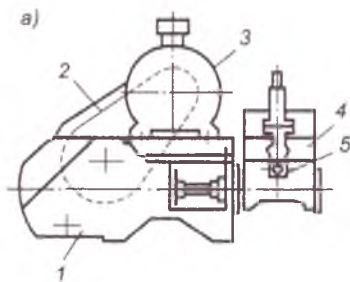


Рис. 7.15. Общий вид (а) и характеристика (б) питательного насоса ПН 1,6/16Б

1 — корпус насоса; 2 — ремень; 3 — электродвигатель; 4 — коробка клапанная; 5 — всасывающий патрубок

Для поршневых насосов его величина обычно составляет $\eta_m = 0,9-0,95$. Помимо механических потерь в таких насосах

имеются гидравлические и объемные потери. Величина этих потерь учитывается индикаторным КПД η_i

$$\eta_i = \frac{N_n}{N_i}, \quad (7.30)$$

где N_n — полезная мощность.

Мощность на валу при этом составляет

$$N_B = \frac{N_n}{\eta_i \eta_M} = \frac{P_i Q}{\eta_i \eta_M}. \quad (7.31)$$

Отношение полезной мощности к мощности на валу называется полным КПД насоса

$$\eta = \frac{N_n}{N_B} = \frac{N_n}{N_i} \cdot \frac{N_i}{N_B} = \eta_M \eta_i, \quad (7.32)$$

который для приводных насосов находится в пределах 0,65—0,85.

На рис. 7.15, а приведен общий вид насоса ПН 1,6/16Б. Маркировка насоса означает: ПН — питательный насосный агрегат; 1,6 — подача, м³/ч; 16 — давление на выходе из насоса, ат; Б — модернизация. В состав агрегата входят двухпоршневой горизонтальный насос двухстороннего действия и электродвигатель. Привод от электродвигателя к насосу осуществляется клиноременной передачей.

На рис. 7.15, б дана характеристика насоса, т.е. зависимость подачи Q , полного КПД η и потребляемой мощности N от давления P .

7.5. Струйные насосы

В струйных насосах передача энергии от потока рабочей жидкости к потоку перекачиваемой жидкости осуществляется без промежуточных механизмов, в связи с чем эти насосы по характеру рабочего процесса принципиально отличаются от насосов всех других видов. Достоинствами струйных насосов являются простота конструкции, надежность в работе, небольшие габаритные размеры и невысокая стоимость. Благодаря этому струйные насосы широко применяются во многих отраслях народного хозяйства, в частности в системах теплогазоснабжения, вентиляции и кондиционирования воздуха.

Струйные аппараты классифицируют в зависимости от вида рабочей жидкости. Если через трубопровод в сопло нагнетается

воздух (газ), то струйный аппарат называют *эжектором*, если пар — *инжектором*, если горячая вода — *элеватором*, а если холодная вода, то — *гидроэлеватором*. Таким образом, струйный аппарат может выполнять роль вентилятора, насоса или компрессора.

В теплофикационных установках струйные аппараты используют в качестве смесителей на отопительных абонентских вводах (водоструйные элеваторы); в вентиляционных установках — для создания непрерывного тока воздуха через каналы и помещения (эжекторы); в холодильной технике — в качестве агрегатов холодильных установок. Струйные аппараты применяют также в водопроводных установках — для подъема воды из глубоких колодцев и скважин, в канализации — для удаления осадка из песколовков и перемешивания ила в метантенках (гидроэлеваторы).

Струйные насосы (рис. 7.16, а) состоят из следующих основных элементов: сопла 1, всасывающей камеры 2, камеры смешения 3 и диффузора 4. Насосная установка (рис. 7.16, б) состоит, как правило, из вспомогательного (питательного) насоса 5, подающего трубопровода 6, струйного насоса 7, всасывающего трубопровода 8 и напорного трубопровода 9.

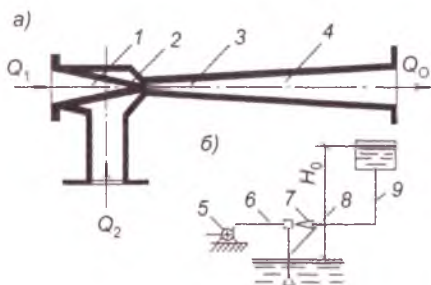


Рис. 7.16. Струйный насос и схема его работы

а — струйный насос; б — насосная установка

Работа струйного насоса происходит следующим образом. Рабочая жидкость подается питательным насосом под большим давлением в сопло струйного насоса, откуда с большой скоростью поступает в смесительную камеру. Вследствие значительного увеличения скорости на выходе из сопла давление в камере смешения падает и может стать меньше атмосферного, т.е. при определенной скорости истечения из сопла во всасывающей камере струйного насоса возникает вакуум. Под действием вакуума жидкость из приемного резервуара поступает по всасываю-

шей трубе во всасывающую камеру и далее в камеру смешения. В камере смешения рабочая и перекачиваемая жидкости смешиваются и обмениваются энергией, причем рабочая жидкость отдает часть энергии жидкости, поступившей из приемного резервуара. При прохождении потока жидкости через диффузор происходит преобразование кинетической энергии в потенциальную, причем скорость потока постепенно уменьшается, а статический напор увеличивается. Таким образом, давление смешанного потока на выходе из диффузора оказывается выше давления эжектируемого потока, поступающего по всасывающей трубе.

Если обозначить Q_1 расход рабочей жидкости, подаваемой в сопло струйного насоса, Q_2 расход подсосываемой жидкости, то очевидно, что общий расход жидкости, проходящей через камеру смешения, или подача струйного насоса $Q_0 = Q_1 + Q_2$.

Отношение подачи струйного насоса к расходу рабочей жидкости называется *коэффициентом инжекции (эжекции)*:

$$\alpha = Q_0/Q_1. \quad (7.33)$$

Отношение высоты подъема перекачиваемой жидкости H_0 к рабочему напору H_1 называется *коэффициентом напора струйного насоса* β , т.е.

$$\beta = H_0/H_1. \quad (7.34)$$

Коэффициент полезного действия струйного насоса

$$\eta = \frac{N_{\text{п}}}{N_3} = \frac{Q_0 H_0}{Q_1 H_1},$$

где $N_{\text{п}} = Q_0 H_0 \gamma$ — полезная мощность струйного насоса;

$N_3 = Q_1 H_1 \gamma$ — затраченная мощность.

Учитывая выражения (7.33) и (7.34), можно записать:

$$\eta = \alpha\beta. \quad (7.35)$$

Значения КПД струйных насосов лежат в пределах 0,15—0,25.

Приблизительно расход рабочей жидкости, который необходимо подать к соплу струйного насоса, можно определить по формуле

$$Q_1 = \frac{Q_0 H_0}{\eta(H_1 - H_0)}. \quad (7.36)$$

Расчет струйных насосов при заданных Q_0 и Q_1 , H_0 и H_1 сводится к нахождению оптимальных размеров сопла, камеры смешения и диффузора.

К недостаткам струйных насосов можно отнести низкий КПД и необходимость подачи к соплу больших расходов жидкости под высоким давлением.

Примеры

Пример 7.1. Определить геометрическую высоту всасывания центробежного насоса, если его подача $Q = 40$ л/с, диаметр всасывающего трубопровода $d = 200$ мм, сумма потерь напора во всасывающем трубопроводе $\Sigma h_{\omega} = 1,2$ м, а допустимая вакуумметрическая высота всасывания насоса $4,8$ м.

Решение. Определяем скорость жидкости во всасывающем трубопроводе:

$$v = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 0,04}{3,14 \cdot 0,2^2} = 1,27 \text{ м/с.}$$

Используя формулу (7.2), находим геометрическую высоту всасывания насоса:

$$H_s = H_{\text{вак}} - \frac{v_1^2}{2g} - \Sigma h_{\omega} = 4,8 - \frac{1,27^2}{19,62} - 1,2 = 3,52 \text{ м.}$$

Пример 7.2. Определить напор насоса, если его подача $Q = 0,015$ м³/с; диаметр всасывающего трубопровода $d_1 = 150$ мм; диаметр нагнетательного трубопровода $d_2 = 100$ мм, показания манометра соответствуют напору 42 м, показания вакуумметра — 5 м; расстояние по вертикали между центрами вакуумметра и манометра $\Delta h = 0,2$ м.

Решение. Определяем скорости во всасывающем и нагнетательном трубопроводах:

$$v_1 = \frac{4Q}{\pi d_1^2} = \frac{4 \cdot 0,015}{3,14 \cdot 0,15^2} = 0,85 \text{ м/с;}$$

$$v_2 = \frac{4Q}{\pi d_2^2} = \frac{4 \cdot 0,015}{3,14 \cdot 0,1^2} = 1,91 \text{ м/с.}$$

Находим напор насоса по формуле (7.1) (рис. 7.4):

$$H = 42 + 5 + 0,2 + \frac{1,91^2 - 0,85^2}{19,62} = 47,35 \text{ м.}$$

Пример 7.3. При частоте вращения вала $n = 2900$ мин⁻¹ и подаче $Q = 60$ л/с центробежный насос развивает напор $H = 90$ м и потребляет мощность $N = 100$ кВт. Определить, как изменятся параметры насоса, если частота вращения снизится до $n_1 = 960$ мин⁻¹.

Решение. Из формулы (7.4) найдем подачу насоса Q_1 :

$$Q_1 = Qn_1/n = 60 \cdot 960/2900 = 20 \text{ л/с.}$$

Напор насоса определим по формуле (7.4):

$$H_1 = H(n_1/n)^2 = 90(960/2900)^2 = 9,9 \text{ м.}$$

Мощность насоса найдем по формуле (7.4):

$$N_1 = N(n_1/n)^3 = 100(960/2900)^3 = 3,64 \text{ кВт.}$$

Контрольные вопросы

1. Назовите основное назначение насосов и их виды.
2. Назовите основные технические характеристики центробежного насоса.
3. Как определить КПД насоса? Какие параметры связывает рабочая характеристика центробежного насоса?
4. Поясните физический смысл коэффициента быстроходности.
5. Запишите уравнение Эйлера для насосов. Поясните его физический смысл.
6. Назовите основное назначение поршневых насосов. Что характеризует график подачи?
7. Для каких целей служит индикаторная диаграмма работы поршневого насоса?
8. Какое понятие лежит в основе классификации струйных аппаратов? Объясните схему работы струйного насоса.

Раздел 2. Основы теплотехники

Глава 8. Рабочее тело и основные законы идеального газа

8.1. Рабочее тело и параметры его состояния

Применение законов термодинамики к процессам взаимного превращения тепловой и механической энергии, рассматриваемым в технической термодинамике, позволяет осуществить полный термодинамический анализ реальных процессов. При этом из совокупности всех участвующих в процессе тел выделяется рабочее тело, а остальные рассматриваются как источники и поглотители тепловой энергии. В качестве рабочего тела используются газы и пары. Это объясняется тем, что они имеют большие коэффициенты теплового расширения и могут при нагревании совершать гораздо большую работу, чем жидкости и твердые тела.

Молекулы любого вещества, взаимодействуя друг с другом, находятся в непрерывном движении. Межмолекулярные силы взаимодействия и расстояния между молекулами определяют агрегатное состояние вещества. Силы взаимодействия между молекулами газа, расстояние между которыми значительно больше их размеров, существенно меньше сил межмолекулярных в твердых и жидких телах. Поэтому любое количество газа заполняет весь объем, в который его помещают. Эта способность газа подтверждает, что его молекулы находятся в постоянном хаотическом движении.

Упрощенной моделью газообразного вещества является так называемый идеальный газ, у которого объем, занимаемый молекулами, мал по сравнению с общим объемом газа, и сами молекулы рассматриваются как материальные точки, равномерно распределенные в объеме. Силами межмолекулярного взаимодействия в этом случае можно пренебречь.

Однако такого газа в природе не существует. Предложенная модель отражает свойства реальных газов лишь приближенно, но изучение ее законов помогает определить поведение реального газа в различных условиях. Степень расхождения свойств идеального и реального газов зависит от условий, в частности от давления и температуры. Газовые законы наиболее просто формулируются для идеального газа.

Реальные газы, наиболее часто встречающиеся в практике, вполне допустимо считать идеальными и пользоваться их закономерностями при выполнении теплотехнических расчетов. Исключение составляет водяной пар, который встречается в различных состояниях, а именно:

1) когда водяной пар является составной частью газовых смесей, как, например, в продуктах сгорания топлива или в атмосферном воздухе. В этом случае его можно отождествлять с идеальным газом;

2) когда водяной пар является рабочим телом в паровых двигателях или теплоносителем в теплообменных аппаратах. Тогда его состояние близко к состоянию жидкости, к нему уже не применимы законы идеального газа.

К основным параметрам состояния газов относятся: давление p , температура T и удельный объем v .

Если изменить терморежимное состояние системы (рабочего тела), т.е. подвести или отнять теплоту, сжать газ или дать ему возможность расшириться, то его параметры изменят свою величину.

Д а в л е н и е. Давление вообще есть сила, действующая на единицу площади поверхности, направленная по нормали к ней. Давление газа — результат воздействия молекул газа на внутреннюю поверхность стенок сосуда, в котором он заключен. Это свойство позволяет использовать газ в качестве рабочего тела в процессах преобразования энергии.

В термодинамике всегда пользуются абсолютным давлением $p_{абс}$. В технике различают абсолютное давление $p_{абс}$ и избыточное $p_{изб}$, которое может быть больше или меньше атмосферного.

Измерение давления газа в сосуде можно произвести с помощью γ -образной трубки с жидкостью, открытый конец которой сообщается с атмосферой. При этом уровень жидкости в коленах трубки может быть различным. Если давление в сосуде выше атмосферного, то оно будет уравновешено столбом жидкости высотой h (см. рис. 8.1, а). Следовательно,

$$p_{абс} = p_б + g\rho h, \quad (8.1)$$

где $p_{абс}$ — абсолютное (полное) давление газа в сосуде;

$p_б$ — атмосферное (барометрическое) давление;

g — ускорение свободного падения в данной местности;

ρ — плотность жидкости;

h — высота столба жидкости.

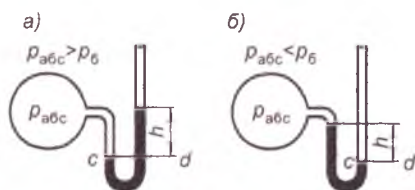


Рис. 8.1. Измерение давления газа в сосуде

a — давление газа выше атмосферного; *б* — давление газа ниже атмосферного

Таким образом,

$$p_{абс} = p_б + p_{изб}$$

или

$$p_{изб} = p_{абс} - p_б \quad (8.2)$$

(см. рис. 8.1, *б*).

Если давление в сосуде меньше атмосферного, то будет иметь место разрежение (вакуум) или $p_{изб}$ примет отрицательное значение

$$p_{абс} = p_б - g\rho h$$

или

$$p_{изб} = -g\rho h. \quad (8.3)$$

Давление в системе единиц СИ измеряют в Паскалях ($1\text{ Па} = 1\text{ Н/м}^2$) и в их производных — килопаскалях (кПа), мегапаскалях (МПа) и др. Измерение давления производится манометрами или вакуумметрами, если абсолютное давление меньше атмосферного. Их сравнительные характеристики приведены в таблице приложения 10.

Температура. Это параметр, характеризующий степень нагретости тела. Он определяется средней кинетической энергией движения молекул газа.

Для измерения температуры используют две температурные шкалы: термодинамическую и международную практическую. За нуль абсолютной температуры (ОК) принята температура вещества, когда отсутствует хаотическое тепловое движение его молекул и атомов. По этой шкале температура всегда положительная ($T > 0$).

Нуль температуры в международной практической шкале соответствует температуре плавления льда при $p_б = 101,325\text{ Па}$ (750 мм рт. ст.), $100\text{ }^\circ\text{C}$ (градус Цельсия) — температуре кипения воды.

Соотношение между температурами по этим шкалам определяется выражением:

$$T = t + 273,15, \quad (8.4)$$

где T — абсолютная температура, К (Кельвин);

t — температура, °С.

Величина градуса по общим шкалам одинакова, следовательно, $\Delta T = \Delta t$.

У д е л ь н ы й о б ъ е м. Если в объеме V , занимаемом газом, соединится масса этого газа в количестве M , выраженного в килограммах, то его удельный объем может быть вычислен как

$$v = \frac{V}{M} \text{ (м}^3\text{/кг)}. \quad (8.5)$$

Обратная величина является плотностью газа ρ , соответствующей массе газа, заключенного в единице объема, т.е.

$$\rho = \frac{M}{V} \text{ (кг/м}^3\text{)}. \quad (8.6)$$

8.2. Основные законы идеального газа: закон Бойля-Мариотта, закон Гей-Люссака, закон Шарля, закон Авогадро

Закон Бойля-Мариотта утверждает, что произведение абсолютного давления на удельный объем при постоянной температуре есть величина постоянная:

$$pv = \text{const}. \quad (8.7)$$

Закон Гей-Люссака гласит, что при постоянном давлении удельный объем изменяется прямо пропорционально изменению абсолютных температур

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (8.8)$$

Закон Шарля заключается в том, что при постоянном удельном объеме абсолютные давления газа изменяются прямо пропорционально изменению абсолютных температур

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (8.9)$$

По закону Авогадро в равных объемах различных газов при одинаковых давлениях и температуре содержится одинаковое

число молекул. Из этого следует, что плотности газов при одинаковых давлениях и температурах пропорциональны их молекулярным массам μ , т.е.

$$\mu_1/\rho_1 = \mu_2/\rho_2 \text{ или } \mu_1 v_1 = \mu_2 v_2 = \text{idem.}$$

Произведение μv есть объем моля газа. Модем (киломодем) газа называется масса газа в кг, равная его молекулярной массе. Моля газа обозначается также μ и измеряется в кг/кмоль.

Закон Авогадро можно сформулировать и так: объем киломоля (моля) различных газов при аналогичных физических условиях одинаков. Объем киломоля всех газов при нормальных физических условиях (НФУ) ($p = 760$ мм рт.ст. = 1,013 бар = 101,335 кПа; $t = 0$ °C и $g = 9,81$ м/с²) равен $V_\mu = 22,4$ м³/кмоль.

Рабочее тело, как правило, представляет собой смесь нескольких газов. Например, в двигателях внутреннего сгорания в состав продуктов сгорания, являющихся рабочим телом, входят водород, кислород, азот, окись углерода, углекислый газ и пары воды. Если считать, что каждый компонент подчиняется уравнению состояния идеального газа, и компоненты химически не реагируют между собой, то согласно закону Дальтона давление смеси газов $p_{\text{см}}$ равно сумме парциальных давлений отдельных компонентов смеси

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum p_i, \quad (8.10)$$

где p_1, p_2, \dots, p_n — парциальные давления компонентов смеси.

Парциальным называется давление компонента, которое он создавал бы, находясь один в объеме, занимаемом смесью, при температуре смеси. Закон Дальтона справедлив только для идеальных газов.

Состав газовой смеси может быть задан массовыми или объемными долями.

Если масса смеси — $M_{\text{см}}$, а масса i -го компонента — M_i , то их отношение определит массовую долю этого компонента — g_i , т.е.

$$g_i = M_i/M_{\text{см}}.$$

Тогда

$$\sum_{i=1}^{i=n} g_i = 1.$$

Во втором случае объем смеси и объем каждого компонента одинаков и по отдельности равен объему сосуда, в котором находится смесь газов. При этом температуры смеси и компонентов также одинаковы, а давления — разные. Для того, чтобы со-

поставить компоненты смеси газов по объему, нужно, чтобы компоненты находились при одинаковом давлении, в качестве которого обычно принимают давление смеси. Объемы компонентов при давлении смеси называют парциальными объемами. Если объем смеси — $V_{\text{см}}$, а объем i -го компонента — V_i , то объемная доля определяется как

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}.$$

Чтобы найти $\sum_{i=1}^{i=n} r_i = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{V_i}{V_{\text{см}}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} V_i}{V_{\text{см}}}$, нужно найти сумму парци-

альных объемов. Согласно закону Бойля-Мариотта для двух состояний i -го компонента имеем:

$$p_i V_{\text{см}} = p_{\text{см}} V_i, \quad (8.11)$$

т.е. когда газ занимает объем смеси и находится под парциальным давлением и когда он занимает парциальный объем при давлении смеси.

Если последнее уравнение записать для каждого компонента смеси и полученные уравнения просуммировать, то будем

иметь $\sum_{i=1}^{i=n} p_i V_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} p_{\text{см}} V_i$. Так как согласно уравнению (8.10),

$\sum_{i=1}^{i=n} p_i = p_{\text{см}}$, получим $\sum_{i=1}^{i=n} V_i = V_{\text{см}}$. Следовательно, $\sum_{i=1}^{i=n} r_i = 1$.

Для упрощения расчетов, связанных с газовыми смесями, представляют смесь как состоящую из однородных средних молекул, которые по количеству и суммарной массе эквивалентны действительной газовой смеси.

Введем понятие моля газовой смеси $\mu_{\text{см}}$ и определим его значение через массовые и объемные доли компонентов. Обозначив $K_{\text{см}}$ — число киломолей газовой смеси, а K_i — число киломолей i -го компонента, определим

$$K_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} K_i.$$

Тогда $\mu_{\text{см}} = \frac{M_{\text{см}}}{K_{\text{см}}} = \frac{M_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^{i=n} K_i} = \frac{M_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{M_i}{\mu_i}}$ или $\mu_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\mu_i}}$. (8.12)

Для вычисления $\mu_{\text{см}}$ через объемные доли примем, что $V_{\text{см}} = 1 \text{ м}^3$.

Тогда $r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}} = V_i$; $M_{\text{см}} = \rho_{\text{см}} V_{\text{см}} = \rho_{\text{см}}$. Но $M_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} M_i$, а $M_i = \rho_i V_i = \rho_i r_i$. Следовательно,

$$\rho_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} \rho_i r_i. \quad (8.13)$$

Так как $\rho_{\text{см}} = \frac{\mu_{\text{см}}}{(\mu\nu)_{\text{см}}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \frac{\mu_i}{(\mu\nu)_i}$, а согласно закону Авогадро $(\mu\nu)_i = (\mu\nu)_{\text{см}} = \text{idem}$, то

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \mu_i. \quad (8.14)$$

Газовая постоянная смеси газов $R_{\text{см}}$ определяется как

$$R_{\text{см}} = \frac{8315}{\mu_{\text{см}}}. \quad (8.15)$$

Или

$$R_{\text{см}} = \frac{8315}{\frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\mu_i}}} = 8315 \sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\mu_i} = 8315 \sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{8315 R_i},$$

тогда

$$R_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} g_i R_i.$$

Плотность через массовые доли можно выразить следующим образом:

$$\rho_{\text{см}} = \frac{M_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} = \frac{M_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^{i=n} V_i} = \frac{M_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{Q_i}{\rho_i}} = \frac{M_{\text{см}}}{M_{\text{см}} \sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\rho_i}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\rho_i}}. \quad (8.16)$$

Удельный объем смеси $V_{\text{см}}$ есть величина обратная $\rho_{\text{см}}$.

Парциальные давления компонентов p_i определяются из уравнения (8.11):

$$p_i V_{\text{см}} = p_{\text{см}} V_i; \quad p_i = p_{\text{см}} \frac{V_i}{V_{\text{см}}}.$$

Таким образом,

$$p_i = r_i p_{\text{см}}. \quad (8.17)$$

Через массовые доли p_i определим с использованием уравнения состояния газа для смеси и i -го компонента

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = M_{\text{см}} R_{\text{см}} T,$$

$$p_i V_{\text{см}} = M_i R_i T.$$

После деления второго равенства на первое имеем:

$$\frac{p_i}{p_{\text{см}}} = \frac{M_i R_i}{M_{\text{см}} R_{\text{см}}}, \text{ откуда } p_i = p_{\text{см}} g_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}} = g_i p_{\text{см}} \frac{\mu_{\text{см}}}{\mu_i}. \quad (8.18)$$

Для определения состава смеси по объемным долям и массовому составу и наоборот имеются соответствующие формулы перехода

$$g_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i \mu_i}, \quad (8.19)$$

или

$$r_i = \frac{g_i / \mu_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\mu_i}}. \quad (8.20)$$

8.3. Уравнение состояния газа

Уравнение состояния идеального газа можно получить, используя указанные выше законы.

Предположим, что 1 кг газа переходит из состояния, характеризующегося параметрами p_1, v_1, T_1 , в другое — с параметрами p_2, v_2 и T_2 . Допустим, что этот переход происходит сначала при постоянной температуре T_1 до промежуточного удельного объема v' , а затем при постоянном давлении p_2 до конечного удельного объема v_2 .

Тогда по закону Бойля-Мариотта имеем:

$$p_1 v_1 = p_2 v' \text{ или } v' = p_1 v_1 / p_2.$$

В соответствии с законом Гей-Люссака можно получить выражение при $p = \text{const}$

$$\frac{v'}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ или } v' = \frac{v_2 T_1}{T_2}.$$

Приравняв найденные выражения для v' , получим

$$p_1 v_1 / p_2 = v_2 T_1 / T_2.$$

Преобразовав это равенство, имеем

$$p_1 v_1 / T_1 = p_2 v_2 / T_2,$$

или

$$pv/T = \text{const}, \quad (8.21)$$

т.е. отношение произведения абсолютного давления газа на его удельный объем к абсолютной температуре есть величина постоянная. Для 1 кг газа ее обозначают R и называют удельной газовой постоянной

$$pv/T = R \quad (8.22)$$

или

$$pv = RT. \quad (8.23)$$

Уравнение (8.23) называют уравнением состояния идеального газа или уравнением Клайперона — ученого, предложившего это уравнение.

Так как R — величина постоянная для каждого газа, можно определить любой основной параметр газа, если известны два других. Газовые постоянные для большинства газов приведены в соответствующих таблицах справочных данных.

Если обе части уравнения состояния идеального газа (8.23) умножить на M и, принимая во внимание, что $vM = V$, получим уравнение состояния для любой массы газа

$$pV = MRT. \quad (8.24)$$

Заменив объем газа его молекулярным объемом V_μ , а массу — молярной массой μ , получим уравнение состояния для 1 кмоль газа:

$$pV_\mu = \mu RT. \quad (8.25)$$

Уравнение в таком виде было получено Д.И. Менделеевым.

Из этого уравнения определяется универсальная газовая постоянная:

$$\mu R = \frac{pV_\mu}{T}. \quad (8.26)$$

При нормальных физических условиях величина универсальной газовой постоянной равна

$$R_0 = \mu R = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8315 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (8.27)$$

Легко определить величину удельной газовой постоянной

$$R = \frac{8315}{\mu} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad (8.28)$$

которая для каждого газа имеет свое вполне определенное значение.

Примеры

Пример 8.1. Манометр, установленный на паровом котле, показывает давление 1,8 МПа. Найти давление пара в котле, если атмосферное давление 99 кПа (0,099 МПа).

Решение. По формуле (8.2): $p_{\text{абс}} = p_{\text{изб}} + p_{\text{б}} = 1,8 + 0,099 \approx 1,9$ МПа.

Пример 8.2. Вакуумметр показывает разрежение 80 кПа. Каково должно быть давление в сосуде, если атмосферное давление по барометру составляет 100 кПа?

Решение. Из формулы (8.3) имеем: $p = p_{\text{б}} - p_{\text{изб}} = (100 - 80)$ кПа = 20 кПа.

Пример 8.3. В баллоне содержится кислород массой 2 кг при давлении 8,3 МПа и температуре 15 °С. Вычислить вместимость баллона.

Решение. Из уравнения состояния (8.25) получаем $V = MRT/p = 2 \cdot 259,8 (15 + 273)/(8,3 \cdot 10^6) \text{ м}^3 = 0,018 \text{ м}^3 = 18 \text{ л}$ (здесь значение R взято из приложения 12).

Пример 8.4. Резервуар вместимостью 4 м³ заполнен углекислым газом. Найти массу газа и его вес, если избыточное давление в резервуаре 40 кПа, температура 80 °С, а барометрическое давление 102,4 кПа.

Решение. 1. Давление газа

$$p = p_{\text{изб}} + p_{\text{б}} = (40 + 102,4) \text{ кПа} = 142,4 \text{ кПа}.$$

Из уравнения состояния (8.25) получаем: масса газа

$$M = pV/(RT) = 142,4 \cdot 10^3 \cdot 4/[188,9 (273 + 80)] \text{ кг} = 8,54 \text{ кг}$$

(здесь значение $R = 188,9 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ взято из приложения 12).

2. Вес газа $G = Mg = (8,54 \cdot 9,81) \text{ Н} = 83,8 \text{ Н}.$

Контрольные вопросы

1. Что изучает теплотехника?
2. Какие научные дисциплины составляют теоретическую часть теплотехники?
3. Какой физический процесс лежит в основе термодинамики? Как называются энергетические устройства, в которых осуществляется этот физический процесс?
4. Какой физический процесс лежит в основе теории теплопередачи? В каких устройствах осуществляется этот процесс?
5. Дайте определение энергии.
6. Что такое термодинамическая система? Какие термодинамические системы по условиям взаимодействия с другими термодинамическими системами вы знаете?
7. Почему в качестве рабочего тела в технической термодинамике используются газы и пары?
8. Объясните понятие реального газа.
9. Объясните понятие идеального газа.
10. Какие состояния водяного пара вы знаете?
11. Какие две температурные шкалы применяют для измерения температуры?
12. Сформулируйте закон Бойля-Мариотта.
13. Что утверждает закон Гей-Люссака?
14. Сформулируйте закон Шарля.
15. Какие параметры связывает уравнение идеального газа Клайперона?

Глава 9. Первый закон термодинамики

9.1. Понятие о термодинамическом процессе, теплоте, внутренней энергии, работе газа

Как было отмечено в разделе 8.1, в процессе превращения тепловой энергии в механическую участвует рабочее тело, параметры состояния которого изменяются. При термодинамическом исследовании процессов в зависимости от решаемой задачи выделяется определенная группа тел или идеальное тело, которое называется термодинамической системой. Рабочее тело, находящееся в цилиндре и отделенное поршнем от внешней среды, является примером термодинамической системы. Тела, взаимодействующие с системой и влияющие на ее состояние, называют внешней средой. Систему от внешней среды отделяет контрольная поверхность. Так, например, для газа, находящегося в цилиндре, контрольной поверхностью являются внутренние поверхности цилиндра и днище поршня.

Для изучения состояния идеального газа условно допускается существование системы, идеально теплоизолированной от внешней среды. Практически такая система не существует, так как абсолютные теплоизоляторы в природе отсутствуют. Следовательно, любая система взаимодействует с внешней средой.

Термодинамическим процессом называется переход термодинамической системы (рабочего тела) из одного состояния в другое в результате его взаимодействия с внешней средой.

Если изменение состояния внешней среды происходит бесконечно медленно, то и процесс изменения состояния системы, протекающий под воздействием среды, также происходит бесконечно медленно. Можно представить, что в этом случае в каждый момент времени система находится в состоянии равновесия, соответствующем условиям внешней среды.

Равновесным называется такое состояние системы, когда ее параметры во всех точках имеют одинаковые неизменные значения.

Процесс, характеризующийся непрерывной последовательностью равновесных состояний системы, называется равновесным процессом. Состояние системы в таком процессе точно определяется параметрами p , v и T .

Равновесные процессы являются идеальными. Реально происходящие в природе процессы не являются равновесными, так как характеризуются конечными величинами скоростей протекания, а также разностями температур и давлений. Однако

иногда степень неравновесности столь незначительная, что ею можно пренебречь, и с достаточной точностью считать процесс равновесным. Одним из условий равновесности является то, что скорость протекания процесса должна быть мала по сравнению со скоростью звука.

Равновесный процесс, который может быть осуществлен в обратном направлении через тот же ряд равновесных состояний, что и в прямом, как в рабочем теле, так и во внешней среде, называется обратимым процессом.

Изучение обратимых процессов позволяет выявить закономерности реальных процессов. Возникающие неточности можно устранить введением соответствующих поправочных коэффициентов.

Количество теплоты, которое необходимо подвести или отвести от единицы вещества (1 кг, 1 м³, 1 кмоль), чтобы изменить его температуру на 1 °С, называется удельной теплоемкостью. Выбранная единица количества вещества определяет массовую c , объемную c' или киломолярную μc теплоемкость. Размерность удельной теплоемкости, следовательно, может быть — кДж/(кг·К), кДж/(м³·К) и кДж/(кмоль·К).

Теплоемкость идеальных газов не зависит от давления, а зависит только от температуры. Каждому значению температуры газа соответствует свое значение теплоемкости, которое называется истинной теплоемкостью. Математически это можно записать следующим образом

$$c = \frac{dq}{dt}, \quad (9.1)$$

что означает следующее. Истинная массовая теплоемкость — это отношение бесконечно малого количества теплоты dq , подведенной к единице массы газа при температуре t , вызвавшее изменение его температуры на бесконечно малую величину dt . Вообще зависимость теплоемкости от температуры носит нелинейный характер, однако в теплотехнических расчетах эту зависимость принимают линейной. Тогда выражению зависимости теплоемкости от температуры можно придать вид:

$$c = a + bt. \quad (9.2)$$

Численные значения коэффициентов a и b для различных газов приведены в теплотехнических справочниках.

Количество теплоты, необходимое для нагревания 1 кг газа от температуры t_1 до температуры t_2 , можно определить с помо-

шью средней теплоемкости газа c_m в данном интервале температур

$$q = c_m(t_2 - t_1), \quad (9.3)$$

где

$$c_m = \frac{c_1 + c_2}{2} = a + b \frac{t_1 + t_2}{2}, \quad (9.4)$$

где c_1 и c_2 — значение истинных теплоемкостей при температурах t_1 и t_2 . Их величины для некоторых газов и водяного пара приведены в таблице приложения 13.

Соотношение между массовой c , объемной c' и киломолярной μc теплоемкостями имеют вид

$$c = \mu c / \mu; \quad (9.5)$$

$$c' = \mu c / 22,4; \quad (9.6)$$

$$c' = c_p. \quad (9.7)$$

Теплоемкость газообразных веществ в значительной степени зависит от внешних условий, при которых подводится и отводится теплота. Наиболее важное значение представляют собой процессы, протекающие при постоянном объеме газа (изохорный процесс) и при постоянном давлении газа (изобарный процесс). Удельная массовая теплоемкость в первом случае называется изохорной и обозначается c_v , а во втором — изобарной и обозначается c_p . Также различают объемные (c'_v и c'_p) и киломолярные изохорные и изобарные теплоемкости (μc_v и μc_p).

Изменению температуры одного и того же количества газа на 1 °С соответствует различное количество теплоты, зависящее от того, находится газ при постоянном объеме или постоянном давлении. При изохорном процессе объем остается постоянным, т.е. он не совершает никакой работы против внешних сил. При изобарном нагреве газ, расширяясь, преодолевает внешнюю силу, например перемещает поршень. Следовательно, он совершает определенную работу. Очевидно, что во втором случае для нагрева газа до одинаковой температуры потребуется больше теплоты, чем при изохорном нагреве.

Часто в реальных условиях приходится производить теплотехнические расчеты для газовых смесей. Поэтому необходимо уметь определять теплоемкость газовой смеси.

Так как теплота, расходуемая на нагревание 1 кг газовой смеси, идет на нагревание всех компонентов, находящихся в смеси,

то удельная теплоемкость смеси равна сумме произведений удельных теплоемкостей отдельных компонентов на их массовые или объемные доли. Так, массовая теплоемкость смеси определяется по выражению

$$c_{\text{см}} = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n = \sum_{i=1}^{i=n} c_i g_i, \quad (9.8)$$

где g_i — массовая доля компонента смеси.

Объемную теплоемкость можно вычислить по формуле аналогичной структуры

$$c'_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} c'_i r_i, \quad (9.9)$$

где r_i — объемная доля компонента смеси.

Внутреннюю энергию рабочего тела составляют кинетическая энергия тепловых движений молекул и колебательных внутри-молекулярных движений атомов, а также потенциальная энергия взаимодействия молекул.

Система в любом состоянии взаимодействия с внешней средой или изолированная обладает определенным количеством внутренней энергии u .

Кинетическая энергия поступательного и вращательного движений молекул, а также энергия колебательного движения атомов зависят только от температуры. Если потенциальную энергию молекул считать равной нулю, т.е. рассматривать идеальный газ, то величина внутренней энергии равна

$$u = f(T), \quad (9.10)$$

где u — внутренняя энергия 1 кг газа.

Изменение внутренней энергии в любом термодинамическом процессе не зависит от характера его протекания, а только от начального и конечного состояния рабочего тела, т.е.

$$\Delta u = u_2 - u_1, \quad (9.11)$$

где u_1 и u_2 — внутренняя энергия в начале и в конце процесса.

Если $v = \text{const}$, то работа расширения равна нулю, и все количество подведенной теплоты $q = c_v(T_2 - T_1)$ расходуется на увеличение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1). \quad (9.12)$$

Для бесконечно малого изменения состояния системы $du = c_v dT$. Внутренняя энергия является параметром состояния.

В общем случае, если к системе подводится теплота, то изменяется не только внутренняя энергия, но при расширении рабочего тела ($dv > 0$) совершается механическая работа. Такая работа считается положительной. При сжатии рабочего тела ($dv < 0$) работа производится со стороны внешней среды. Эта работа считается отрицательной.

Для определения механической работы, совершаемой термодинамической системой, рассмотрим газ, находящийся в цилиндре под поршнем. На рис. 9.1 представлено практическое изображение процесса в координатах $p-v$. Рассмотрим произвольный момент процесса, в котором удельный объем изменяется на бесконечно малую величину dv . Давление на этом участке перемещения поршня соответствует координате p . Площадь элементарной заштрихованной криволинейной трещины примем равной площади прямоугольника $p dv$. Площадь под кривой 1—2 можно вычислить путем сложения элементарных площадей или, другими словами, она равна интегралу величин $p dv$ от точки 1 до точки 2

$$f = \int_1^2 p dv. \quad (9.13)$$

Размерность $p dv$ соответствует размерности работы, Дж/кг, производимой 1 кг рабочего тела.

Если p_1, v_1, T_1 — параметры системы в точке 1, то расширившись до точки 2, параметры примут значение p_2, v_2, T_2 . Элементарная работа, совершаемая при перемещении поршня на соответствующую величину ds , равна

$$dA = p F ds, \quad (9.14)$$

где p — давление в каждый момент времени, Па;

F — площадь поршня, м²;

s — перемещение поршня, м.

В формуле (9.14) $F ds = dv$, тогда

$$dA = p dv. \quad (9.14')$$

Вся работа расширения на участке 1—2 может быть вычислена

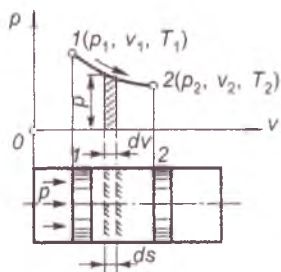


Рис. 9.1. Работа расширения рабочего тела в $p-v$ -диаграмме

$$A = \int_1^2 p dv. \quad (9.15)$$

Сопоставляя выражения (9.13) и (9.15), можно констатировать, что площадь под кривой 1—2, ограниченная крайними ординатами и отрезком абсциссы, графически выражает работу, произведенную 1 кг газа в рассматриваемом процессе. Как было сказано выше, эта работа положительная. В процессе 2—1, т.е. при сжатии газа под действием внешней среды (при движении поршня справа налево), работа будет отрицательной. Этот же результат можно получить, произведя вычисление по той же формуле (9.15). Следовательно, работа, в отличие от внутренней энергии, зависит от характера протекания процесса и не является параметром состояния.

9.2. Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики, являясь частным случаем закона сохранения и превращения энергии, лежит в основе термодинамической теории. Он определяет соотношение между количеством подведенной к системе теплоты, ее внутренней энергией и совершаемой механической работой, устанавливая энергетический баланс термодинамических процессов.

Первый закон термодинамики можно сформулировать следующим образом: вся теплота, подведенная к системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение работы. Это означает, что для 1 кг газа имеет место равенство:

$$q = \Delta u + A. \quad (9.16)$$

В дифференциальной форме выражение (9.16) с учетом (9.14') принимает вид:

$$dq = du + p dv. \quad (9.17)$$

В зависимости от характера процесса и его направления каждый из членов уравнения (9.17) может быть положительной или отрицательной величиной или равной нулю. В термодинамике принято теплоту, сообщаемую системе, считать величиной положительной, т.е. $dq > 0$, а теплоту отведенную — величиной отрицательной, т.е. $dq < 0$. Понятие положительной и отрицательной работы введено в 9.1. Знак изменения внутренней энергии определяется величинами и знаками dq и dA .

9.3. Термодинамические процессы, энтальпия газа, изменение состояния газа

Исследование термодинамических процессов проводится по следующим направлениям с целью:

а) установления закономерности изменения состояния рабочего тела в процессе;

б) выявления особенности превращения энергии в процессе.

При этом выводится уравнение процесса и устанавливается соотношение между параметрами состояния, а также определяется количество теплоты, сообщаемой рабочему телу, изменение его внутренней энергии и совершаемая работа.

Среди всего многообразия различных процессов имеются некоторые частные случаи, когда на условия протекания накладываются какие-либо ограничения. Таких процессов четыре:

1) процесс, протекающий при постоянном объеме рабочего тела (изохорный процесс);

2) процесс, протекающий при постоянном давлении рабочего тела (изобарный процесс);

3) процесс, протекающий при постоянной температуре рабочего тела (изотермический процесс);

4) процесс, протекающий без теплообмена между рабочим телом и внешней средой (изоэнтальпийный или адиабатный процесс).

Затем рассматривают обобщающий (политропный) процесс, по отношению к которому перечисленные выше процессы являются частными случаями. Рассмотрим эти процессы.

Изохорный процесс. Примером такого процесса может быть охлаждение или нагревание газа в герметичном сосуде. Уравнение процесса имеет вид: $v = \text{const}$.

Графическое изображение изохорного процесса в координатах $p-v$ представляет собой отрезок прямой, параллельной оси ординат (рис. 9.2, а).

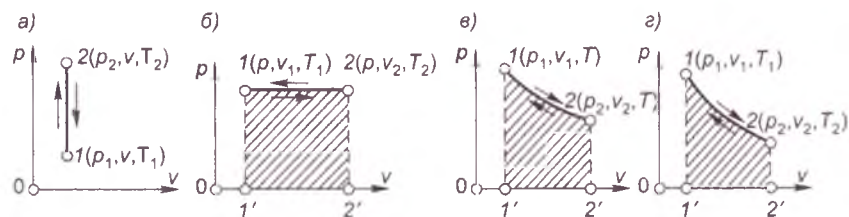


Рис. 9.2. Основные термодинамические процессы в $p-v$ -диаграмме

При нагревании газа его давление и температура возрастают, при охлаждении — уменьшаются. Графическое изображение этого процесса называют изохорной.

Соотношение между параметрами находят из уравнения состояния в начале и конце процесса:

$$p_1 v = RT_1; \quad p_2 v = RT_2.$$

Поделив первое уравнение на второе, имеем

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (9.18)$$

Это закон Шарля, который показывает, что давление изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре газа.

Так как объем газа не изменяется, то никакой работы в процессе не совершается, о чем свидетельствует также уравнение (9.17).

Уравнение первого закона термодинамики в этом случае принимает вид:

$$dq_v = du \quad (9.18)$$

или

$$q_v = \Delta u. \quad (9.18')$$

Таким образом, в изохорном процессе вся подведенная (или отведенная) теплота идет на увеличение (или уменьшение) внутренней энергии. С учетом уравнения (9.12) имеем

$$\Delta u_v = c_{v_m}(T_2 - T_1). \quad (9.19)$$

Изобарный процесс. Так называется процесс изменения состояния газа, который осуществляется при постоянном давлении. Например, процесс нагревания воздуха в помещении.

Уравнение процесса в p — v -диаграмме $p = \text{const}$, а графическое изображение — отрезок прямой, параллельный оси абсцисс, который называется изобарой (рис. 9.2, б).

Из уравнения состояния идеального газа следует:

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2}. \quad (9.20)$$

Это закон Гей-Люссака, который свидетельствует о том, что в изобарном процессе объем газа изменяется прямо пропорционально его абсолютной температуре.

В этом процессе часть теплоты, подведенной к рабочему телу, расходуется на изменение внутренней энергии тела, кото-

рое можно рассчитать по формуле (9.19), а другая часть — на совершение работы. В соответствии с уравнением (9.15)

$$A_p = \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1) \quad (9.21)$$

или

$$A_p = R(T_2 - T_1). \quad (9.22)$$

Таким образом, если принято, что $(T_2 - T_1) = 1^\circ\text{C}$, то удельная газовая постоянная R есть работа, производимая 1 кг газа при его нагревании на 1°C в изобарном процессе.

Количество теплоты, необходимое для ее осуществления в соответствии с первым законом термодинамики, составляет (см. уравнение (9.16)).

$$q_p = \Delta u + A$$

или с учетом формул (9.19) и (9.22)

$$\begin{aligned} q_p &= c_{vm}(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1) = (c_{vm} + R)(T_2 - T_1) = \\ &= c_{pm}(T_2 - T_1). \end{aligned} \quad (9.23)$$

Следовательно,

$$c_{pm} = c_{vm} + R \quad (9.24)$$

или

$$c_{pm} - c_{vm} = R. \quad (9.25)$$

Последнее выражение является уравнением Майера.

Изотермический процесс. Это процесс изменения состояния газа, который происходит при постоянной температуре. Уравнение этого процесса для идеального газа является выражением закона Бойля-Мариотта и имеет вид $p\nu = \text{const}$. Графическое изображение этого процесса в p — ν -диаграмме имеет вид равнобокой гиперболы, которая называется изотермой (рис. 9.2, в). Процесс 1—2 отображает изотермическое расширение газа, которое возможно лишь при подводе теплоты, процесс 2—1 — изотермическое сжатие газа.

Из уравнения состояния идеального газа следует

$$p_1 \nu_1 = p_2 \nu_2 \quad (9.26)$$

или

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\nu_2}{\nu_1}, \quad (9.27)$$

т.е. отношение абсолютных давлений обратно пропорционально отношению объемов.

Так как температура газа в процессе не изменяется ($dt = 0$), то внутренняя энергия также постоянна ($u = \text{const}$), т.е. $\Delta u = 0$. Следовательно, на основании первого закона термодинамики

$$q_T = A_T. \quad (9.28)$$

Таким образом, вся теплота, подведенная к газу в изотермическом процессе, расходуется на совершение механической работы.

В соответствии с выражением (9.15) и учитывая, что $p = RT/v$, имеем

$$A_T = \int_1^2 p dv = RT \int_1^2 \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (9.29)$$

Следует отметить, что математическое описание рассматриваемого процесса может иметь различный вид, а именно:

$$\left. \begin{aligned} A &= RT \ln \frac{p_2}{p_1} \\ A &= p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} \\ A &= p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} \end{aligned} \right\} \quad (9.30)$$

С учетом выражения (9.28) можно констатировать, что количество подведенной теплоты в изотермическом процессе также определяется по выражениям (9.30).

Адиабатный процесс. Адиабатными называются процессы изменения состояния рабочего тела, осуществленные без подвода и отвода теплоты, т.е. $dq = 0$. Это необходимое и достаточное условие данного процесса. При этом, очевидно, что и $q = 0$. Но не всякий процесс, для которого $q = 0$, будет адиабатным, так как возможны процессы, в одной части которых теплота подводится, а в другой — такое же количество теплоты отводится. Поэтому $q = 0$ — условие необходимое, но недостаточное.

Практически адиабатный процесс может происходить при расширении или сжатии газа в цилиндре, выполненном из непроводящего материала, или в процессе, который протекает настолько быстро, что теплообмен с опережающей средой не успевает произойти.

В соответствии с первым законом термодинамики имеем

$$dq_{ад} = du + dA = 0, \quad (9.31)$$

откуда

$$A = u_1 - u_2. \quad (9.32)$$

Следовательно, работа в процессе адиабатного расширения осуществляется за счет изменения внутренней энергии рабочего тела.

Из уравнения (9.31) имеем $c_v dT + pdv = 0$.

Принимая во внимание, что $dT = \frac{1}{R}(pdv + vdp)$, получим

$$\frac{c_v}{R}(pdv + vdp) + pdv = 0,$$

откуда

$$pdv + vdp + \frac{R}{c_v} pdv = 0$$

или

$$\left(1 + \frac{R}{c_v}\right)pdv + vdp = \left(\frac{R + c_v}{c_v}\right)pdv + vdp = \frac{c_p}{c_v}pdv + vdp = 0.$$

Обозначив $c_p/c_v = k$, имеем $kpdv + vdp = 0$, разделив последнее уравнение на pv , получим

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0.$$

Результатом интегрирования будет выражение

$$k \ln v + \ln p = 0,$$

откуда

$$pv^k = \text{const}, \quad (9.33)$$

где k — показатель адиабаты, равный, если считать теплоемкости c_p и c_v постоянными:

для одноатомных газов $k = 1,67$;

для двухатомных газов $k = 1,4$;

для трех- и многоатомных газов $k = 1,3$.

Соотношение между параметрами T и v и p и T для адиабатного процесса можно получить из уравнения адиабаты (9.33)

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \text{ или } \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k, \text{ но } \frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{T_2}{T_1}.$$

Тогда $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}$ или $T v^{k-1} = \text{const.}$ (9.34)

Аналогично можно получить зависимость

$$T^k p^{1-k} = \text{const.} \quad (9.35)$$

Работу в адиабатном процессе можно определить из уравнения (9.32), учитывая, что $u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2)$

$$A = c_v(T_1 - T_2). \quad (9.36)$$

Так как $T = pv/R$

$$A = \frac{c_v(p_1 v_1 - p_2 v_2)}{R}, \quad (9.37)$$

но принимая во внимание, что $c_v/R = 1/k - 1$,

$$A = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{k - 1}. \quad (9.38)$$

Графически эта работа равна площади под адиабатой в $p-v$ -диаграмме (рис. 9.2,з). Используя уравнение состояния идеального газа, уравнение (9.38) можно представить в виде

$$A = \frac{R}{k - 1} (T_1 - T_2) \quad (9.39)$$

или

$$A = \frac{p_1 v_1}{k - 1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (9.40)$$

Адиабата в $p-v$ -диаграмме изображается неравнобокой гиперболой, а так как $k > 1$, то гиперболой более крутой, чем изотерма (см. рис. 9.2,з).

Политропный процесс. Эти процессы являются общими для всего многообразия действительных процессов измерения состояния рабочего тела. В политропных процессах происходит изменение всех параметров, тогда как в рассмотренных выше один из параметров оставался неизменным. Вид кривой, изображающей какой-либо конкретный процесс, отличается от приведенных ранее, а сама кривая называется политропной.

Общее уравнение политропных процессов имеет вид

$$pv^n = \text{const}, \quad (9.41)$$

где n — постоянная для данного процесса величина, которая называется показателем политропы и может принимать значение от 0 до $\pm \infty$.

Рассмотренные выше термодинамические процессы являются частными случаями политропных процессов.

Это можно проследить, придавая показателю политропы различные значения в уравнении (9.41). Так при $n = 0$ имеем $p = \text{const}$ — изобарный процесс; при $n = 1$ уравнение (9.41) принимает вид $pv = \text{const}$ — изотермический процесс; если $n = k$, то $pv^k = \text{const}$ — уравнение адиабаты; при $n = \pm \infty$ — изохорный процесс. В этом можно убедиться, возведя уравнение (9.41) в степень $1/n$, т.е. $(pv^n)^{1/n} = \text{const}$ или $p^{1/n}v = \text{const}$. Тогда при $n \rightarrow \pm \infty$ $1/n \rightarrow 0$ и $v = \text{const}$.

Так как уравнение политропы по своему написанию идентично уравнению адиабаты, то формулы, устанавливающие связь между параметрами, аналогичны таковым в адиабатном процессе. Следует только заменить показатель адиабаты k на показатель политропы n .

Тогда

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n; \quad (9.42)$$

$$T^n p^{(n-1)} = \text{const} \quad (9.43)$$

и

$$T v^{(n-1)} = \text{const}. \quad (9.44)$$

Формула для вычисления работы в политропном процессе имеет вид

$$A = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (9.45)$$

Формула для определения теплоемкости в политропном процессе представляет собой зависимость (приводится без вывода)

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (9.46)$$

Количество теплоты определяется таким образом

$$q_n = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (9.47)$$

Уравнение первого закона термодинамики (9.17) можно преобразовать к следующему виду:

$$dq = du + pdv = du + pdv + vdp - vdp = d(u + pv) - vdp.$$

Выражение $(u + pv)$ обозначается i , имеет размерность Дж/кг и называется **энтальпией**.

$$i = u + pv. \quad (9.48)$$

Энтальпия также является параметром состояния, поскольку составляющие u и pv имеют для каждого состояния вполне определенные значения.

Первый закон термодинамики можно записать в виде уравнения

$$dq = di - vdp, \quad (9.49)$$

где вместо параметра состояния u использован параметр состояния i .

Если представить, что в цилиндре под поршнем (рис. 9.3) находится 1 кг газа под давлением p , которое уравновешено весом поршня G (так как $G = pf$), энергия системы будет равна

$$u + Gh = u + pfh,$$

где u — внутренняя энергия;
 Gh — потенциальная энергия груза, поднятого на высоту h .

Учитывая, что $fh = v$, то энергия системы равна $u + pv$, т.е. величине энтальпии.

Подставив в уравнение (9.48) значение u и pv при температуре T , а именно $u = c_v T$ и $pv = RT$, получим:

$$i = c_v T + RT = (c_v + R)T.$$

Связь между c_v и c_p устанавливает уравнение Майера

$$c_p - c_v = R \quad (9.50)$$

или

$$c_p = c_v + R. \quad (9.51)$$

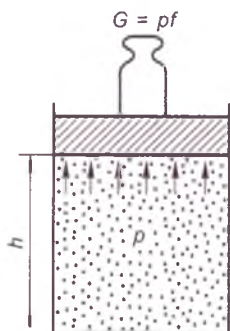


Рис. 9.3. К понятию «энтальпия» газа

Тогда $i = c_p T$.

Следовательно, энтальпия газа при температуре T (или t) численно равна количеству теплоты, которая подведена к рабочему телу при его нагревании от 0 К (или 0 °С) до температуры T (или t) при постоянном давлении. Значение энтальпии различных веществ в различных состояниях приведено в справочниках.

Примеры

Пример 9.1. Найти среднюю удельную теплоемкость кислорода при постоянном давлении при повышении его температуры от 600 до 2000 °С.

Решение. Искомую теплоемкость принимаем равной истинной удельной изобарной теплоемкости при средней арифметической температуре \bar{t} . Температура $\bar{t} = (t_1 + t_2)/2 = (600 + 2000) : 2 = 1300$ °С.

Находим в приложении 13 истинную удельную изобарную теплоемкость кислорода при температуре 1300 °С; $c_p = 1,1476$ кДж/(кг·К). Это значение теплоемкости равно средней удельной изобарной теплоемкости кислорода в интервале температур 600—2000 °С.

Пример 9.2. Найти среднюю киломолярную изобарную теплоемкость углекислого газа (CO₂) при повышении его температуры от 200 до 1000 °С.

Решение. Найти эту теплоемкость можно по уравнению (9.5), из которого получаем

$$\bar{c}_{p,m} = \bar{c}_p \mu. \quad (a)$$

Предварительно находим молярную массу μ . Относительная молекулярная масса углекислого газа $\mu_r = 44,01$ (см. приложение 11). Следовательно, его молярная масса $\mu = 44,01 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Среднюю удельную изобарную теплоемкость \bar{c}_p находим в приложении 13 как истинную удельную изобарную теплоемкость при средней температуре \bar{t} . В данном примере эта температура

$$\bar{t} = (t_1 + t_2)/2 = (200 + 1000)/2 = 600 \text{ °С.}$$

Из приложения 13 находим, что при этой температуре искомая истинная удельная теплоемкость $c_p = 1,1962$ кДж/(кг·К). Значит, средняя удельная изобарная теплоемкость в данном интервале температур тоже равна $1,1962$ кДж/(кг·К) $\approx 1,20$ кДж/(кг·К).

Теперь можем найти искомую среднюю киломолярную изобарную теплоемкость $\bar{c}_{p,m}$ по уравнению (а):

$$\bar{c}_{p,m} = c_{p,m} = 1,20 \cdot 44,01 \cdot 10^{-3} \text{ кДж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) \approx 52,89 \text{ кДж}/(\text{моль} \cdot \text{К}).$$

Пример 9.3. Воздух, содержащийся в баллоне вместимостью $12,5 \text{ м}^3$ при температуре $20 \text{ }^\circ\text{C}$ и давлении 1 МПа , подогревается до температуры $180 \text{ }^\circ\text{C}$. Найти подведенную теплоту $Q_{1,2}$.

Решение. С учетом уравнений (9.18) и (9.19) количество теплоты, подведенной к воздуху, содержащемуся в баллоне, определим по выражению

$$Q_{1,2} = M\bar{c}_v(t_2 - t_1). \quad (6)$$

Массу воздуха M найдем по уравнению состояния $pV_1 = MRT_1$:

$$M = pV_1/(RT_1).$$

В приложении 12 находим, что удельная газовая постоянная воздуха $R = 287,1 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, поэтому масса воздуха $m = 1 \cdot 10^6 \times 12,5/(287,1 \cdot 293) \text{ кг} = 148,6 \text{ кг}$.

Среднюю удельную изохорную теплоемкость принимаем равной истинной удельной изохорной теплоемкости при температуре $100 \text{ }^\circ\text{C}$ (см. предыдущий пример). Из приложения 13 видно, что $c_v = 0,7226 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) = 722,6 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, а значит, и $\bar{c}_v = 722,6 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

Теперь можно найти искомую теплоту $Q_{1,2}$ [см. уравнение (6)]: $Q_{1,2} = 148,6 \cdot 722,6 \cdot 160 = 17,0 \text{ МДж}$.

Контрольные вопросы

1. Какой физический процесс называется термодинамическим?
2. Какое состояние системы называется равновесным?
3. Какой процесс называется обратимым?
4. Поясните понятие «внутренняя энергия рабочего тела».
5. Запишите формулу для вычисления элементарной работы при перемещении поршня на участке 1—2 (рис. 9.1).
6. Сформулируйте первый закон термодинамики.
7. Как определить энтальпию газа?
8. Запишите уравнение изохорного процесса.
9. Запишите уравнение Майера. Поясните его физический смысл.
10. Объясните физическую сущность изотермического процесса.
11. Запишите основное уравнение для адиабатического процесса.
12. Запишите общее уравнение политропных процессов.

Глава 10. Второй закон термодинамики. Водяной пар. Процесс парообразования

10.1. Понятие о круговом процессе, цикл Карно и его термодинамическое значение

Изменение состояния рабочего тела на p — v -диаграмме изображается кривой термодинамического процесса. Последовательность определенных термодинамических процессов, в которых рабочее тело, претерпев ряд изменений, возвращается в первоначальное состояние, называется круговым процессом или циклом.

Осуществление таких процессов или циклов необходимо для работы любых тепловых двигателей, в которых теплота с помощью рабочего тела превращается в работу.

В основу расчета тепловых двигателей положены идеальные круговые процессы или идеальные циклы. Их изучение позволяет оценить степень совершенства действительных тепловых процессов, происходящих при работе реальных двигателей. В идеальных циклах протекают обратимые процессы, так как в них пренебрегают потерями на трение и отсутствием идеальных теплоизоляторов.

Процесс подвода теплоты в идеальных циклах рассматривается без изменения химического состава рабочего тела. В реальных циклах подвод теплоты происходит в процессе сжигания топлива и рабочим телом в двигателях внутреннего сгорания являются продукты, образующиеся при горении. В первых машинах в качестве рабочего тела использовался пар высокого давления.

Процесс отвода теплоты в идеальных циклах предусматривает наличие холодильника. В реальных циклах этот процесс осуществляется выпуском отработавшего рабочего тела в атмосферу. Процессы расширения и сжатия в реальных циклах сопровождаются теплообменом и не могут точно соответствовать адиабатным.

Рассмотрим цикл, изображенный на p — v -диаграмме (рис. 10.1, a), в котором на участке 1-а-2 к рабочему телу подводится теплота в количестве q_1 , а на участке 2-б-1 отводится теплота q_2 . При этом на участке 1-а-2 рабочее тело расширяется и производит положительную работу, равную площади 1-а-2-3-4-1. Затем рабочее тело сжимается по линии 2-б-1, на что затрачивается отрицательная работа внешних сил, соответствующая площади

2-6-1-4-3-2. В точке 1 цикл завершается и рабочее тело приобретает первоначальные параметры. Следовательно, внутренняя энергия рабочего тела не изменяется ($\Delta u = 0$).

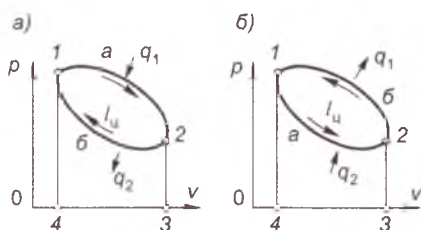


Рис. 10.1. Круговой процесс или цикл в p — v -диаграмме

На основании первого закона термодинамики для цикла в целом имеем

$$q_1 - q_2 = q_{\text{ц}} = A_{\text{ц}}, \quad (10.1)$$

где $q_{\text{ц}}$ — теплота, израсходованная в цикле;

$A_{\text{ц}}$ — произведенная полезная работа.

Очевидно, что работа $A_{\text{ц}}$, произведенная за цикл, равна разности подведенного q_1 к рабочему телу и отведенного q_2 от него количества теплоты.

Рассмотренный круговой процесс (цикл), направленный по часовой стрелке, называется прямым. По прямым циклам работают все тепловые двигатели.

Для непрерывной работы двигателя, превращающего теплоту в механическую энергию, необходимо иметь источник теплоты с высокой температурой T_1 и сток теплоты (холодильник) с низкой температурой T_2 . При этом всегда желательно, чтобы в работу превратилась как можно большая доля подведенной теплоты.

Важнейшей тепловой характеристикой цикла является термический коэффициент полезного действия (КПД), представляющий собой отношение количества теплоты, превращенной в полезную работу, к количеству подведенной теплоты

$$\eta_t = \frac{A_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (10.2)$$

Из формулы (10.2) следует, что термический КПД всегда меньше единицы, так как $q_2 > 0$. Для увеличения КПД следует стремиться уменьшить q_2 и увеличить q_1 .

Если цикл будет осуществляться в обратном направлении, т.е. против часовой стрелки, то линия сжатия будет расположена выше линии расширения (рис. 10.1, б). В этом случае работа будет затрачиваться на его осуществление. Такие циклы называются обратными. В этом случае положительная работа, эквивалентная площади 1-а-2-3-4-1, меньше отрицательной, соответствующей площади 2-б-1-4-3-2, поэтому полезная работа не производится, а, наоборот, затрачивается работа ($-A_{ц}$) от внешнего источника энергии. Направление тепловых потоков в этих циклах меняется на противоположное, т.е. теплота q_2 передается рабочему телу от холодного источника, а теплота q_1 отдается горячему источнику (см. рис. 10.1, б). Следовательно, в обратном цикле передача теплоты происходит от холодного тела к горячему, но при этом затрачивается работа, которая также превращается в теплоту. Таким образом,

$$q_1 = q_2 + A_{ц}. \quad (10.3)$$

Обратные циклы осуществляются в холодильных установках и тепловых насосах. Эффективность их работы оценивается холодильным коэффициентом

$$\varepsilon = \frac{q_2}{A_{ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}, \quad (10.4)$$

т.е. отношением количества теплоты, переданного от холодного тела, к количеству теплоты, эквивалентному затраченной работе $A_{ц}$.

Из всех идеальных циклов самым совершенным является цикл Карно, предложенный французским ученым Сади Карно в 1824 г. Он поставил перед собой задачу, определить максимальное значение термического КПД прямого цикла. В результате проведенных исследований Карно предложил цикл, КПД которого действительного имеет максимальное значение в заданных температурных границах, т.е. при определенных температурах подвода и отвода теплоты.

Этот обратимый цикл, изображенный в p — v -диаграмме на рис. 10.2, состоит из четырех процессов: двух изотермических и двух адиабатных.

В начале процесса рабочее тело имеет параметры p_1 , v_1 , T_1 (точка 1 на рис. 10.2). Эта точка соответствует моменту начала подвода теплоты к рабочему телу и его изотермического расширения при температуре T_1 , которое продолжается до точки 2. В процессе 1—2 к рабочему телу подводится теплота в количестве q_1 . Работа изотермического расширения соответствует площади

1-2-6-8-1. Затем подвод теплоты прекращается и дальнейшее расширение рабочего тела осуществляется по адиабате 2-3. Этот процесс продолжается до тех пор, пока поршень в цилиндре, где происходили эти процессы, не займет крайнее правое положение, которое обозначено точкой 3. Работа адиабатного расширения определяется площадью 2-3-5-6-2 на $p-v$ -диаграмме. В этот момент начинается процесс сжатия рабочего тела, сопровождающийся отводом теплоты при температуре T_2 . Работа этого изотермического процесса определяется площадью 3-4-1-5-3, количество отведенной теплоты — q_2 . В точке 4 отвод теплоты прекращается и дальнейший процесс сжатия 4-1 происходит по адиабате. Работа адиабатного сжатия соответствует площади 4-1-8-7-4.

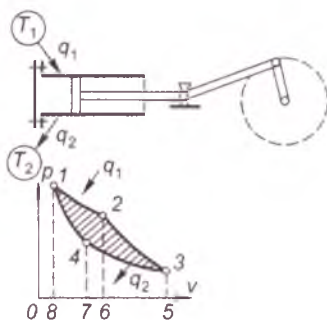


Рис. 10.2. Цикл Карно в $p-v$ -диаграмме

Таким образом, полезная работа цикла рассмотренных процессов определяется на $p-v$ -диаграмме площадью 1-2-3-4-1, являющейся разностью площадей 1-2-3-5-8-1 и 3-4-1-8-5-3.

Определим термический КПД цикла Карно по выражению (10.2) с учетом зависимостей (9.28) и (9.29)

$$\eta_r = \frac{RT_1 \ln(v_2/v_1) - RT_2 \ln(v_3/v_4)}{RT_1 \ln(v_2/v_1)} = 1 - \frac{T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}$$

В цикле Карно принято равенство отношений удельных объемов

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}$$

С учетом последнего равенства получим следующее выражение термического КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (10.5)$$

Из формулы (10.5) следует, что:

1) термический КПД цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела, а определяется только значениями абсолютных температур T_1 и T_2 ;

2) значение термического КПД цикла Карно возрастает с увеличением T_1 и уменьшением T_2 ;

3) термический КПД цикла Карно всегда меньше единицы, так он был бы равен единице либо при $T_2 = 0$, либо при $T_1 = \infty$, что неосуществимо даже в идеальном цикле.

В реальных условиях создать двигатель, который работал бы в соответствии с циклом Карно, невозможно, так как процессы изотермического подвода и отвода теплоты, а также адиабатного расширения и сжатия практически неосуществимы.

Цикл Карно является эталоном, который дает представление о максимальном КПД процессов превращения теплоты в работу. В условиях реальных температур, верхний предел которых определяется прочностью материалов, а нижний соответствует температуре окружающей среды, термический КПД цикла Карно может достигать величины 0,7—0,8. Реальный тепловой двигатель тем совершеннее, чем ближе значение его КПД к КПД цикла Карно, протекающего в тех же температурных границах.

Как упоминалось выше, цикл Карно может быть не только прямым, но и обратным. Обратный цикл Карно также является эталонным для работы холодильных установок. Холодильный коэффициент, определяющий эффективность их работы, тоже зависит от значений температур источника и стока теплоты:

$$\epsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (10.6)$$

10.2. Второй закон термодинамики

Первый закон термодинамики позволяет судить о количественных соотношениях в процессах взаимопреобразования тепловой и механической энергии, но не устанавливает условия, при которых эти процессы происходят.

Эти условия, необходимые для преобразования одного вида энергии в другой, являются формулировкой второго закона термодинамики, который, таким образом, является весьма существенным дополнением первого закона термодинамики. Поэтому оба этих закона являются основой современной термодинамики.

Имеется несколько формулировок второго закона термодинамики. Приведем наиболее характерные:

1. Для превращения теплоты в механическую работу необходимо иметь источник теплоты и холодильник с температурой ниже температуры источника, т.е. необходим температурный перепад.

2. Нельзя осуществить тепловой двигатель, единственным результатом действия которого было бы превращение теплоты какого-либо тела в работу без того, чтобы часть теплоты не передавалась другим телам.

3. Теплота не может сама собой переходить из менее нагретого тела к более нагретому без затраты внешней работы.

Первые две формулировки относятся к двигателям, в которых теплота превращается в работу. Третья формулировка определяет условия работы холодильных установок.

10.3. Понятие об энтропии газа и T - s -диаграмма

Рассмотрим произвольный обратимый процесс в p - v -диаграмме (рис. 10.3), в котором к рабочему телу подводится теплота и осуществляется переход из состояния 1 в состояние 2. Если весь процесс разделить на элементарные отрезки, то для каждого отрезка величина dq мала и температуру рабочего тела T можно принять постоянной. Отношение dq/T называется приведенной теплотой и обозначается ds , т.е.

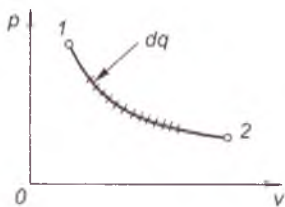


Рис. 10.3. К понятию «энтропия» газа

$$\frac{dq}{T} = ds. \quad (10.7)$$

Изменение приведенной теплоты в процессе 1—2 определяется интегралом

$$\Delta s = s_1 - s_2 = \int_1^2 \frac{dq}{T}.$$

Вместо числителя подинтегрального выражения подставим его выражение из уравнения первого закона термодинамики

$$dq = c_v dT + p dv.$$

Тогда

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v dT}{T} + \int_{v_1}^{v_2} \frac{p dv}{T}. \quad (10.8)$$

Заменив во втором интеграле p/T из уравнения состояния идеального газа на R/v , получим

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v dT}{T} + \int_{v_1}^{v_2} \frac{R dv}{v}.$$

После интегрирования имеем:

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (10.9)$$

Величина s называется **энтропией**. Из уравнения (10.9) видно, что изменение энтропии зависит только от начальных и конечных параметров состояния рабочего тела и, следовательно, сама является параметром состояния. Уравнение (10.9) определяет связь $s = f_1(T, v)$.

Из уравнения состояния идеального газа, написанного для состояний 1 и 2, имеем:

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_2 v_2 = RT_2.$$

Тогда

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{p_1}{p_2} \quad \text{и} \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{v_2}{v_1}.$$

Подставив эти отношения в уравнение (10.9) и используя уравнение Майера (9.50), получим еще два уравнения связи s с параметрами состояния рабочего тела $s = f_2(T, p)$ и $s = f_3(p, v)$:

$$\begin{aligned} \Delta s &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_2}{p_1} = \\ &= (c_v + R) \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}; \end{aligned} \quad (10.10)$$

$$\begin{aligned} \Delta s &= c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_v \ln \frac{v_2}{v_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = \\ &= c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + (c_v + R) \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}. \end{aligned} \quad (10.11)$$

Параметр энтропия используется при изучении тепловых процессов и выполнении различных теплотехнических расчетов. По изменению энтропии можно судить о направлении тепловых потоков.

Из определения энтропии (уравнение 10.7) следует, что знаки приращения энтропии и теплоты совпадают. Действительно, если $ds > 0$, то $dq > 0$, так как температура T всегда положительна. Соответственно, если $ds < 0$, то и $dq < 0$. Таким образом, если в процессе изменения состояния газа энтропия уменьшается, то это значит, что теплота отводится от газа, и, наоборот, если энтропия возрастает, то теплота к газу подводится.

При этом можно определить количество теплоты, затраченной в каком-либо термодинамическом процессе. Для этого производят построение процесса на $T-s$ -диаграмме, где по оси ординат отложена температура T , а по оси абсцисс — энтропия s . Если для обратного процесса 1—2 известна зависимость $T = f(s)$

(рис. 10.4), то площадь $F_{1-2-3-4-1} = \int_1^2 f(s) ds = \int_1^2 T ds = q_{1-2}$.

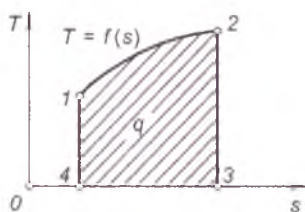


Рис. 10.4. $T-s$ -диаграмма

Следовательно, в $T-s$ -диаграмме площадь под кривой процесса изменения состояния рабочего тела измеряет количество теплоты процесса.

Для рассмотренных ранее основных термодинамических процессов определяем величину Δs и дадим их графическое изображение в $T-s$ -диаграмме (рис. 10.5).

Для изохорного процесса, в котором $v = \text{const}$, выражение (10.9) принимает вид

$$\Delta s_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (10.12)$$

В координатах $T-s$ это уравнение логарифмической кривой, направленной выпуклостью к оси абсцисс. Отрезок кривой 1-2'' отображает нагревание газа, а так как $dT > 0$, получим $ds > 0$. Отрезок 1-3'' соответствует отводу теплоты и охлаждению газа.

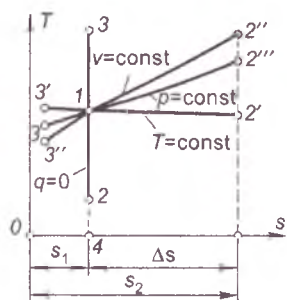


Рис. 10.5. Основные термодинамические процессы в $T-s$ -диаграмме

Для изобарного процесса из уравнения (10.10) имеем

$$\Delta s_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (10.13)$$

Сравнивая зависимости (10.12) и (10.13), можно установить, что при одном и том же значении $\ln(T_2/T_1)$ величина Δs в изобарном процессе больше, чем в изохорном, так как $c_p > c_v$.

Изотермический процесс в $T-s$ -диаграмме изображается прямой параллельной оси абсцисс. Отрезок $1-2'$ соответствует процессу расширения газа, так как при увеличении энтропии $ds > 0$ увеличивается и удельный объем $dv > 0$. Очевидно, что отрезок $1-3'$ является изображением процесса изотермического сжатия.

Изменение энтропии газа в изотермическом процессе может быть определено из уравнений (10.9) и (10.10)

$$\Delta s_t = R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (10.14)$$

и
$$\Delta s_t = R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (10.15)$$

Количество теплоты q_T в $T-s$ -диаграмме выражается площадью прямоугольника $1-2-5-4-1$, т.е. $q_T = T\Delta s_T$.

Тогда

$$q_T = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = A_T \quad (10.16)$$

(см. уравнение 9.29).

Или

$$\Delta s_t = \frac{q_T}{T}. \quad (10.16')$$

Для адиабатного процесса $q_{ад} = 0$ и $dq_{ад} = 0$. Следовательно,

$$ds_{ад} = \frac{dq}{T} = 0 \text{ и } s = \text{const.}$$

Таким образом, адиабатный процесс в $T-s$ -диаграмме изображается прямой, параллельной оси ординат. Отрезок $1-2$ соответствует процессу расширения рабочего тела ($dT < 0$), а $1-3$ — процессу сжатия.

В $T-s$ -диаграмме цикл Карно соответствует прямоугольнику, ограниченному двумя изотермами и двумя адиабатами, и его термический КПД определяется проще, чем в $p-v$ -диаграмме.

10.4. Водяной пар: особенности, процесс парообразования в $p-v$ -диаграмме

Водяной пар имеет достаточно широкое распространение, обусловленное его использованием как рабочего тела в паросиловых установках, так и в качестве теплоносителя. Имея, как правило, состояние, близкое к состоянию жидкости, он не подчиняется законам для идеальных газов, т.е. водяной пар — это реальный газ.

Реальный газ в отличие от идеального состоит из молекул, которые имеют конечный объем и взаимодействуют между собой. Поэтому для реальных газов уравнение состояния имеет более сложный вид. При выводе уравнения состояния для реального газа за основу все же принимают уравнение Клайперона для идеального газа (8.12).

В 1873 г. голландский физик Ван-дер-Ваальс теоретически вывел уравнение состояния для реальных газов, имеющее достаточно простой вид:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad (10.17)$$

где a и b — поправочные коэффициенты к уравнению Клайперона, учитывающие физическую природу газа. Поправочный член a/v^2 характеризует силы взаимного притяжения молекул реального газа и имеет размерность давления. Поправочный коэффициент b представляет собой предельный объем, который имел бы газ при бесконечно большом сжатии, являясь, таким образом, собственным объемом молекул реального газа. Измеряется коэффициент b в единицах объема. Поправочные коэффициенты a и b различны для разных газов, что несколько осложняет практические расчеты.

М.П. Вукалович и И.И. Новиков в 1939 г. предложили уравнение состояния для водяного пара с поправкой на ассоциацию и диссоциацию молекул. Ассоциация — это механическое соединение двух или более молекул в одну сложную частицу, происходящее при низких температурах, а диссоциация — обратное явление — при высоких температурах газа. При учете эффекта ассоциации двойных молекул уравнение Вакуловича-Новикова выглядит следующим образом

$$\left(p - \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \left(1 - \frac{c}{vT^{\frac{3+2m}{2}}}\right), \quad (10.18)$$

где c и m — опытные постоянные величины.

Анализируя уравнения (10.17) и (10.18), можно установить, что состояние реального газа будет тем ближе к состоянию идеального, чем больше v . Таким образом, можно прийти к заключению о том, что при больших удельных объемах реального газа можно пользоваться уравнением Клайперона, например для пара, находящегося во влажном воздухе.

Процесс парообразования удобно рассмотреть в координатах $p-v$ (рис. 10.6).



Рис. 10.6. Процесс парообразования в $p-v$ -диаграмме

Пусть в цилиндре под поршнем находится 1 кг воды при температуре 0°C . При некотором значении давления $p = \text{const}$ это состояние воды соответствует точке a на $p-v$ -диаграмме. Ее удельный объем равен $v_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Если нагревать воду при постоянном давлении до температуры кипения, то ее объем будет увеличиваться и достигнет величины v' , соответствующей точке b на $p-v$ -диаграмме. Следует отметить, что соотношение объемов воды и пара на диаграмме искажено. Это обусловлено тем, что при невысоких давлениях объем воды пренебрежимо мал по сравнению с объемом насыщенного пара и отобразить это соотношение на диаграмме, построенной в обычных координатах, не представляется возможным. Это замечание относится также к увеличению объема воды при нагревании ее от 0°C до температуры кипения.

Отрезок прямой $b-c$ на $p-v$ -диаграмме изображает процесс парообразования при подводе теплоты при неизменных давлении и температуре пароводяной смеси. На отрезке $b-c$ пар называется влажным насыщенным паром. Когда вся вода превра-

тится в пар (точка c), объем окажется заполненным сухим насыщенным паром. Температура пара в точке c , равная температуре кипения, называется температурой насыщения. Она обозначается $t_{\text{н}}$ и зависит от давления. Так, например, при $p_{\text{абс}} = 0,1$ МПа она равна $t_{\text{н}} = 99,09$ °С; при $p_{\text{абс}} = 0,2$ МПа $t_{\text{н}} = 119,62$ °С; при $p_{\text{абс}} = 10$ МПа $t_{\text{н}} = 309,53$ °С.

Если процесс парообразования рассмотреть в обратном направлении, т.е. $c \rightarrow b$, то он будет изображать процесс отвода теплоты при постоянном давлении и температуре, в результате которого 1 кг сухого пара, постепенно конденсируясь, превратится в 1 кг воды. Этот процесс, таким образом, является процессом конденсации.

Влажный пар дополнительно характеризуется степенью сухости x . Степенью сухости называется массовая доля сухого насыщенного пара, содержащаяся в 1 кг влажного пара. Например, в 1 кг влажного пара содержится 0,75 кг сухого насыщенного пара и 0,25 кг воды. В этом случае степень сухости пара $x = 0,75$. Величина пара $(1 - x)$, соответствующая доле воды во влажном паре, называется степенью влажности. Для сухого насыщенного пара $x = 1$.

Если процесс парообразования будет осуществляться при более высоком давлении p' (рис. 10.6), то удельный объем воды практически не изменится (точка a'). Удельный объем кипящей воды несколько возрастет, так как с увеличением давления возрастет температура кипения (точка b'). Состоянию сухого насыщенного пара соответствует точка c' , в которой удельный объем меньше, чем удельный объем сухого пара при давлении p (точка c), так как процесс парообразования при более высоком давлении происходит более интенсивно.

Если соответствующие точки ($a, a', \dots; b, b', \dots; c, c', \dots$) соединить между собой, то образуются линии, характеризующие различные состояния воды и водяного пара. Так линия I соответствует состоянию воды при 0 °С и является прямой, почти параллельной оси ординат. Линия II , объединяющая точки b, b', \dots — кривая, соответствующая состоянию кипения воды, называется нижней пограничной кривой. Линия III , объединяющая точки c, c', \dots — кривая, характеризующая состояние сухого насыщенного пара. При различных давлениях называется верхней пограничной кривой. Линия II отделяет область воды от области влажного пара, а линия III — область влажного пара от области перегретого пара.

10.5. Критическое состояние вещества, теплота парообразования и перегрева

Линия II и III встречаются в точке *K*, которая называется критической точкой. Эта точка соответствует критическому состоянию вещества, при котором отсутствует различие между жидкостью и паром. В этой точке кипящая жидкость мгновенно переходит в сухой пар, так как горизонтальный отрезок прямой между линиями II и III, характеризующий процесс парообразования, отсутствует. Параметры, определяющие точку *K*, называются критическими и для воды имеют следующие значения: $p_{кр} = 22.5$ МПа; $t_{кр} = 374,15$ °С ($T_{кр} = 647,3$ К), $v_{кр} = 0,00307$ м³/кг.

Как было указано выше, процесс парообразования, изображаемый отрезком *b—c*, требует подвода теплоты. Количество теплоты, необходимое для его осуществления при превращении 1 кг воды в сухой насыщенный пар, называется **теплотой парообразования** и обозначается буквой *r*. С увеличением давления величина *r* уменьшается, при $p_{абс} = 10$ МПа $r = 1330$ кДж/кг. В точке *K* $r = 0$.

Если к сухому насыщенному пару продолжать подвод теплоты при $p = \text{const}$, то на $p—v$ -диаграмме процесс пойдет по линии *c—d*, которая уже не будет совпадать с изотермой, так как подведенная теплота расходуется на повышение температуры пара. Пар в состоянии, характеризуемом точкой *d*, имеет температуру более высокую, чем температура насыщения, и называется перегретым паром.

Для обозначения величин, характеризующих состояние воды или пара, принята следующая индексация: величины с индексом 0 относятся к начальному состоянию воды; с индексом ' — к воде при температуре кипения; с индексом '' — к сухому насыщенному пару; с индексом *x* — к влажному насыщенному пару; с индексом *n* — к перегретому пару.

Если известна степень сухости влажного насыщенного пара, то представляется возможным определить его остальные параметры состояния. Удельный объем найдем, рассуждая следующим образом: пусть доля сухого пара в пароводяной смеси составляет *x*. Тогда $(1 - x)$ — доля воды. Тогда объем 1 кг смеси можно определить как

$$v_x = v''x + v'(1 - x). \quad (10.19)$$

Значения удельных объемов воды v' и сухого насыщенного пара v'' приводятся в справочных таблицах [15]. При большом паросодержании ($x > 0,8$) и невысоком давлении ($p_{абс} < 3$ МПа)

второй член выражения (10.19) пренебрежимо мал по сравнению с первым. Тогда

$$v_x \approx v''x. \quad (10.20)$$

Выражение (10.19) можно также представить в виде

$$v_x = v' + x(v'' - v'). \quad (10.21)$$

Плотность влажного насыщенного пара определяется следующим образом:

$$\rho_x = \frac{1}{v_x} \approx \frac{1}{v''x} = \frac{\rho''}{x}, \quad (10.22)$$

т.е. плотность влажного насыщенного пара примерно равна плотности сухого насыщенного пара, поделенной на степень сухости.

Исходя из этих соображений можно определить и другие величины. Очевидно, теплоту парообразования (теплоту фазового превращения) можно рассчитать

$$r_x = rx. \quad (10.23)$$

Величину энтальпии i_x можно вычислить по формуле

$$i_x = i' + x(i'' - i') = i' + rx. \quad (10.24)$$

Энтальпия s_x определяется по формуле

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + x \frac{r}{T_n}, \quad (10.25)$$

где s' — удельная энтропия воды при температуре кипения;
 r/T_n — приращение удельной энтропии при испарении x кг воды.

Энтальпию перегретого пара i_n можно вычислить как сумму энтальпии сухого насыщенного пара и теплоты, израсходованной на перегрев пара q_n при $p = \text{const}$, т.е.

$$i_n = i'' + q_n. \quad (10.26)$$

10.6. i — s -диаграмма водяного пара

Для исследования процессов и циклов водяного пара очень удобной является i — s -диаграмма, в которой по оси абсцисс отложены значения энтропии, а по оси ординат — энтальпии (рис. 10.7).

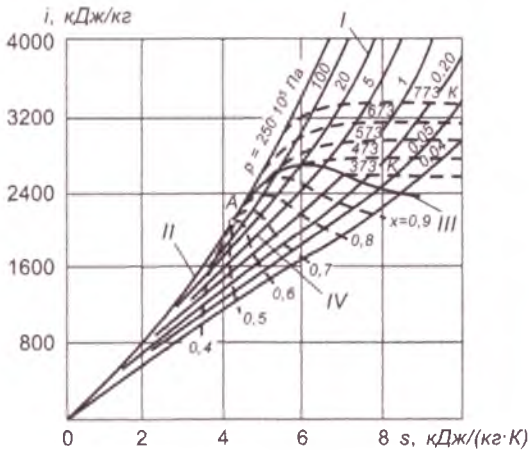


Рис. 10.7. i — s -диаграмма водяного пара

Основное преимущество этой диаграммы по сравнению с T — s -диаграммой заключается в том, что в i — s -диаграмме количество теплоты, величины энтальпии i' , i'' , i_p изображаются линейными отрезками, а не площадями, как в T — s -диаграмме.

Впервые i — s -диаграмма водяного пара при давлении до 2 МПа (20 ат) была предложена Молье в 1904 г. У нас в стране используются i — s -диаграммы, разработанные Всесоюзным теплотехническим институтом и проф. М.П. Вукаловичем, построенные в диапазоне давлений от 1 кПа до 30 МПа и интервале температур от 20 до 700 °С. На i — s -диаграмме по данным таблиц водяного пара нанесены нижняя ($x = 0$) и верхняя ($x = 1$) пограничные кривые. Координатами точек нижней пограничной кривой являются параметры i' и s' , верхней — i'' и s'' . Область между пограничными кривыми — область влажного насыщенного пара, выше верхней пограничной кривой — область перегретого пара.

На диаграмме нанесены линии постоянного давления — изобары.

В области влажного пара изобары представляют собой пучок слабо расходящихся прямых, наклоненных вправо и совпадающих с изотермами. В области перегретого пара изобары искривляются вверх, продолжая подниматься слева направо. Изотермы в области перегретого пара изгибаются в противоположном, чем изобары, направлении, т.е. выпуклостью они обращены вверх.

В области влажного насыщенного пара нанесены также линии постоянной степени сухости пара, которые начинаются от критической точки K . На некоторых i — s -диаграммах нанесены

также линии постоянного удельного объема $v = \text{const}$ — изохоры, представляющие собой кривые, подобные изобарам, но направленные под большим углом к оси абсцисс. Адиабата в координатах $i-s$ изображается прямой вертикальной линией, что весьма удобно при проведении расчетов.

С помощью $i-s$ -диаграммы можно определить по двум известным параметрам все необходимые термодинамические величины для любого состояния пара. На $i-s$ -диаграмме могут быть изображены основные термодинамические процессы и определены параметры состояния пара.

Изохорный процесс (рис. 10.8,а). Начальное состояние пара соответствует точке 1, определяется величинами давления p_1 и степени сухости пара x_1 . Конечное состояние изохорного процесса определяется температурой t_1 . Проводим изохору через точку 1 до ее пересечения с изотермой t_2 (точка 2). В этом процессе при подводе теплоты к влажному пару повышаются его давление и температура. При этом влажность пара уменьшается и он превращается в сухой насыщенный пар, а затем в перегретый. При отводе теплоты процесс идет в обратном направлении.

Изобарный процесс (рис. 10.8,б). Начальное состояние пара характеризуется точкой 1 (p_1 и x_1). Дальнейшее построение аналогично предыдущему с той лишь разницей, что температура сухого насыщенного пара t_n равна t_1 . При дальнейшем подводе теплоты пар перегревается.

Изотермический процесс (рис. 10.8,в). В этом процессе пар из начального состояния, определяемого точкой 1 (p_1 и x_1), переходит в состояние, соответствующее точке 2, где его давление достигает значения p_2 . На первом участке до пересечения с верхней пограничной кривой изотерма совпадает с изобарой p_1 , а затем отклоняется вправо до пересечения в точке 2 с изобарой p_2 . В изотермическом процессе при подводе к пару теплоты его объем увеличивается, в области перегретого пара понижается.

В изотермическом процессе внутренняя энергия пара в отличие от идеальных газов изменяется, так как это связано с работой диссегрегации молекул. Поэтому для пара

$$u_2 \neq u_1 \text{ и } q_T \neq A_T.$$

Адиабатный процесс (рис. 10.8,г). Из начального состояния, соответствующего точке 1 (p_1 и x_1), происходит процесс адиабатного расширения до давления p_2 . Этот процесс при постоянном значении энтропии изображается вертикальной прямой линией из точки 1 до пересечения с изобарой p_2 в точке 2.

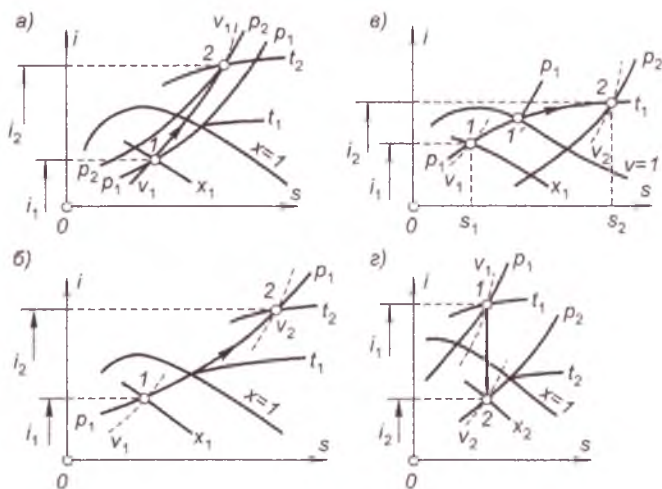


Рис. 10.8. Основные термодинамические процессы водяного пара в $i-s$ -диаграмме

При этом давление и температура пара понижаются. Перегретый пар переходит в сухой насыщенный и затем во влажный. При сжатии влажного пара процесс идет в противоположном направлении.

На практике при проведении инженерных расчетов, связанных с использованием водяного пара, пользуются специальными таблицами, приведенными в справочной литературе.

В таблицах приводятся параметры состояния кипящей воды (v', i', s'), сухого насыщенного пара (v'', i'', s'') и перегретого пара, а также теплота парообразования r в зависимости от давления или температуры.

При известной степени сухости параметры состояния влажного насыщенного пара могут быть определены по формулам (10.19—10.26). Необходимость использования последних вообще отпадает, если расчеты выполнены с помощью $i-s$ -диаграммы, которая была рассмотрена выше.

Примеры

Пример 10.1. Определить КПД обратимого цикла теплового двигателя, если температура теплоотдатчика $t_1 = 200$ °С, а теплоприемника $t_2 = 30$ °С.

Решение. КПД обратимого цикла теплового двигателя [формула (10.5)]

$$\eta_1 = 1 - T_2/T_1 = 1 - (30 + 273)/(200 + 273) = 1 - 303/473 = 0,36.$$

Пример 10.2. Определить для тех же температур (см. пример 10.1) холодильный КПД холодильной машины, работающей по обратному циклу.

Решение. По формуле (10.6):

$$\varepsilon_1 = T_2/(T_1 - T_2) = 303/(473 - 303) = 303/170 = 1,78.$$

Пример 10.3. Избыточное давление, испытываемое стенками парового котла, составляет 3,4 МПа. Какова температура пара в котле?

Решение. Принимаем, что давление атмосферного воздуха $p_6 = 0,1$ МПа. Тогда давление пара в котле

$$p_a = p_{изб} + p_6 = (3,4 + 0,1) \text{ МПа} = 3,5 \text{ МПа}.$$

В приложении 14, интерполируя, находим, что при давлении 3,5 МПа температура кипения $t_s = 242$ °С.

Пример 10.4. Давление влажного насыщенного водяного пара $p_a = 1,6$ МПа и паросодержание $x = 0,9$. Найти удельный объем, удельную энтальпию и удельную энтропию пара.

Решение. В приложении 14 находим, что для сухого насыщенного пара давлением $p = 1,6$ МПа удельный объем $v'' = 0,1238$ м³/кг. Следовательно, удельный объем влажного насыщенного пара

$$v_w \approx 0,9 \cdot 0,1238 \text{ м}^3/\text{кг} = 0,111 \text{ м}^3/\text{кг};$$

удельная энтальпия

$$i_w = i' + xr = (858,3 + 0,9 \cdot 1935) \text{ кДж/кг} = 2600 \text{ кДж/кг};$$

удельная энтропия

$$s_w = s' + x(s'' - s') = [2,344 + 0,9(6,422 - 2,344)] \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) = 6,014 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Контрольные вопросы

1. Объясните сущность идеального цикла теплов двигателя. Какой цикл называют прямым?
2. Каковы отличия реального и идеального циклов?
3. Как определить термический КПД?

4. Какие циклы называют обратимыми? В каких технических установках осуществляются эти циклы?
5. Что означает понятие «холодильный коэффициент»?
6. Объясните сущность цикла Карно.
7. Почему в реальных условиях невозможно создать двигатель, работающий по принципу Карно?
8. Назовите известные вам трактовки второго закона термодинамики.
9. Объясните понятие энтропии газа. Запишите формулу для ее определения.
10. По какой диаграмме можно определить количество теплоты, затрачиваемой в термодинамическом процессе?
11. Запишите формулу определения энтропии для изохорного процесса.
12. В каком из процессов изохорном или изобарном энтропия больше и почему?
13. Запишите уравнение Ван-дер-Ваальса и поясните его смысл.
14. В чем сущность поправки Вукаловича-Новикова к уравнению Ван-дер-Ваальса?
15. В каких координатах рассматривают процесс парообразования?
16. Объясните процесс парообразования в координатах $p-v$.
17. Как определить плотность влажного насыщенного пара?
18. Запишите формулу для определения энтальпии перегретого пара.
19. Объясните $i-s$ -диаграмму водяного пара.

Глава 11. Основные положения теории теплообмена

11.1. Виды теплообмена. Распространение теплоты в однородном теле

Процессы распространения теплоты рассматриваются в теории теплообмена. Теплообмен имеет весьма важное значение, так как с ним связаны многочисленные процессы в различных областях техники и природные явления. Особенную роль теплообмен имеет в области строительства и строительной индустрии, являясь основополагающим при создании систем кондиционирования микроклимата в зданиях и сооружениях различного назначения.

Большой вклад в развитие учения о теплообмене внесли отечественные ученые, начиная от М.В. Ломоносова, Г.В. Рихмана, И.И. Ползунова, которое получило дальнейшее развитие в работах А.А. Радцела, В.Г. Шухова, К.В. Кирша в XIX — XX столетиях. В 20-х годах прошлого века учение о теплообмене возглавил академик М.В. Кирпичев, явившийся основателем школы отечественной теплотехники. Учеными этой школы были разработаны оригинальные пути исследования физической сущности процессов теплообмена, а также изучения работы тепловых устройств в целом.

Большое развитие получила теория подобия, на основе которой была создана теория теплового моделирования.

Исследования теплообмена показали, что это — сложный процесс, который можно представить как совокупность отдельных простых процессов. Различают три элементарных вида теплообмена — теплопроводность, конвекцию и тепловое излучение.

В процессе **теплопроводности** обмен энергии происходит при непосредственном соприкосновении частиц вещества (молекул, атомов и свободных электролитов) при их тепловом движении. Теплопроводность имеет место в любых телах, но механизм переноса энергии зависит от агрегатного состояния вещества. Теплопроводность в жидких и особенно в газообразных телах незначительна по сравнению с твердыми телами. В твердых телах теплопроводность также может существенно отличаться. Тела с малой теплопроводностью называют теплоизоляционными.

Процесс **конвекции** происходит исключительно в жидкостях и газах и представляет собой перенос теплоты за счет перемещения и перемешивания отдельных частиц жидкости или газа. При этом существенное влияние оказывают состояния и харак-

тер движения жидкости. Конвенция всегда сопровождается теплопроводностью. Различают процессы естественной и вынужденной конвенции. В процессе естественной конвенции перемещение частиц жидкости или газа происходит за счет разности плотностей отдельных объемов вещества. Если перемещение жидкости или газа происходит за счет воздействия какого-либо побудителя движения (насоса, вентилятора и др.), то перенос теплоты при этом называют вынужденной конвенцией. Процесс теплообмена в этом случае происходит значительно интенсивней, чем при естественной конвенции.

Тепловое излучение — это процесс переноса теплоты от одного тела к другому электромагнитными волнами, возникающими в результате сложных молекулярных и атомных возмущений. Природа этого процесса отличается от теплопроводности и конвенции и сопровождается превращением тепловой энергии в лучистую и, обратно, лучистой энергии в тепловую. Лучистая энергия возникает на поверхности и распространяется во все стороны. Встречая на своем пути другие тела, лучистая энергия ими частично поглощается, превращаясь в теплоту. При этом происходит повышение температуры тела.

В действительности элементарные виды теплообмена в чистом виде практически не встречаются. В большинстве случаев один вид теплообмена сопровождается другим. В теплообменных аппаратах отдельные виды теплообмена протекают в самых различных сочетаниях и разделить их между собой очень затруднительно.

В практических расчетах сложные процессы иногда целесообразнее рассматривать как одно целое и тогда этому процессу присваивают специальное название. Так перенос теплоты от горячей жидкости (газа) к холодной через разделяющую их стенку называют процессом теплопередачи.

При изучении отдельных видов теплообмена используют следующие общие понятия и определения:

1. Перенос теплоты от одного тела к другому или в самом теле происходит только при наличии разности температур и направлен всегда в сторону более низкой температуры.

2. Количество переносимой теплоты называется тепловым потоком Q , Вт. Тепловой поток, проходящий через единицу площади поверхности F , м², перпендикулярной к направлению потока, называется удельным тепловым потоком q , Вт/м²

$$q = \frac{Q}{F}. \quad (11.1)$$

3. Температура является параметром состояния и в общем случае является функцией координат x , y , z изучаемого пространства и времени τ , т.е.

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (11.2)$$

Совокупность значений температуры для всех точек пространства в данный момент времени называется температурным полем. Уравнение (11.2) является его математической формулировкой. При этом, если температурное поле изменяется во времени, то оно называется неустановившимся или нестационарным. Если распределение температур (температурное поле) не зависит от времени, то поле называется установившимся или стационарным. В этом случае тепловой режим и тепловой источник будет также стационарным.

Температурное поле может быть функцией трех, двух и одной координат. Соответственно оно называется трех-, двух- и одномерным. Простейшим температурным полем является одномерное стационарное поле, которое описывается уравнением вида

$$t = f(x). \quad (11.3)$$

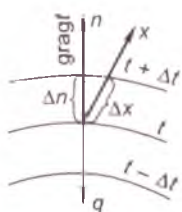


Рис. 11.1. Изотермы. К понятию о температурном градиенте

4. Геометрическое место точек, имеющих одинаковую температуру в рассматриваемом пространстве, образует изотермическую поверхность. Так как в одной и той же точке одновременно не может быть двух различных температур, то изотермические поверхности друг с другом не пересекаются. Они могут быть либо замкнутыми, либо заканчиваться на границах тела. Изменение температуры наблюдается в направлениях, пересекающих изотермические поверхности, причем наибольшая интенсивность изменения температуры происходит в направлении нормали n к изотермическим поверхностям. Производная температура по нормали к изотермической поверхности называется температурным градиентом

$$\frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t. \quad (11.4)$$

Температурный градиент является вектором, направленным по нормали к изотермической поверхности (рис. 11.1), положительным направлением которого считается направление в сторону повышения температуры.

11.2. Основной закон теплопроводности

Основным законом теплопроводности является закон Фурье (1822 г.), установивший прямую пропорциональную зависимость между удельным тепловым потоком и температурным градиентом:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \text{grad } t, \quad (11.5)$$

где λ — множитель пропорциональности, который называется коэффициентом теплопроводности, Вт/(м·°С).

Удельный тепловой поток q является векторной величиной, направление которой противоположно направлению температурного градиента, на что указывает знак минус в уравнении Фурье. Из уравнения можно определить, что коэффициент теплопроводности численно равен удельному тепловому потоку при температурном градиенте, равном единице, т.е. при уменьшении температуры на 1 °С на единицу длины.

Коэффициенты теплопроводности различных веществ сильно отличаются друг от друга и каждый существенно зависит от структуры, плотности, наличия примесей, влажности, давления, температуры и других факторов. В практических расчетах значение коэффициента теплопроводности определяют по справочным данным. При этом следует убедиться, что физические характеристики вещества соответствуют табличным значениям.

В соответствии с экспериментальными данными зависимость коэффициента теплопроводности от температуры для большинства материалов линейная, т.е.

$$\lambda = \lambda_0(1 + bt), \quad (11.6)$$

где λ_0 — значение коэффициента теплопроводности при 0 °С;
 b — постоянная, определяемая опытным путем.

Так как температура в отдельных частях тела, обуславливающая процесс теплопроводности, различна, то значение коэффициента теплопроводности определяется при среднеарифметической из граничных значений температуре и принимается постоянным.

Основываясь на законе Фурье, рассмотрим процесс теплопроводности через плоскую однослойную стенку толщиной δ при стационарном режиме (рис. 11.2). Коэффициент теплопроводности материала стенки постоянен и равен λ . Температура на поверхностях стенки τ_1 и τ_2 , причем $\tau_1 > \tau_2$. Температура изме-

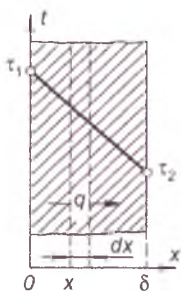


Рис. 11.2. Теплопроводность однослойной плоской стенки

няется только в направлении оси x , перпендикулярной поверхности стенки. Следовательно, температурное поле будет одномерным и изотермическими поверхностями будут плоскости, параллельные поверхности стенки.

Для слоя толщиной dx на основании закона Фурье справедливо следующее уравнение теплопроводности:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (11.7)$$

или

$$dt = -\frac{q}{\lambda} dx. \quad (11.7a)$$

Проинтегрировав последнее уравнение, получим

$$t = -\frac{q}{\lambda} x + C. \quad (11.8)$$

Следовательно, температура по толщине стенки изменяется по линейному закону.

Постоянную интегрирования C определим из граничного условия: при $x = 0$, $t = \tau_1$, откуда $C = \tau_1$. При $x = \delta$ $t = \tau_2$ и уравнение (11.8) имеет вид:

$$\tau_2 = -\frac{q}{\lambda} \delta + \tau_1.$$

Величина удельного теплового потока может быть определена из выражения

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (\tau_1 - \tau_2). \quad (11.9)$$

Из уравнения (11.9) видно, что удельный тепловой поток q пропорционален коэффициенту теплопроводности λ и перепаду температур $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ и обратно пропорционален толщине стенки δ .

Уравнение (11.9) можно представить в виде

$$q = \frac{\Delta\tau}{R}, \quad (11.10)$$

где $R = \delta/\lambda$ — переменное сопротивление стенки.

Определив величину удельного теплового потока q , можно вычислить общее количество теплоты Q , Вт, передаваемой через стенку площадью F , м², по формуле:

$$Q = qF. \quad (11.11)$$

Температуры в любом сечении стенки x можно определить, воспользовавшись уравнениями (11.8) и (11.9), по формуле

$$t_x = \tau_1 - \frac{\tau_1 - \tau_2}{\delta} x, \quad (11.12)$$

которая является приближенной, так как коэффициент теплопроводности λ зависит от температуры и температура стенки в действительности изменяется по криволинейному закону.

11.3. Конвективный теплообмен

Понятие конвективного теплообмена включает процессы теплообмена между жидкостью (газом) и твердым телом при их непосредственном соприкосновении. Этот процесс происходит при совместном действии теплопроводности и конвекции. Это совокупное явление и называется конвективным теплообменом или теплоотдачей (тепловосприятием).

Тепловой поток Q , Вт, при конвективном теплообмене определяется по формуле Ньютона

$$Q = \alpha F(t_{\text{ж}} - \tau), \quad (11.13)$$

где α — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплоотдачи (тепловосприятия), Вт/(м²·°С);

$t_{\text{ж}}$ — температура жидкости, °С;

τ — температура поверхности тела, °С;

F — площадь поверхности теплообмена, м².

Если принять $F = 1$ м², получим величину удельного теплового потока (плотность теплового потока) q , Вт/м²

$$q = \alpha(t_{\text{ж}} - \tau). \quad (11.14)$$

Коэффициент теплоотдачи определяет количество теплоты, в Вт, передаваемой от жидкости к поверхности тела (или наоборот) через 1 м² при разности температур жидкости и поверхности в 1 °С. На величину коэффициента теплоотдачи α влияют множество факторов: форма Φ , размеры l_1 , l_2 и l_3 и температура τ поверхности, скорость жидкости w , ее температура $t_{\text{ж}}$, физические параметры жидкости — коэффициент теплопроводности

λ , вязкость μ , плотность ρ , теплоемкость c_p , коэффициент объемного расширения и др.

Таким образом,

$$\alpha = f(\Phi, l_1, l_2, l_3, \tau, w, t_{ж}, \lambda, \mu, \rho, c_p, \beta \dots). \quad (11.15)$$

Изучение процессов теплоотдачи ведется как в теоретическом, так и в экспериментальном направлениях. Однако математическое решение в большинстве случаев ограничивается лишь формулировкой задачи, т.е. составлением системы дифференциальных уравнений и описанием условий однозначности. Поэтому для определения величины α , необходимой для решения практических инженерных задач, большое значение имеют данные, полученные экспериментальным путем. Но распространять результаты экспериментов можно лишь на подобные между собой явления. Ответы на вопросы, какие явления могут быть признаны подобными, какие величины определить из опытов и как обработать результаты опытов, предоставляет теория подобия. Из нее следует, что экспериментальные данные следует представлять с использованием «критериев подобия», а именно — безразмерных комплексов, составленных из величин, характеризующих изучаемый процесс.

Приведем основные критерии подобия, используемые при определении величины α и их краткие характеристики.

$Nu = \alpha l / \lambda$ — критерий Нуссельта, характеризующий интенсивность теплоотдачи на границе жидкость (газ) — твердое тело и всегда являющийся величиной искомой.

$Re = \rho w l / \mu$ — критерий Рейнольдса, представляющий собой отношение сил инерции к силам внутреннего трения и характеризующий гидродинамический режим движения жидкости (см. гл. 4).

$Pr = \mu c_p g / \lambda$ — критерий Прандтля, характеризующий физические свойства жидкости (газа). Для газов одинаковой атомности критерий Pr является постоянной величиной, не зависящей от давления и температуры. Для одноатомных газов $Pr = 0,67$; двухатомных $Pr = 0,72$; трехатомных $Pr = 0,8$; четырехатомных и более $Pr = 1$.

$Gr = \frac{g l}{\nu^2} \beta \Delta t$ — критерий Гросгофа, характеризующий подъем-

ные силы, возникающие в жидкости (газе) вследствие разности плотностей в рассматриваемом объеме, обуславливающей естественную конвекцию.

В общем случае конвективного теплообмена критериальная зависимость имеет вид

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Gr}, \text{Pr}). \quad (11.16)$$

Критерии Re , Gr , Pr в этом выражении являются определяющими критериями.

Теплообмен в условиях вынужденного турбулентного движения оценивается критериальным уравнением вида

$$\text{Nu} = c\text{Re}^n\text{Pr}^m, \quad (11.17)$$

где c , n , m — соответственно коэффициент и показатели степени, определяемые экспериментально.

В режиме естественной конвекции теплоотдача в критериальном виде может быть описана общей степенной зависимостью вида

$$\text{Nu}_m = c(\text{GrPr})_m^n, \quad (11.18)$$

где c , m — экспериментально определяемые величины, которые различают для отдельных диапазонов аргумента (Gr , Pr). Индекс m означает, что величины критериев вычислены при определяющих геометрических размерах и температуре. Индекс m , в частности, свидетельствует о том, что в качестве определяющей была использована средняя температура между температурой жидкости и температурой поверхности.

Следует отметить, что наряду с критериальными зависимостями, в справочниках и пособиях приводят формулы явного вида типа $\alpha = A\Delta t^m$ и $\alpha = Bw^n$, которые более просты для использования. Однако в этих формулах из всего многообразия влияющих факторов учтены лишь основные, что ограничивает их использование условиями, аналогичными тем, при которых была получена данная зависимость.

11.4. Теплообмен излучением

Лучистая энергия является результатом сложных внутриатомных возмущений и возникает в основном за счет тепловой энергии. Поэтому при нагревании тела часть теплоты превращается в лучистую энергию, количество которой зависит от температуры.

Перенос лучистой энергии осуществляется посредством электромагнитных колебаний с различной длиной волны. Электромагнитные колебания с длиной волны от 0,4 до 40 мк обладают свойством поглощаться телами, встречающимися на пути их распространения, при этом их энергия снова преобразуется в

тепловую. Эти свойства характерны для световых и практических лучей, которые называются тепловыми, а процесс их распространения — тепловым излучением или лучеиспусканием.

Лучеиспускание — непрерывный процесс, свойственный всем телам. При попадании на другие тела в зависимости от их физических свойств и состояния поверхности энергия частично поглощается, частично отражается и частично проходит сквозь тела (рис. 11.3).

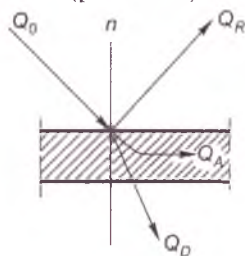


Рис. 11.3. Схема распределения лучистой энергии, падающей на тело

Отраженная энергия, а также прошедшая сквозь тело попадают на другие тела, где происходят подобные процессы. Таким образом, после ряда поглощений энергия теплового излучения полностью распределяется между окружающими телами. Следовательно, каждое тело не только непрерывно излучает, но и непрерывно поглощает энергию.

В результате двойного превращения энергии (тепловая — лучистая — тепловая) осуществляется процесс лучистого теплообмена. Количество отдаваемой и воспринимаемой теплоты соответствует разности между количествами излучаемой и поглощаемой телом лучистой энергии. Это происходит в том случае, когда различна температура тел, участвующих во взаимном процессе лучистого теплообмена. При одинаковой температуре тел система находится в подвижном тепловом равновесии.

Обозначим общее количество лучистой энергии, падающей на тело, Q_0 , а количество поглощенной, отраженной и прошедшей лучистой энергии соответственно Q_A , Q_R и Q_D . Тогда

$$Q_0 = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (11.19)$$

Разделив обе части равенства на Q_0 , имеем

$$1 = \frac{Q_A}{Q_0} + \frac{Q_R}{Q_0} + \frac{Q_D}{Q_0}$$

или

$$A + R + D = 1, \quad (11.20)$$

где $A = Q_A/Q_0$ — поглощательная способность тела;

$R = Q_R/Q_0$ — отражательная способность тела;

$D = Q_D/Q_0$ — пропускная способность тела.

Безразмерные величины A , R и D являются коэффициентами поглощения, отражения и пропускания, и изменяются в пределах от 0 до 1. Если $A = 1$, а $R = 0$ и $D = 0$, то это означает, что вся падающая на тело лучистая энергия полностью этим телом поглощается. Такое тело называется абсолютно черным, но таких тел в природе не существует ($A < 0$). Свойствами, близкими к абсолютно черному телу, обладают нефтяная сажа ($A = 0,9-0,96$), вода и лед ($A = 0,92-0,95$), черное сукно ($A = 0,98$), черный бархат ($A = 0,955$).

Если $R = 1$, а $A = D = 0$, то тело полностью отражает падающую на него лучистую энергию. При этом, если отражение правильное, т.е. подчиняющееся законам геометрической оптики, то тело называется зеркальным, если отражение рассеянное (диффузное), то тело — абсолютно белое. К числу тел, близких по отражательной способности к абсолютно белому телу, относится ряд металлов (золото, медь и др.). Для полированных металлов $R = 0,95-0,97$.

Если $D = 1$, а $A = R = 0$, то тело полностью пропускает всю падающую на него лучистую энергию и называется абсолютно прозрачным (прозрачным) или диатермичным.

Абсолютно белых и прозрачных тел, так же как и черных в природе не существует. Значения A , R и D зависят от природы тела, его температуры и длины волны излучения. Воздух, например, для тепловых лучей практически прозрачен, твердые тела и жидкости непрозрачны (атермичны). В этом случае $D = 0$, т.е.

$$A + R = 1. \quad (11.21)$$

Отсюда следует, что если тело хорошо отражает лучистую энергию, то оно плохо поглощает, и наоборот. Примером того, как длина волны влияет на пропускную способность тела является оконное стекло, которое прозрачно для световых лучей, но не пропускает ультрафиолетовое и длинноволновое инфракрасное излучение.

Рассмотрим основные законы теплового излучения.

В 1879 г. И. Стефан экспериментально, а в 1881 г. Л. Больцман теоретически установили зависимость излучательной способности абсолютно черного тела E_0 от температуры. В технических расчетах используется полученное ими уравнение в виде

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (11.22)$$

которое называется законом Стефана-Больцмана, где C_0 — коэффициент излучения абсолютно черного тела, равный $5,68 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Реальные тела, называемые обычно серыми, по интенсивности излучения отличаются от абсолютно черного тела. Однако опытами Стефана и других исследователей было доказано, что этот закон может быть применен и к серым телам. В этом случае он приобретает вид

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (11.23)$$

где C — коэффициент излучения серого тела, который всегда меньше C_0 и может изменяться в пределах от 0 до $5,68$.

Отношение энергии излучения серого тела к энергии излучения абсолютно черного тела при одинаковой температуре является характеристикой серого тела, которая называется относительной излучательной способностью или степенью черноты тела a :

$$a = \frac{E}{E_0} = \frac{C \left(\frac{T}{100} \right)^4}{C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4} = \frac{C}{C_0}. \quad (11.24)$$

Степень черноты a зависит от природы тела, температуры и состояния поверхности (гладкая или шероховатая) и может изменяться для различных тел в пределах от 0 до 1. Для материалов наиболее часто встречающихся в технике строительной индустрии значения a приведены в приложении 15.

Зная величину a , можно вычислить энергию излучения E . В этом случае уравнение (11.23) можно представить в виде:

$$E = aE_0 = aC_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (11.25)$$

Зависимость излучаемой телом энергии от направления устанавливает закон Ламберта. В соответствии с законом Ламберта максимальное излучение единицей поверхности происходит по направлению нормали к этой поверхности. Если Q_n — количество энергии, излучаемое по нормали к поверхности, Q_φ — по

направлению, образующему угол φ с нормалью, то справедлива зависимость

$$Q_{\varphi} = Q_n \cos \varphi. \quad (11.26)$$

Закон Кирхгофа устанавливает связь между излучательной и поглощательной способностями тела. Согласно этому закону отношение для всех тел одинаково и равно излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре и зависит только от температуры, т.е.

$$\frac{E}{A} = E_0 = f(T). \quad (11.27)$$

Так как $E/E_0 = a$, то для всех серых тел $A = a$, т.е. поглощательная способность тела численно равна степени его черноты.

Рассмотрим некоторые случаи теплообмена излучением. Например, между двумя стенками, имеющими большую поверхность и расположенными параллельно на небольшом расстоянии друг от друга (рис. 11.4). В этом случае излучение каждой стенки полностью попадает на противоположную. Пусть в стационарном режиме температуры стенок равны T_1 и T_2 , причем $T_1 > T_2$, а коэффициенты поглощения A_1 и A_2 . Тогда на основании закона Стефана-Больцмана Q_{1-2} , Вт, определяется по выражению

$$Q_{1-2} = C_{\text{пр}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F, \quad (11.28)$$

где $C_{\text{пр}}$ — приведенный коэффициент излучения, Вт/(м²·К);

$$C_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_0}}. \quad (11.29)$$

Здесь C_1 и C_2 — коэффициенты излучения тел.

Уравнение (11.28) справедливо для расчета лучистого теплообмена между телами, меньшее из которых является выпуклым и окружено поверхностью другого, т.е. находится в замкнутом пространстве (рис. 11.5).

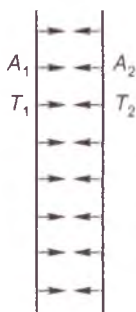


Рис. 11.4. Теплообмен излучением между двумя параллельными стенками

При этом

$$C_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0} \right)}, \quad (11.30)$$

где F_1 и F_2 — площади поверхности тел, между которыми происходит процесс лучистого теплообмена.

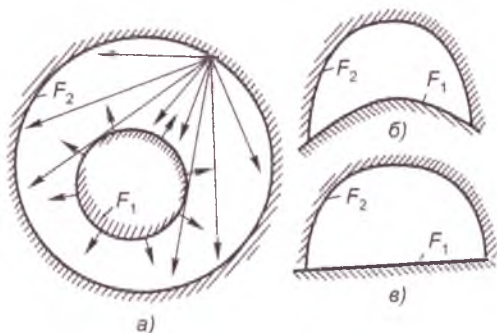


Рис. 11.5. Схема лучистого теплообмена в замкнутом пространстве

В формуле (11.28) во всех случаях в качестве расчетной принимается меньшая из поверхностей.

В общем случае при произвольном расположении тел, имеющих различную форму, аналитическое решение задачи по расчету лучистого теплообмена между ними в большинстве случаев не может быть доведено до практического использования. Поэтому при решении инженерных задач используют формулу, которая дает приближенные результаты, вида:

$$Q_{1-2} = C_{\text{пр}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1 \bar{\varphi}_{1-2}, \quad (11.31)$$

где $C_{\text{пр}} = C_1 C_2 / C_0$; $\bar{\varphi}_{1-2}$ — средний угловой коэффициент или коэффициент облученности — безразмерная величина, зависящая от формы, размеров и взаимного расположения поверхностей и расстояния между ними и определяющая долю от всего лучистого потока, отдаваемого поверхностью F_1 , попадающую на поверхность F_2 .

Для нескольких наиболее часто встречающихся в инженерной практике случаев лучистого теплообмена значения коэффициентов облученности приведены в справочной и технической литературе.

В ряде случаев, когда возникает необходимость уменьшить теплоотдачу излучением, применяют экраны, выполненные из материалов с малой поглощаемой и большой отражательной способностью.

При наличии экрана лучистый тепловой поток последовательно передается от одной поверхности к экрану, а затем от экрана к другой поверхности (рис. 11.6). Если степени черноты поверхностей и экрана одинаковы, то один экран уменьшает тепловой поток в два раза, два параллельно расположенных экрана — в три раза и n экранов в $(n + 1)$ раз.

В том случае, когда поверхность экрана имеет малую поглощательную способность и высокую отражательную, например никелированный лист с $A = 0,05$ или полированный алюминий с $A = 0,26$, то один экран может уменьшить тепловой поток в 10—30 раз. Применение экранов из алюминиевой фольги (альфоля) позволяет использовать в качестве тепловой изоляции воздушные прослойки в строительных конструкциях.

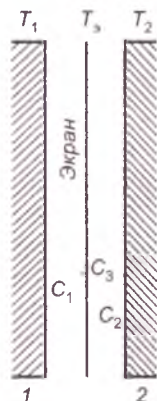


Рис. 11.6. Теплообмен излучением при наличии экрана

11.5. Коэффициент теплопередачи. Тепловая изоляция

Элементарные виды теплообмена (теплопроводность, конвекция, тепловое излучение), как было сказано выше, протекают одновременно и, безусловно, как-то влияют друг на друга. Так, конвекция всегда сопровождается теплопроводностью и, часто, лучистым теплообменом, теплопроводность в пористых телах — конвекцией и лучистым теплообменом в порах. Сочетание различных видов теплообмена может быть весьма разнообразным, и их роль в общем процессе может быть различной.

Теплообмен между стенкой и омывающим ее газом также является результатом совместного действия конвекции, теплопроводности и излучения и представляет собой типичный пример сложного теплообмена.

В теплотехнических расчетах при сложном теплообмене используют общий коэффициент теплоотдачи α_0 , представляющий собой сумму коэффициентов конвективной α_k и лучистой α_l теплоотдачи, т.е.

$$\alpha_0 = \alpha_k + \alpha_l. \quad (11.32)$$

Тогда формула для определения идеального теплового потока q , Вт/м², принимает вид:

$$q = (\alpha_k + \alpha_n)(t_{ж} - \tau) = \alpha_0(t_{ж} - \tau). \quad (11.33)$$

Если стенка омывается капельной жидкостью, например водой, тогда $\alpha_n = 0$ и $\alpha_0 = \alpha_k$.

В теплотехнике часто встречающимся случаем является теплообмен между двумя жидкостями (жидкостью и газом) через разделяющую стенку. Это еще более сложный процесс, в котором сочетаются действия рассмотренных элементарных процессов. Такой процесс называется теплопередачей. Количественной характеристикой этого процесса является коэффициент теплопередачи K , величина которого равна удельному тепловому потоку q , Вт/м², переданному от одной жидкостки к другой при разности температур между ними в один градус.

Физическая сущность процесса теплопередачи определяется явлениями теплопроводности, конвекции и теплового излучения, а коэффициент теплопередачи является лишь количественной, чисто расчетной характеристикой процесса. Взаимная связь между коэффициентом теплопередачи и коэффициентами теплопроводности и теплоотдачи зависит от формы разделяющей стенки.

Пусть имеется плоская однослойная стенка толщиной δ с коэффициентом теплопроводности λ .

По одну сторону стенки находится горячая среда с температурой t_1 , по другую — холодная среда с температурой t_2 . Незвестные температуры поверхностей стенок обозначим соответственно τ_1 и τ_2 (рис. 11.7). Тепловой поток направлен от горячей среды к холодной.

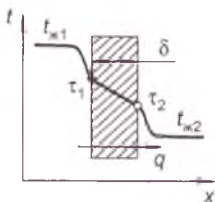


Рис. 11.7. Теплопередача через плоскую стенку

Процесс теплопередачи состоит из трех этапов: теплоотдача от горячей среды (жидкости или газа) к поверхности стенки, теплопроводность через стенку и теплоотдача от противоположной поверхности стенки к холодной среде. При этом, если процесс стационарный и стенка плоская, тепловые потоки на каждом из этапов равны между собой. Значение коэффициентов теплоотдачи определяются условиями состояния и движения горячей и холодной сред и соответственно равны α_1 и α_2 .

Для теплового потока q справедливы следующие три выражения

$$\left. \begin{aligned} q &= \alpha_1(t_1 - \tau_1) \\ q &= \frac{\lambda}{\delta}(\tau_1 - \tau_2) \\ q &= \alpha_2(\tau_2 - t_2) \end{aligned} \right\} \quad (11.34)$$

Из этих уравнений определим разности температур на границах

$$\left. \begin{aligned} t_1 - \tau_1 &= q \frac{1}{\alpha_1} \\ \tau_1 - \tau_2 &= q \frac{\delta}{\lambda} \\ \tau_2 - t_2 &= q \frac{1}{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (11.35)$$

Сложив систему уравнений, определим разность температур между средами:

$$t_1 - t_2 = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right) \quad (11.36)$$

откуда получим величину удельного теплового потока q , Вт/м²:

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} (t_1 - t_2) = K(t_1 - t_2) \quad (11.37)$$

Таким образом, чтобы вычислить значение коэффициента теплопередачи K для плоской стенки, необходимо знать толщину δ и коэффициент теплопроводности λ стенки, а также коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 . Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется термическим сопротивлением теплопередаче и обозначается R , м²·°С/Вт.

Из уравнения (11.37) имеем:

$$R = \frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (11.38)$$

Из последнего выражения следует, что общее термическое сопротивление равно сумме частных. Поэтому если стенка многослойная, то ее термическое сопротивление равно

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_2}$$

или

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (11.39)$$

где $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$ — толщина слоев, м;

$\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ — коэффициенты их теплопроводности, Вт/(м·°С).

Температуры поверхностей стенки можно получить из уравнений системы (11.35):

$$\tau_1 = t_1 - \frac{q}{\alpha_1} \quad (11.40)$$

и

$$\tau_2 = t_2 + \frac{q}{\alpha_2}. \quad (11.40, a)$$

Рассмотрим теплопередачи через стенку цилиндрической трубы длиной l , внутренним диаметром d_1 и внешним d_2 . Стенка трубы однородна и имеет коэффициент теплопроводности λ . Внутри трубы протекает горячая среда с температурой t_1 , снаружи — холодная с температурой t_2 . Температуры внутренней и наружной поверхностей трубы τ_1 и τ_2 неизвестны. Коэффициент теплоотдачи со стороны горячей среды равен α_1 , а со стороны холодной — α_2 .

При стационарном тепловом режиме для процесса теплопередачи будут справедливы следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Q}{l} = q_l = \alpha_1 \pi d_1 (t_1 - \tau_1) \\ q_l = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (\tau_1 - \tau_2) \\ q_l = \alpha_2 \pi d_2 (\tau_2 - t_2) \end{aligned} \right\} \quad (11.41)$$

Определим характерные разности температур

$$\left. \begin{aligned} (t_1 - \tau_1) &= \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_1 d_1} \\ (\tau_1 - \tau_2) &= \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ (\tau_2 - t_2) &= \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_2 d_2} \end{aligned} \right\} \quad (11.42)$$

Складывая уравнения системы (11.42), получим разность температур между средами:

$$(t_1 - t_2) = \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right), \quad (11.43)$$

откуда определим значение теплового потока q_l , Вт/м:

$$q_l = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = K_l \pi (t_1 - t_2). \quad (11.44)$$

Линейный коэффициент теплопередачи (на 1 м длины трубы) K_l , Вт/(м·°С) равен:

$$K_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (11.45)$$

Величина, обратная линейному коэффициенту теплопередачи, R_l , м·°С/Вт, называется линейным термическим сопротивлением теплопередаче

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (11.46)$$

Температуры поверхностей трубы τ_1 и τ_2 можно определить из системы уравнений (11.42), подставив в них значение q_l из уравнения (11.44):

$$\tau_1 = t_1 - \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \quad (11.47)$$

$$\tau_2 = t_1 - \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \right) = t_2 + \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_2 d_2}, \quad (11.47, a)$$

Если труба имеет стенку небольшой толщины — $d_1/d_2 > 0,5$, то для практических расчетов можно пользоваться формулой для плоской стенки, которая в этом случае (для трубы длиной 1 м) принимает следующий вид:

$$q_l = K \pi d_x (t_1 - t_2) = \frac{\pi d_x (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (11.48)$$

где K — коэффициент теплопередачи для плоской стенки по формуле (11.37), Вт/(м²·°С);

d_x — средний диаметр трубы, м;

$\delta = d_2 - d_1/2$ — ее толщина, м.

При этом, если $d_1/d_2 > 0,5$, то погрешность расчета не превышает 4 %. Ее можно уменьшить, если при выборе d_x соблюдать следующие условия:

- 1) если $\alpha_1 \gg \alpha_2$, то $d_x = d_2$;
- 2) если $\alpha_1 \approx \alpha_2$, то $d_x = 0,5(d_1 + d_2)$;
- 3) если $\alpha_1 \ll \alpha_2$, то $d_x = d_1$.

В ряде случаев необходимо уменьшить теплопередачу, другими словами снизить бесполезные теплотери или сократить дополнительные тепlopоступления в помещения. Для этого чаще всего применяют дополнительную тепловую изоляцию стенки.

Таким образом, **тепловой изоляцией** называется дополнительный слой материала с низким коэффициентом теплопроводности, служащий снижению теплового потока через конструкцию ограждения.

Теплоизоляционными материалами считаются такие, коэффициент теплопроводности которых меньше 0,23 Вт/(м·°С). Для наиболее часто применяемых материалов их теплотехнические характеристики приведены в справочной литературе и нормативной документации.

Коэффициент теплопроводности материалов в значительной мере зависит от их пористости: чем больше пористость, тем меньше значение коэффициента теплопроводности. Теплоизоляционные свойства материала существенно зависят также от его влажностного состояния.

В строительных конструкциях в качестве теплоизоляционного материала может служить воздушная прослойка, особенно в том случае, если в ней предусмотрены специальные меры по снижению конвективного и лучистого теплообмена. Например, имеется несколько экранов из алюминиевой фольги, так называемой альфолиевой.

Для расчета тепловой изоляции применяют расчетные формулы теплопередачи, приведенные выше. При этом необходимо знать минимально допустимое значение сопротивления теплопередаче стенки или максимально допустимую величину теплового потока через изолированную конструкцию, например, на единицу длины изолированного трубопровода.

При выполнении поверочных расчетов коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности в окружающую среду α_2 для трубопроводов, проложенных в закрытых помещениях при $\tau_2 = 0-150$ °С, можно определить по формуле:

$$\alpha_2 = 10 + 0,07(\tau_2 - t_2), \quad (11.49)$$

где τ_2 — температура наружной поверхности, °С;
 t_2 — температура окружающей среды, °С.

Этой формулой учитывается и конвективная, и лучистая составляющие теплообмена (при $C = 5,5$ Вт/(м²·К⁴)).

Теплоотдача изолированных магистральных трубопроводов систем отопления, проложенных в подвалах и технических подпольях зданий, приведена в соответствующей справочной литературе.

Определить требуемую толщину теплоизоляционного слоя $\delta_{из}$ для трубопровода, если задана величина максимальной теплоотдачи от поверхности единичной длины при температуре окружающей среды $t_2 = 20$ °С в условиях свободной конвекции можно по формуле [4]:

$$\delta_{из} = 2,67 \frac{d_1^{1,2} \lambda_{из}^{1,35} t_1^{1,73}}{q_l^{1,5}}, \quad (11.50)$$

где d_1 — диаметр неизолированной трубы, мм;

t_1 — температура трубы, °С;

$\lambda_{из}$ — коэффициент теплопроводности теплоизоляционного материала, Вт/(м·°С);

q_l — допустимая теплоотдача с 1 м длины трубопровода, Вт/м.

Следует иметь в виду, что тепловые потери изолированных трубопроводов не уменьшаются пропорционально увеличению толщины теплоизоляции. Это явление объясняется тем, что при

$$\tau_2 = t_1 - \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \right) = t_2 + \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (11.47, a)$$

Если труба имеет стенку небольшой толщины — $d_1/d_2 > 0,5$, то для практических расчетов можно пользоваться формулой для плоской стенки, которая в этом случае (для трубы длиной 1 м) принимает следующий вид:

$$q_l = K\pi d_x (t_1 - t_2) = \frac{\pi d_x (t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (11.48)$$

где K — коэффициент теплопередачи для плоской стенки по формуле (11.37), Вт/(м²·°С);

d_x — средний диаметр трубы, м;

$\delta = d_2 - d_1/2$ — ее толщина, м.

При этом, если $d_1/d_2 > 0,5$, то погрешность расчета не превышает 4 %. Ее можно уменьшить, если при выборе d_x соблюдать следующие условия:

- 1) если $\alpha_1 \gg \alpha_2$, то $d_x = d_2$;
- 2) если $\alpha_1 \approx \alpha_2$, то $d_x = 0,5(d_1 + d_2)$;
- 3) если $\alpha_1 \ll \alpha_2$, то $d_x = d_1$.

В ряде случаев необходимо уменьшить теплопередачу, другими словами снизить бесполезные теплопотери или сократить дополнительные тепlopоступления в помещения. Для этого чаще всего применяют дополнительную тепловую изоляцию стенки.

Таким образом, **тепловой изоляцией** называется дополнительный слой материала с низким коэффициентом теплопроводности, служащий снижению теплового потока через конструкцию ограждения.

Теплоизоляционными материалами считаются такие, коэффициент теплопроводности которых меньше 0,23 Вт/(м·°С). Для наиболее часто применяемых материалов их теплотехнические характеристики приведены в справочной литературе и нормативной документации.

Коэффициент теплопроводности материалов в значительной мере зависит от их пористости: чем больше пористость, тем меньше значение коэффициента теплопроводности. Теплоизоляционные свойства материала существенно зависят также от его влажностного состояния.

В строительных конструкциях в качестве теплоизоляционного материала может служить воздушная прослойка, особенно в том случае, если в ней предусмотрены специальные меры по снижению конвективного и лучистого теплообмена. Например, имеется несколько экранов из алюминиевой фольги, так называемой альфолиевой.

Для расчета тепловой изоляции применяют расчетные формулы теплопередачи, приведенные выше. При этом необходимо знать минимально допустимое значение сопротивления теплопередаче стенки или максимально допустимую величину теплового потока через изолированную конструкцию, например, на единицу длины изолированного трубопровода.

При выполнении поверочных расчетов коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности в окружающую среду α_2 для трубопроводов, проложенных в закрытых помещениях при $\tau_2 = 0-150$ °С, можно определить по формуле:

$$\alpha_2 = 10 + 0,07(\tau_2 - t_2), \quad (11.49)$$

где τ_2 — температура наружной поверхности, °С;

t_2 — температура окружающей среды, °С.

Этой формулой учитывается и конвективная, и лучистая составляющие теплообмена (при $C = 5,5$ Вт/(м²·К⁴)).

Теплоотдача изолированных магистральных трубопроводов систем отопления, проложенных в подвалах и технических подпольях зданий, приведена в соответствующей справочной литературе.

Определить требуемую толщину теплоизоляционного слоя $\delta_{из}$ для трубопровода, если задана величина максимальной теплоотдачи от поверхности единичной длины при температуре окружающей среды $t_2 = 20$ °С в условиях свободной конвекции можно по формуле [4]:

$$\delta_{из} = 2,67 \frac{d_1^{1,2} \lambda_{из}^{1,35} t_1^{1,73}}{q_1^{1,5}}, \quad (11.50)$$

где d_1 — диаметр неизолированной трубы, мм;

t_1 — температура трубы, °С;

$\lambda_{из}$ — коэффициент теплопроводности теплоизоляционного материала, Вт/(м·°С);

q_1 — допустимая теплоотдача с 1 м длины трубопровода, Вт/м.

Следует иметь в виду, что тепловые потери изолированных трубопроводов не уменьшаются пропорционально увеличению толщины теплоизоляции. Это явление объясняется тем, что при

увеличении термического сопротивления изолированного трубопровода термическое сопротивление теплоотдаче в окружающую среду $R_2 = 1/\alpha_2 \cdot d_2$ уменьшается. Поэтому для тепловой изоляции трубопроводов следует использовать наиболее эффективные теплоизоляционные материалы.

Примеры

Пример 11.1. Определить интенсивность излучения стенки с коэффициентом излучения $C = 4,53 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$, если температура излучающей поверхности стенки $t_{\text{ст}} = 927 \text{ }^\circ\text{С}$. Определить также степень черноты стенки.

Решение. 1. Интенсивность излучения стенки определяем по формуле (11.23),

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4 = 4,53 \left(\frac{1200}{100} \right)^4 = 93,9 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

2. Степень черноты определим по формуле (11.24)

$$a = \frac{C}{C_0} = \frac{4,53}{5,68} = 0,8.$$

Пример 11.2. Определить тепловой поток от газов к воздуху через кирпичную обмуровку котла площадью 100 м^2 и толщиной $\delta = 250 \text{ мм}$, если температура газов $t_1 = 600 \text{ }^\circ\text{С}$, температура воздуха $t_2 = 30 \text{ }^\circ\text{С}$, коэффициент теплообмена на внутренней поверхности $\alpha_1 = 23,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{}^\circ\text{С})$, коэффициент теплообмена на наружной поверхности $\alpha_2 = 9,3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{}^\circ\text{С})$ и коэффициент теплопроводности обмуровки $\lambda = 0,81 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{}^\circ\text{С})$. Определить также температуры обеих поверхностей обмуровки.

Решение. Определим коэффициент теплопередачи K по формуле (11.38):

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{23,6} + \frac{0,25}{0,81} + \frac{1}{9,3}} = 2,18 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{}^\circ\text{С}).$$

Тепловой поток составит

$$Q = KF(t_1 - t_2) = 2,18 \cdot 100 \cdot (600 - 30) = 124260 \text{ Вт}.$$

Температуру на внутренней поверхности обмуровки определим по выражению (11.35)

$$\tau_1 = t_1 - q \frac{1}{\alpha_1} = t_1 - \frac{Q}{F} \cdot \frac{1}{\alpha_1} = 600 - \frac{124260}{100} \cdot \frac{1}{23,6} = 547 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Температура на наружной поверхности составит

$$\tau_2 = t_2 + q \frac{1}{\alpha_2} = 30 + \frac{1242}{9,3} = 164 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Пример 11.3. Определить необходимую толщину тепловой изоляции $\delta_{\text{из}}$ ($\lambda_{\text{из}} = 0,08 \text{ Вт/(м}\cdot^\circ\text{C)}$) подающего магистрального трубопровода системы отопления ($t_1 = 95 \text{ } ^\circ\text{C}$) диаметром $d_1 = 57 \text{ мм}$, чтобы теплотери не превышали величины $q_l = 52 \text{ Вт/м}$.

Решение. Согласно выражению (11.50)

$$\delta_{\text{из}} = 2,67 \frac{d_1^{1,2} \lambda_{\text{из}}^{1,35} t_1^{1,73}}{q_l^{1,5}} = 2,67 \cdot \frac{57^{1,2} \cdot 0,08^{1,35} \cdot 95^{1,73}}{52^{1,5}} = 80 \text{ мм}.$$

Контрольные вопросы

1. Назовите три основных вида теплообмена.
2. Объясните механизм обмена энергии в процессе теплопроводности.
3. Назовите виды процесса конвекции. Объясните их механизм действия.
4. Объясните процесс теплового излучения.
5. Какой тепловой процесс называется теплопередачей?
6. Дайте определение теплового потока.
7. Какое температурное поле называют стационарным?
8. Сформулируйте понятие температурного градиента.
9. Запишите математическое выражение закона Фурье.
10. От каких переменных зависит коэффициент теплопроводности?
11. Запишите зависимость удельного теплового потока от переменного сопротивления стенки.
12. Как определить тепловой поток через многослойную стенку?
13. Дайте определение конвективного теплообмена.
14. Запишите формулу Ньютона для определения теплового потока при конвективном теплообмене.
15. Назовите основные критерии подобия.
16. От каких критериев подобия зависит число Нуссельта в случае конвективного теплообмена?

17. Объясните понятие лучистой энергии.
18. Какая схема лежит в основе процесса лучистого теплообмена?
19. Объясните следующие понятия способности тела: поглощательная, отражательная, пропускательная.
20. Запишите уравнение Стефана-Больцмана.
21. Объясните понятие и степень черноты тела.
22. В чем сущность закона Кирхгофа?
23. Запишите формулу для определения энергии излучения.
24. Приведите пример сложного теплообмена.
25. Объясните механизм теплопередачи через плоскую стенку.
26. Какие материалы являются теплоизоляционными?
27. Для каких целей применяется тепловая изоляция?
28. Что нужно знать для того, чтобы определить необходимую толщину теплоизоляционного слоя?

Раздел 3. Основы аэродинамики

Законы движения жидкостей и газов во многом одинаковы и, как было отмечено в введении, в силу исторического развития гидравлика составляет основу аэродинамики. Однако, кроме общих законов движения жидкостей и газов, существуют законы, свойственные только газам или только капельной жидкости. Их отличие существенно, когда газ движется с большой скоростью (близкой или большей скорости распространения звука), когда газ разрежен (например, в атмосфере на большой высоте), когда он ионизирован (например, при высокой температуре) или когда пространство, занятое газом, имеет большую протяженность.

В системах вентиляции и кондиционирования воздуха скорости движения воздуха небольшие, поэтому для таких систем остаются в силе основные законы и положения, изложенные в разделе 1 «Основы гидравлики».

Многие положения аэродинамики базируются на основных законах термодинамики, изложенных в разделе 2 «Основы теплотехники» (идеальные газы, изменение состояния газа, энтальпия и др.)

Глава 12. Основные законы аэродинамики

12.1. Закон сохранения массы. Уравнение расхода

При рассмотрении основных законов движения капельной жидкости было получено уравнение сохранения объемного расхода в предположении несжимаемости жидкости (формула (3.2)). Для потока газа будут выполняться условия сохранения массового Q_p и весового Q_γ расходов. Массовым расходом Q_p будем называть массу газа, протекающего через поперечное сечение потока в единицу времени.

Весовым расходом Q_γ будем называть вес газа, протекающего через поперечное сечение потока в единицу времени.

Тогда согласно результатам п. 3.2 запишем условия сохранения массы газа в виде:

$$Q_p = \rho v \omega = \text{const}; \quad Q_\gamma = \gamma v \omega = \text{const}. \quad (12.1)$$

Произведение ρv называется удельным расходом газа, так как оно равно массе газа, протекающего в единицу времени через единицу площади поперечного сечения потока.

Выражения (12.1) называются уравнениями расхода.

12.2. Закон сохранения энергии. Уравнение Бернулли для газов. Измерение скорости в потоке газа

Закон сохранения механической энергии для несжимаемой жидкости выражается уравнением Бернулли, которое согласно формуле (3.7) имеет вид

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

При небольших перепадах давлений, часто встречающихся в санитарной технике, сжимаемостью газа можно пренебречь и, вводя средний удельный вес газа, после умножения предыдущего уравнения на удельный вес газа γ , запишем уравнение Бернулли в форме, удобной для аэродинамических расчетов

$$\gamma z + p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const.} \quad (12.2)$$

Слагаемые уравнения (12.2) выражаются в единицах давления, поэтому их часто называют «давлениями»:

γz — весовое давление;

p — статическое давление;

$\frac{\rho v^2}{2}$ — скоростное или динамическое давление.

На практике часто весовым давлением пренебрегают и уравнение Бернулли принимает следующий вид

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const.} \quad (12.3)$$

Сумму статического и динамического давлений называют полным давлением P_0 . Таким образом получим

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = P_0. \quad (12.4)$$

Формула (12.4) позволяет определить скорость потока в рассматриваемой точке, если известны полное P_0 и статическое давления в той же точке

$$v = \sqrt{\frac{2}{\rho}(P_0 - p)}, \text{ м/с.} \quad (12.5)$$

Перепад давлений $(P_0 - p) = \Delta h$ можно измерить при помощи специального измерительного прибора — самолетной трубки Пито-Прандтля (рис. 12.1), а величину скорости потока в измеряемой точке — вычислить по формуле (12.5). Отметим, что появление трубки Пито-Прандтля для измерения скоростей потока послужило становлению и развитию экспериментальной аэродинамики и ряда прикладных наук (газоснабжение, вентиляция, водоснабжение и т.д.).

На рис. 12.1 представлена схема измерения скорости потока, в которой в качестве первичного измерительного прибора использована трубка Пито-Прандтля, а в качестве вторичного — U-образный манометр для измерения перепада полного и статического давления Δh . Формула (12.5) служит для вычисления скорости в потоках воздуха, струях, вентиляционных системах, формируемых газовыми горелками и т.д.

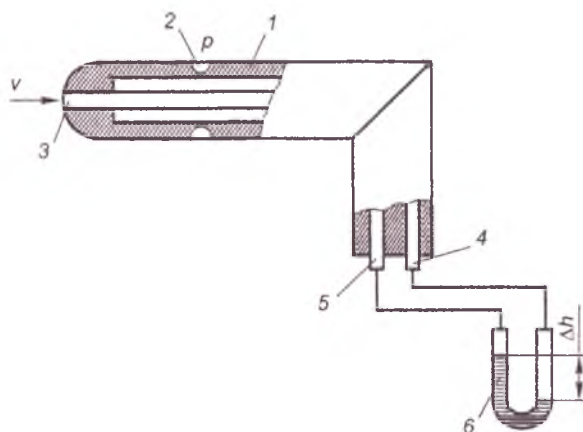


Рис. 12.1. Схема измерения скорости в потоке газа

1 — корпус трубки полного давления Пито-Прандтля; 2 — приемные отверстия статического давления; 3 — приемное отверстие полного давления; 4 — канал полного давления; 5 — канал статического давления; 6 — U-образный манометр для измерения перепада давления Δh

Известно, что для реальных газовых потоков плотность газа зависит от температуры. В частности, при нормальных условиях ($t = 20^\circ \text{C}$) или близких к ним формула (12.5) принимает вид

$$v = 4,07\sqrt{\Delta h}, \text{ м/с,} \quad (12.6)$$

где Δh — измеряется в мм.

При выводе уравнения Бернулли была рассмотрена отдельная элементарная струйка потока (см. п. 3.4) и получено $P_0 = \text{const}$ только для этой струйки. Эти результаты можно обобщить и перенести на весь поток. Запишем уравнение (12.4), следуя выводу, изложенному в п. 3.4, в дифференциальном виде

$$\frac{dp}{\rho} + d\frac{v^2}{2} = 0. \quad (12.7)$$

Здесь $\rho = \frac{\gamma}{g} = \text{const}$ (несжимаемая жидкость).

В результате интегрирования уравнения (12.7) получаем

$$\frac{1}{2}v^2 + \int \frac{dp}{\rho} = P_0 = \text{const}. \quad (12.8)$$

Таким образом получили обобщение уравнения Бернулли на все сечение потока. Для потока вязкой жидкости уравнение Бернулли дополняется четвертым слагаемым — потерянными напором Δh_ω и имеет вид (3.8), в котором плотность в сечении «1» обозначим ρ_1 , а в сечении «2» — ρ_2 .

Согласно уравнению состояния идеального газа (п. 8.2)

$$\frac{P_1}{\rho_1} = R_0 T_1 \quad \text{и} \quad \frac{P_2}{\rho_2} = R_0 T_2. \quad (12.9)$$

Уравнение (3.8) с учетом (12.9) примет вид:

$$gz_1 + \frac{k}{k-1} R_0 T_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2} = gz_2 + \frac{k}{k-1} R_0 T_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2} + g\Delta h_\omega. \quad (12.10)$$

Здесь $k = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение удельных теплоемкостей (см. раздел 2); $R_0 = c_p - c_v$ — уравнение Майера (см. раздел 2).

Полагая $\Delta z = z_1 - z_2 = 0$ и пренебрегая потерями удельной энергии Δh_ω , определяем разность температур в двух сечениях потока

$$T_1 - T_2 = \frac{k-1}{kR_0} \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2} - \frac{\alpha_1 v_1^2}{2} \right). \quad (12.11)$$

12.3. Скорость распространения конечных и бесконечно малых возмущений в сжимаемой сплошной среде. Местная скорость звука. Скорость звука в идеальном газе

Пусть в длинной трубе постоянного сечения ω , заполненной какой-либо сжимаемой средой, в частности газом, помещен поршень (рис. 12.2). Пусть вначале среда покоилась при одинаковых во всех точках давлении p_0 и плотности ρ_0 .

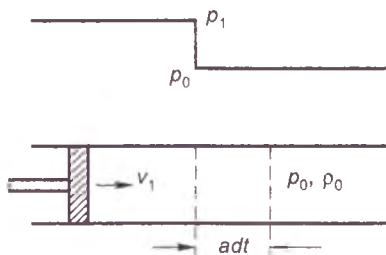


Рис. 12.2. К выводу формулы для скорости распространения возмущений в сплошной сжимаемой среде

Если теперь начать резко двигать поршень со скоростью v_1 вправо, то среда перед поршнем сожмется, а возмущение будет распространяться вправо с некоторой скоростью a . Возмущением будет охвачена некоторая область, давление в которой повысится до p_1 .

Найдем скорость a . Применим для этого законы сохранения массы и изменения количества движений к элементу среды длиной adt , левая грань которого находится в момент t на границе возмущения. Закон сохранения массы в применении к элементу объема ωadt можно выразить следующим образом: начальная масса, находящаяся в момент t в объеме ωadt , плюс приток массы в объем за время dt равны конечной массе в объеме к моменту $t + dt$ плюс отток массы из объема за то же время dt . Приток в объем происходит через левую грань, а отток — через правую грань. Так как до правой грани возмущение доходит только через время dt , то отток равен нулю вследствие того, что по условию в начале среда покоилась. В результате получим уравнение

$$\rho_0 \omega adt + v_1 dt \omega \rho_1 = \rho_1 \omega adt,$$

где $\rho_0 \omega adt$ — первоначальная масса;

$v_1 dt \omega \rho_1$ — масса, которая вошла через левое сечение;

$\rho_1 \omega adt$ — конечная масса в момент $t + dt$.

Сокращая на ωdt , получим

$$\rho_0 a + \rho_1 v_1 = \rho_1 a. \quad (12.12)$$

Обозначим через τ напряжение силы трения и через χ — периметр трубы. Закон изменения количества движения элемента длиной adt , захваченного возмущением, запишется в виде

$$\rho_1 adt \omega v_1 = p_1 \omega dt - p_0 \omega dt - \frac{\tau}{2} adt \chi dt.$$

В последнем члене множитель $\frac{\tau}{2}$ введен потому, что надо взять среднее значение силы трения вдоль боковой поверхности элемента, которая нарастает с течением времени. Как видим, импульс силы трения выражается бесконечно малой второго порядка, по сравнению с другими членами первого порядка малости, входящими в уравнение, поэтому им можно пренебречь. Отсюда, сокращая на ωdt , получим

$$\rho_1 a v_1 = p_1 - p_0. \quad (12.13)$$

Исключим из уравнений (12.12) и (12.13) скорость w_1 . Тогда получим

$$(\rho_1 - \rho_0) a^2 = p_1 - p_0$$

или

$$a^2 = \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0}. \quad (12.14)$$

Если возмущение бесконечно мало $p_1 - p_0 = dp$, $\rho_1 - \rho_0 = d\rho$, то из (12.14) получаем

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho}. \quad (12.15)$$

Волны давления, распространяющиеся при бесконечно малых возмущениях, называются, как известно, звуковыми или акустическими. Формула (12.15), таким образом, дает величину скорости звука в точке, куда пришло возмущение. В зависимости от обстоятельств скорость звука в разных точках среды может быть равной. Поэтому (12.15) определяет местную скорость звука. Производная $\frac{dp}{d\rho}$, вообще говоря, зависит от термодинамических характеристик процесса распространения звука. Иног-

да можно приближенно считать процесс изотермическим. В газах, как показывает опыт, более правильно считать, что энтропия постоянна — $s = \text{const}$ и производная $\frac{dp}{d\rho}$ берется при постоянной энтропии. В случае идеального газа при постоянной энтропии связь между плотностью и давлением дается уравнением адиабаты Пуассона (см. раздел 2):

$$\frac{p}{\gamma^k} = \frac{p_0}{\gamma_0^k}$$

или

$$\frac{p}{\rho^k} = \frac{p_0}{\rho_0^k},$$

откуда

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^k \quad (12.16)$$

и выражение для скорости звука (12.15) принимает вид

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho} = k \frac{p_0}{\rho_0^k} \rho^{k-1} = \frac{kp}{\rho}. \quad (12.17)$$

Воспользуемся уравнением Клайперона и выразим скорость звука через температуру. Получим

$$a^2 = kgRT. \quad (12.18)$$

12.4. Число Маха. Коэффициент скорости. Безразмерная скорость

Число Маха — это отношение скорости движения газа в данной точке потока v к соответствующей местной скорости звука a в этой же точке

$$M = \frac{v}{a}. \quad (12.19)$$

В дозвуковой области $M < 1$; в сверхзвуковой $M > 1$; в несжимаемой среде $M = 0$ при любой скорости движения. Определим величину скорости звука в покоящемся воздухе при нормальном атмосферном давлении

$$a = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = \sqrt{1,41 \frac{10330}{0,125}} \approx 342 \text{ м/с.}$$

Режим, при котором число Маха равно единице, называется критическим режимом, а скорость при этом режиме — критической скоростью

$$v = a = v_{\text{кр}} = a_{\text{кр}}.$$

Этому режиму соответствуют определенная критическая температура $T_{\text{кр}}$, давление $P_{\text{кр}}$ и плотность $\rho_{\text{кр}}$.

Коэффициент скорости — это отношение скорости газа в данной точке потока v к критической скорости $a_{\text{кр}}$

$$\lambda = \frac{v}{a_{\text{кр}}}. \quad (12.20)$$

Число Маха и коэффициент скорости связаны следующим соотношением

$$M^2 = \frac{2\lambda^2}{(k+1) - (k-1)\lambda^2}. \quad (12.21)$$

Следующим параметром, характеризующим течение газа, является максимальная скорость v_{max} , которая выражает закон ограниченности скорости при установившемся адиабатическом процессе. Эта та предельная скорость течения газа, которая соответствует $P = 0$ и $T = 0$ или $a = 0$

$$0 \leq v \leq v_{\text{max}}.$$

В этом случае внешняя энергия жидкости полностью переходит в кинетическую энергию (давление $P = 0$). И так как ни давление, ни абсолютная температура не могут быть отрицательными, то дальнейшее увеличение скорости становится невозможным.

Безразмерная скорость — это отношение скорости газа в данной точке v к максимальной скорости v_{max}

$$\Lambda = \frac{v}{v_{\text{max}}}. \quad (12.22)$$

Число Маха и безразмерная скорость связаны следующим соотношением

$$\Lambda^2 = \frac{M^2}{\frac{2}{k-1} + M^2}. \quad (12.23)$$

В табл. 12.1 указаны пределы изменения переменных λ и Λ в полном диапазоне чисел Маха.

Т а б л и ц а 12.1

Изменения переменных λ , Λ , M газовых потоков

$M^2 = \frac{v^2}{a^2}$	0	1	∞
$\lambda^2 = \frac{v^2}{a_{кр}^2}$	0	1	$\frac{k+1}{k-1}$
$\Lambda^2 = \frac{v^2}{v_{max}^2}$	0	$\frac{k-1}{k+1}$	1

Величины M , λ и Λ являются основными критериями подобия для газовых потоков с большой скоростью.

**12.5. Истечение газа из резервуара под большим давлением.
Формула Сен-Венана и Вентцеля**

Рассмотрим истечение газа из резервуара под большим давлением через малое отверстие, площадь которого равна ω_1 . Пусть p_1 и ρ_1 — давление и плотность газа в резервуаре; p_0 и ρ_0 — атмосферное давление и плотность воздуха. Считаем, что расширение газа происходит адиабатически, пренебрегаем силой тяжести. Применим теорему Бернулли к двум точкам: внутри резервуара (где скорость практически равна нулю) и к отверстию. Уравнение (12.8) в этом случае принимает вид:

$$\frac{1}{2} v^2 + \int_{p_1}^{p_0} \frac{dp}{\rho(p)} = 0. \quad (12.24)$$

В уравнении (12.24) в отличие от (12.8) содержится определенный интеграл (который называется функцией давления) и подчеркнуто, что плотность газа зависит только от давления $\rho = \rho(p)$ (баротропное равновесие газа).

Так как рассматриваем адиабатический процесс, то согласно уравнению состояния газа имеем (см. раздел 2)

$$p = R\rho^k. \quad (12.25)$$

Вычислим интеграл, входящий в выражение (12.24), с учетом (12.25)

$$\int_{\rho_1}^{\rho_0} \frac{dp}{\rho} = \int_{\rho_1}^{\rho_0} Rk\rho^{k-2} d\rho = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{R\rho^k}{\rho} \Big|_1^0.$$

Так как согласно (12.17): $R\rho^k = p$, предыдущее выражение после соответствующей подстановки принимает вид

$$\int_{\rho_1}^{\rho_0} \frac{dp}{\rho} = \frac{k}{k-1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) = -\frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{\rho_1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (12.26)$$

Из уравнения Бернулли (12.24) с учетом (12.26) получаем формулу для определения скорости газового потока.

$$v = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (12.27)$$

Формула (12.27) получена Сен-Венаном и Вентцелом в 1839 г. Определим весовой расход газа в выходном сечении

$$Q_Y = \gamma_1 v \omega_1 = \gamma_0 \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} \omega_1 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

После несложных преобразований получаем формулу Сен-Венана и Вентцеля для вычисления расхода газа

$$Q_Y = \omega_1 \sqrt{\frac{2gk}{k-1} p_0 \gamma_0 \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (12.28)$$

Формула (12.28) позволяет вычислить расход газа, если известны плотность и давление газа в котле и давление в пространстве, куда вытекает газ.

Примеры

Пример 12.1. Через поперечное сечение трубопровода площадью ω за 1 с проходит воздух объемом $W = 10 \text{ м}^3$ при температуре $T = 300 \text{ К}$ и давлении $p = 4,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Чему равен массовый расход воздуха?

Решение. Определяем плотность воздуха

$$\rho = \frac{p}{R_0 T} = \frac{4,5 \cdot 10^5}{287,14 \cdot 300} = 5,25 \text{ кг/м}^3.$$

Определяем массовый расход воздуха:

$$Q_p = \rho v \omega = \rho W/t = 5,25 \cdot 3 \cdot 10^3 / 1 = 52,5 \text{ кг/с}.$$

Пример 12.2. По трубопроводу переменного сечения перемещается воздух. Считаем процесс адиабатическим. Определить температуру воздуха в сечении 2—2, если скорость в сечении 1—1 $v_1 = 2$ м/с, а в сечении 2—2 $v_2 = 20$ м/с, температура $T_1 = 300$ К.

Решение. Принимая для воздуха $k = 1,4$ и $R_0 = 287,14$ Дж/(кг·К) и считая $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, получим

$$T_2 = T_1 - \frac{(k-1)}{k R_0} \left(\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} \right) = 300 - \frac{(1,4-1)}{1,4 \cdot 287,14} \left(\frac{20^2}{2} - \frac{2^2}{2} \right) = 299,8 \text{ К}.$$

Контрольные вопросы

1. Запишите уравнение Бернулли для потока вязкой жидкости.
2. Объясните принцип измерения скорости в потоке газа при помощи трубки Пито-Прандтля.
3. Запишите формулу для определения скорости звука. Поясните ее физический смысл.
4. Поясните следующие основные характеристики газовых потоков: число Маха, коэффициент скорости, безразмерную скорость.
5. Запишите формулу Сен-Венана и Вентцеля для определения скорости газового потока.

Глава 13. Аэродинамический расчет воздухопроводов и газопроводов

13.1. Каналы и воздухопроводы естественной вентиляции

Канальными системами естественной вентиляции называются системы, в которых подача наружного воздуха или удаление загрязненного осуществляется по специальным каналам, предусмотренным в конструкциях здания, или приставным воздухопроводам. Воздух в этих системах перемещается вследствие разности давлений наружного и внутреннего воздуха.

Вытяжная естественная канальная вентиляция осуществляется преимущественно в жилых и общественных зданиях для помещений, не требующих воздухообмена больше однократного. В производственных зданиях естественную вентиляцию следует проектировать, если она обеспечит нормируемые условия воздушной среды в помещениях и если она допустима по технологическим требованиям.

Вытяжная естественная канальная вентиляция (рис. 13.1) состоит из вертикальных внутристенных или приставных каналов с отверстиями, закрытыми жалюзийными решетками, сборных горизонтальных воздухопроводов и вытяжной шахты. Для усиления вытяжки воздуха из помещений на шахте часто устанавливают специальную насадку — дефлектор. Загрязненный воздух из помещений поступает через жалюзийную решетку в канал, поднимается вверх, достигая сборных воздухопроводов, и оттуда выходит через шахту в атмосферу.

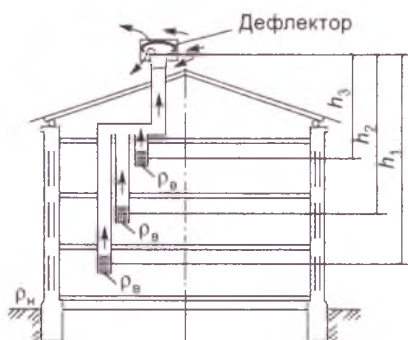


Рис. 13.1. Схема вытяжной естественной канальной вентиляции

Вытяжка из помещений регулируется жалюзийными решетками в вытяжных отверстиях, а также дроссель-клапанами или задвижками, устанавливаемыми в сборном воздуховоде и в шахте.

В настоящее время изготавливают специальные вентиляционные панели или блоки с каналами круглого, прямоугольного или овального сечения. Наиболее рациональной формой сечения канала и воздуховода следует считать круглую, так как по сравнению с другими формами она при той же площади имеет меньший периметр, а следовательно, и меньшую величину сопротивления трению.

В современных крупнопанельных зданиях вентиляционные каналы изготавливают в виде специальных блоков или панелей из бетона, железобетона и других материалов.

На рис. 13.2 представлена схема размещения вытяжных каналов жилых зданий.

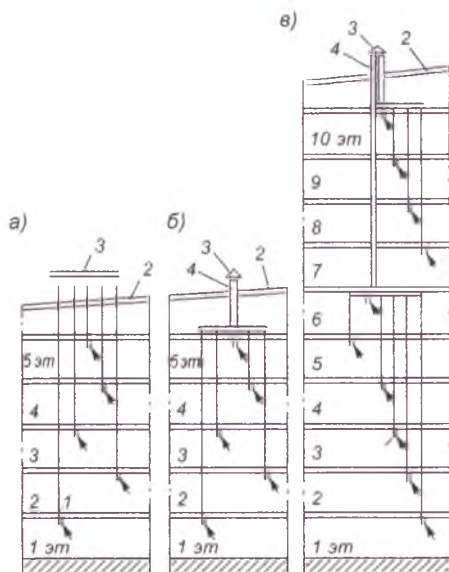


Рис. 13.2. Схема вытяжных каналов жилых зданий

а — отдельные каналы; *б* — каналы, объединенные на чердаке здания; *в* — каналы, объединенные в этажном и на чердачном воздуховоде; 1 — жалюзийная решетка; 2 — крыша; 3 — зонтик (или дефлектор); 4 — сборная вытяжная шахта

Согласно правилам пожарной профилактики в жилых, общественных и вспомогательных производственных зданиях высотой до пяти этажей запрещается присоединять к одному вытяжному каналу помещения, расположенные в различных этажах здания.

В зданиях же с числом этажей более пяти допускается объединение отдельных вертикальных вытяжных каналов из каждых четырех-пяти этажей в один сборный магистральный канал.

13.2. Гидравлический расчет вентиляционных воздуховодов

В канальных системах естественной вытяжной вентиляции воздух перемещается в каналах и воздуховодах под действием естественного давления, возникающего вследствие разности давлений холодного наружного и теплого внутреннего воздуха.

Естественное давление Δp_e , Па, определяют по формуле

$$\Delta p_e = h_i g(\rho_n - \rho_v), \quad (13.1)$$

где h_i — высота воздушного столба, принимаемая от центра вытяжного отверстия до устья вытяжной шахты, м;

ρ_n, ρ_v — плотность соответственно наружного и внутреннего воздуха, кг/м³.

Формула (13.1) составляет основу гидравлического расчета вентиляционных воздуховодов. Необходимым условием нормальной работы естественной вентиляции является выполнение следующего равенства

$$\Sigma(Rl\beta + Z)\alpha = \Delta p_e, \quad (13.2)$$

где R — удельная потеря давления на трение, Па/м;

l — длина воздуховодов (каналов), м;

Rl — потеря давления на трение расчетной ветви, Па;

Z — потеря давления на местные сопротивления, Па;

Δp_e — располагаемое давление, Па;

α — коэффициент запаса, равный 1,1—1,15;

β — поправочный коэффициент на шероховатость поверхности.

Расчетное естественное давление для систем вентиляции жилых и общественных зданий определяется для температуры наружного воздуха +5 °С. Считается, что при более высоких наружных температурах, когда естественное давление становится весьма незначительным, дополнительный воздухообмен можно получать, открывая более часто и на более продолжительное время форточки, фрамуги, а иногда створки оконных рам.

Анализируя выражение (13.1), можно сделать следующие практические выводы.

1. Верхние этажи здания по сравнению с нижними находятся в менее благоприятных условиях, так как располагаемое давление здесь меньше.

2. Естественное давление становится большим при низкой температуре наружного воздуха и заметно уменьшается в теплое время года.

3. Охлаждение воздуха в воздуховодах (каналах) влечет за собой снижение действующего давления и может вызвать выпадение конденсата со всеми вытекающими последствиями.

Кроме того, из выражения (13.1) следует, что естественное давление не зависит от длины горизонтальных воздуховодов, тогда как для преодоления сопротивлений в коротких ветвях воздуховодов, безусловно, требуется меньше давления, чем в ветвях значительной протяженности. На основании технико-экономических расчетов и опыта эксплуатации вытяжных систем вентиляции радиус их действия — от оси вытяжной шахты до оси наиболее удаленного отверстия — допускается не более 8 м.

13.3. Гидравлический расчет газопроводов при больших и малых перепадах давления

Перекачка по трубам газов (природный и искусственный газы, воздух, пар) широко используется для различных целей (бытовых и технических). По сравнению с движением капельных жидкостей движение газов характеризуется рядом особенностей, обусловливаемых различиями физических свойств капельных и газообразных жидкостей.

Различают следующие два случая движения газа по газопроводам в зависимости от перепада давления Δp между начальным и конечным сечениями труб, отнесенного к среднему давлению:

- малые относительные перепады $\left(\frac{\Delta p}{p} \leq 5\% \right)$;
- большие относительные перепады $\left(\frac{\Delta p}{p} > 5\% \right)$.

В первом случае возможно пренебрегать сжимаемостью газов, т.е. считать плотность транспортируемого газа неизменной по всей длине трубопровода; тогда расчеты воздухопроводов и газопроводов принципиально не отличаются от расчетов для несжимаемых жидкостей.

При больших относительных перепадах (если $\Delta p/p > 5\%$) пренебрегать сжимаемостью газа нельзя и нужно учитывать не-

прерывный характер изменения плотности газа в зависимости от давления.

Рассмотрим указанные случаи движения газа по трубопроводам (газопроводам).

Расчет трубопроводов для газов при малых перепадах давления. В этом случае в расчетах рассматривают потери давления, а не напора.

Формулы для определения потерь на трение и местных потерь в этом случае принимают вид (см. формулу (4.7)):

$$\Delta p_{\text{тр}} = \gamma h_{\text{тр}} = \lambda \frac{l}{d} \rho \frac{v^2}{2}; \quad (13.3)$$

$$\Delta p_{\text{м}} = \gamma h_{\text{м}} = \zeta \rho \frac{v^2}{2}; \quad (13.4)$$

где Δp — потерянное давление;

ρ — средняя плотность газа, определяемая из формулы

$$\rho = \frac{p_{\text{ср}}}{RT},$$

где

$$p_{\text{ср}} = \frac{p_1 + p_2}{2};$$

p_1 и p_2 — давления в концевых сечениях трубопровода. Величину $\rho v^2/2$ называют *динамическим давлением*.

Формулу (13.3) представляют также в виде

$$R_{\text{тр}} = \frac{\Delta p_{\text{тр}}}{l} = \lambda \frac{1}{d} \cdot \frac{v^2}{2} \rho,$$

где $R_{\text{тр}}$ — так называемое удельное сопротивление трения (сопротивление трения 1 м длины трубопровода).

Уравнение Бернулли записывается в виде

$$\rho g(z_1 - z_2) + (p_1 - p_2) + \frac{\rho}{2}(v_1^2 - v_2^2) = \Delta p_{\text{пот}}.$$

В большинстве практически важных случаев слагаемым $\rho g(z_1 - z_2)$ в этом уравнении можно пренебречь, так как вследствие очень малой плотности газа эта величина мала по сравнению с другими членами уравнения.

Тогда уравнение Бернулли можно записать в виде

$$p_1 + \rho \frac{v_1^2}{2} = p_2 + \rho \frac{v_2^2}{2} + \Delta p_{\text{пот}},$$

а при постоянном сечении трубопровода в виде

$$p_1 - p_2 = \Delta p_{\text{пот}}.$$

Вентиляционные трубы часто имеют некруглое сечение, поэтому вместо диаметра в уравнение (13.3) вводят эквивалентный диаметр.

В длинных газопроводах потери давления на местные сопротивления невелики по сравнению с потерями давления на трение, и здесь можно полагать

$$\Delta p_{\text{пот}} \approx \Delta p_{\text{тр}} = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2} \rho. \quad (13.5)$$

Коэффициент гидравлического трения λ , входящий в эту формулу, может определяться по тем же формулам, что и при движении несжимаемых жидкостей по трубам.

Расчеты трубопроводов для газов при больших перепадах давления. При расчете длинных газопроводов (имеющих часто длину, равную десяткам и сотням километров), а также трубопроводов сжатого воздуха необходимо учитывать значительные перепады давления в начале и в конце трубопровода.

В этом случае нельзя без больших погрешностей полагать плотность газа постоянной по длине трубопровода, как это делается при расчете газопроводов низкого давления; кроме того, даже при сохранении постоянства диаметра по длине газопровода движение газа в таких трубопроводах является неравномерным. Действительно, в соответствии с уравнением неразрывности $\rho \omega v = \text{const}$ или при $\omega = \text{const}$ $\rho v = \text{const}$. Но давление газа по длине газопровода уменьшается (т.е. уменьшается его плотность), следовательно, возрастает скорость движения газа, которая в конце газопровода всегда выше, чем в его начале.

Далее при расчетах таких газопроводов можно пренебрегать не только изменениями удельной энергии положения, т.е. членом $(z_1 - z_2)$ в уравнении Бернулли (об этом уже говорилось выше), но также изменениями удельной кинетической энергии газа.

Поэтому при расчетах движения газов с большими перепадами давления уравнение Бернулли сводится к зависимости (для

бесконечно малого участка трубопровода, на котором удельный вес газа и скорость его движения можно считать постоянными)

$$-dp = dp_{\text{тр}}. \quad (13.6)$$

С учетом формулы Дарси-Вейсбаха формула (13.6) получает вид

$$-dp = \lambda \frac{dl}{D} \cdot \frac{v^2}{2} \rho. \quad (13.7)$$

Для интегрирования этого уравнения нужно знать характер изменения скорости, плотности и коэффициента гидравлического трения вдоль газопровода, т.е. зависимости:

$$\rho = f(l); v = f_1(l); \lambda = f_2(l).$$

Эти зависимости определяются термодинамическими процессами, протекающими при движении газа по трубопроводу. Если теплообмен между газом и окружающей средой отсутствует, газ будет расширяться адиабатически и его температура будет непрерывно понижаться. При наличии теплообмена между газом и окружающей средой температура газа T может сохраняться постоянной по всей длине газопровода (изотермическое течение), равной температуре окружающей среды. Это обычно имеет место для длинных трубопроводов без тепловой изоляции, и поэтому большинство промышленных газопроводов работает в условиях изотермического режима.

В рассматриваемом случае больших перепадов давления формула Дарси-Вейсбаха (13.7) дополняется множителем, зависящим от величины $\frac{\Delta p}{p_1}$, учитывающим сжимаемость газа:

$$p_1 - p_2 = \frac{2}{2 - \frac{\Delta p}{p_1}} \lambda \frac{l}{D} \cdot \frac{v_1^2}{2} \rho_1. \quad (13.8)$$

Формула для определения весового расхода газа имеет вид

$$G = \omega \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{\lambda l} \cdot \frac{g D \gamma_1}{p_1}} = \frac{\pi}{4} g \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{\lambda l} \cdot \frac{D^5 \rho_1}{p_1}}. \quad (13.9)$$

Коэффициент гидравлического трения λ , входящий в полученные зависимости, определяется по тем же формулам, что и при движении несжимаемых жидкостей.

С целью облегчения инженерных расчетов разработаны специальные номограммы для определения потерь напора в газопроводах низкого и высокого давления (см., например [1], с. 264—273).

Примеры

Пример 13.1. Вентиляция уличной и внутренней канализационных сетей осуществляется вследствие разности веса теплого газа в сети и веса атмосферного воздуха. Газ вытесняется через стояки 1, заканчивающиеся над крышами зданий, а воздух притекает через зазоры между крышками 2 и люками колодцев (рис. 13.3). Определить разность давлений в канализационной сети девятиэтажного дома и в окружающем пространстве на уровне поверхности земли, если температура газов в сети 10 °С, а температура воздуха — минус 20 °С.

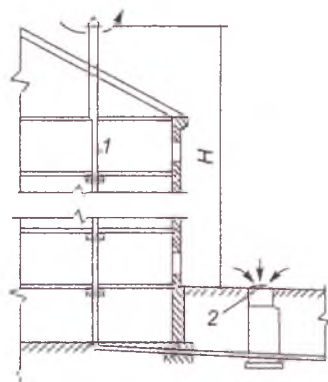


Рис. 13.3

Решение. Высота стояка определяется по формуле

$$H = 3n + 4 = 3 \cdot 9 + 4 = 31 \text{ м,}$$

где n — число этажей;

3 — высота этажа, м;

4 — высота стояка в пределах чердака и над крышей, м.

При температуре 10 °С $\rho_1 = 1,21 \text{ кг/м}^3$; при температуре минус 20 °С $\rho_2 = 1,36 \text{ кг/м}^3$ [1].

Разность давлений

$$\Delta p = gH (\rho_2 - \rho_1) = 9,81 \cdot 31(1,36 - 1,21) = 45,6 \text{ Па.}$$

Разность напоров

$$\Delta h = \frac{\Delta p}{\rho g} = \frac{45,6}{1000 \cdot 9,81} = 0,0046 \text{ м вод. ст.}$$

Пример 13.2. Рассчитать воздуховоды системы естественной вытяжной вентиляции, обслуживающей врачебные кабинеты двухэтажного здания поликлиники. Аксонометрическая схема системы вентиляции с указанием объема воздуха, проходящего по каждому участку, длины и номеров участков приведена на рис. 13.4. Воздух удаляется из верхней зоны помещений на высоте 0,5 м от потолка. Высота этажей, включая толщину перекрытия, — 3,3 м. Высота чердака под коньком крыши 3,6 м.

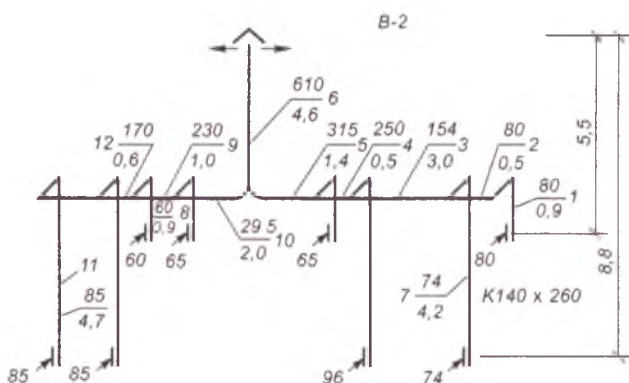


Рис. 13.4

Решение. Температура наружного воздуха для расчета вытяжной системы естественной вентиляции принимается равной $+5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\rho_5 = 1,27 \text{ кг/м}^3$). Внутреннюю температуру воздуха во врачебных кабинетах принимаем $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\rho_{20} = 1,205 \text{ кг/м}^3$). При высоте чердака 3,6 м принимаем высоту вытяжной шахты 4,6 м, исчисляя ее от оси горизонтального воздуховода до устья шахты.

Располагаемое естественное давление в системе вентиляции для помещений второго этажа согласно формуле (13.1) равно

$$\Delta p_2 = 5,5(1,27 - 1,205)9,8 = 3,53 \text{ Па,}$$

а для помещений первого этажа

$$\Delta p_1 = 8,8(1,27 - 1,205)9,8 = 5,58 \text{ Па.}$$

Расчет воздуховодов начинаем с наиболее неблагоприятно расположенного канала, для которого возможная удельная потеря давления имеет наименьшее значение.

Из схемы системы вентиляции видно, что таким будет канал второго этажа правой ветки, обозначенный 1 (см. рис. 13.4).

Действительно, возможная удельная потеря давления для участков 1, 2, 3, 4, 5 и 6 при общей длине их

$$\Sigma l = 0,9 + 0,5 + 3 + 0,5 + 1,4 + 4,6 = 10,9 \text{ м}$$

будет

$$\Delta p_{\text{уд}2} = 3,53/10,9 = 0,32 \text{ Па,}$$

а для участков 7, 3, 4, 5 и 6 при общей длине их

$$\Sigma l = 4,2 + 3 + 0,5 + 1,4 + 4,6 = 13,7 \text{ м}$$

$$\Delta p_{\text{уд}1} = 5,59/13,7 = 0,41 \text{ Па.}$$

Контрольные вопросы

1. Объясните принцип действия вытяжной канальной вентиляции.
2. Запишите формулу для определения естественного давления в воздуховодах. Сформулируйте необходимые условия нормальной работы естественной вентиляции.
3. Чем отличается методика гидравлического расчета газопроводов при больших и малых перепадах давления?

Глава 14. Истечение воздуха через отверстия и насадки. Струйные течения газа

14.1. Истечение воздуха через отверстия и насадки

Рассмотрим истечение газа из резервуара через небольшое отверстие при поддержании в резервуаре постоянного давления (рис. 14.1). Будем считать, что размеры резервуара настолько велики по сравнению с размерами выходного отверстия, что можно полностью пренебрегать скоростью движения газа внутри резервуара, и, следовательно, давление, температура и плотность газа внутри резервуара будут иметь значения параметров торможения, т.е. p_0 , ρ_0 и T_0 .

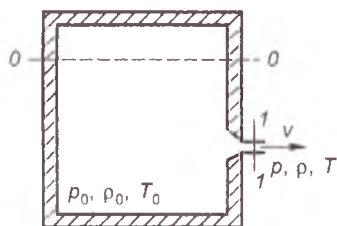


Рис. 14.1. Истечение газа из отверстия в тонкой стенке

Воспользуемся формулой Сен-Венана и Вентцеля для определения скорости истечения жидкости (12.27), которая в наших обозначениях принимает вид

$$v = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (14.1)$$

Имея в виду, что скорость распространения звука в покоящемся газе $a = \sqrt{kp/\rho}$ [см. формулу (12.17)], формулу (14.1) можно привести к виду

$$v = \sqrt{2 \frac{p_0 - p}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{v}{2a} \right)^2 \right]}. \quad (14.2)$$

Из этой формулы видно, что во всех случаях, когда отношение $v/(2a)$ значительно меньше единицы, выражение в квадратных скобках будет близко к единице, и скорость истечения можно определять по формуле для истечения несжимаемой жидкости, т.е.

$$v = \sqrt{2 \frac{p_0 - p}{\rho_0}} = \sqrt{2g \frac{p_0 - p}{\gamma_0}}.$$

Массовый расход газа, вытекающего через отверстие, определяем по формуле (12.28), которая в рассматриваемом случае принимает вид:

$$Q_p = \omega_0 \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_0 \rho_0 \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right], \quad (14.3)$$

где ω_0 — площадь сечения отверстия.

Анализ этой формулы показывает, что выражение, стоящее под корнем в квадратных скобках, обращается в ноль при $p/p_0 = 1$ и $p/p_0 = 0$. Это означает, что при некотором значении отношения давлений массовый расход достигает максимума $Q_{p\max}$. График зависимости массового расхода газа от отношения давлений p/p_0 показан на рис. 14.2.

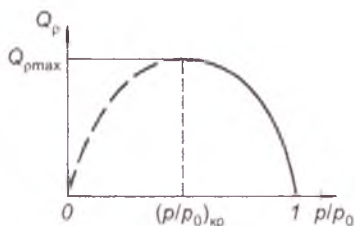


Рис. 14.2. Зависимость массового расхода газа от отношения давлений

Отношение давлений p/p_0 , при котором массовый расход достигает максимального значения, называется *критическим*. Можно показать, что критическое отношение давлений равно

$$\left(\frac{p}{p_0} \right)_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (14.4)$$

Для воздуха $k = 1,4$, поэтому $(p/p_0)_{кр} = (2/2,4)^{1,4/0,4} \approx 0,53$, или $p_{кр} = 0,53p_0$, т.е. критическое давление на выходе из отверстия равно примерно половине давления в резервуаре.

Как видно из графика, показанного на рис. 14.2, при уменьшении отношения p/p_0 по сравнению с критическим расход должен уменьшаться и при $p/p_0 = 0$ значение расхода должно быть равно нулю ($Q_p = 0$). Однако в действительности этого не происходит.

В действительности при заданных параметрах торможения p_0 , ρ_0 и T_0 расход и скорость истечения будут расти с уменьшением давления вне резервуара p до тех пор, пока это давление меньше критического. При достижении давлением p критического значения расход становится максимальным, а скорость истечения достигает критического значения, равного местной скорости звука, т.е. скорости звука, соответствующей параметрам газа на выходе из отверстия. После того, как на выходе из отверстия скорость достигла скорости звука, дальнейшее уменьшение противодавления (давления вне резервуара) не может привести к увеличению скорости истечения, так как, согласно теории распространения малых возмущений, внутренний объем резервуара станет недоступен для внешних возмущений: он будет «заперт» потоком со звуковой скоростью. Все внешние малые возмущения не могут проникнуть в резервуар, так как им будет препятствовать поток, имеющий ту же скорость, что и скорость распространения возмущений. При этом расход не будет меняться, оставаясь максимальным, несмотря на то, что противодавление уменьшается, т.е. как только p/p_0 достигнет критического значения, кривая расхода примет вид горизонтальной линии (см. рис. 14.2).

Таким образом, для газов максимальный расход соответствует критической скорости, которая вполне определяется состоянием газа в резервуаре (p_0 , ρ_0 , T_0) и совершенно не зависит от противодавления p той среды, куда происходит истечение.

В этом заключается существенное различие между истечением газов и капельных жидкостей.

При истечении капельных жидкостей давление в выходном сечении всегда равно давлению внешней среды, а скорость истечения и расход непрерывно возрастают с увеличением разности давлений $\Delta p = p_0 - p$. При истечении газов давление в выходном сечении может быть различным в зависимости от отношения p/p_0 .

Подставляя в формулу Сен-Венана (14.1) критическое отношение давлений, определяемое по формуле (14.4), можно получить следующее выражение для критической скорости

$$v_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0}} = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = a_2, \quad (14.5)$$

где a_2 — местная скорость звука.

Максимальный расход, соответствующей критической скорости, найдем, подставив в зависимость (14.3) критическое отношение давлений

$$Q_{р\max} = \omega_0 \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} p_0 \rho_0} = m \omega_0 \sqrt{p_0 \rho_0}, \quad (14.6)$$

где

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

Для воздуха и двухатомных газов $m = 0,685$.

Влияние сжатия струи, потерь давления и других факторов учитывается, как и при истечении несжимаемой жидкости, введением коэффициентов ϕ , ϵ и μ . Тогда основные формулы для скорости и расхода вытекающего газа можно записать в виде:

$$v = \phi \sqrt{\frac{2}{k-1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (14.7)$$

$$Q_p = \mu \omega_0 \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_0 \rho_0 \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (14.8)$$

Экспериментальные исследования показывают, что коэффициенты истечения зависят от числа Рейнольдса, степени сжатия потока, вида отверстия или насадки и других факторов. Так, при плавном очертании насадки (рис. 14.3, а) коэффициент расхода можно принимать от 0,98 до 1. Для цилиндрического насадка с фаской (рис. 14.3, б) коэффициент расхода в среднем равен

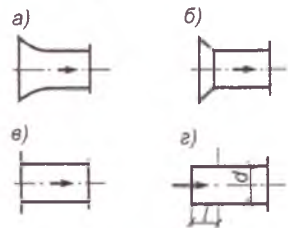


Рис. 14.3. Схемы насадков

0,9, а с острой входной кромкой (рис. 14.3,б) — около 0,88. Для внутренних цилиндрических насадков (рис. 14.3,з), по данным В.Н. Дмитриева, коэффициент расхода при $l/d > 0,25$ изменяется в пределах от 0,71 до 0,81.

При истечении газа через отверстие в тонкой стенке коэффициент расхода можно определить, пользуясь кривой, построенной по формуле С.А. Чаплыгина (рис. 14.4).

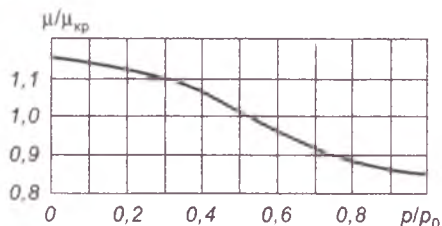


Рис. 14.4. Зависимость коэффициента расхода отверстия в тонкой стенке от отношения давлений при $\mu_{кр} = 0,72$

14.2. Струйные течения газа

Струйные течения газа широко применяются в системах вентиляции, воздушных завес, в газогорелочных устройствах, двигателях, турбинах и т.д.

Струей называют поток вещества, перемещающегося в постоянном направлении на расстоянии многих своих поперечных размеров (Г. Биркгоф, Э. Сарантонелло).

Струя газа формируется источником, обладающим достаточно большим начальным количеством движения.

В теории струй, как и в любой другой теории, имеются свои идеальные модели и схемы. Для анализа струйных течений вязкой жидкости (газа) важное значение имеет представление об одиночной струе-источнике, т.е. струе, которая истекает из точечного источника в безграничное пространство и обладает большим начальным импульсом. С понятием струи-источника связаны так называемые автомодельные течения и соответственно автомодельные решения задач о струйных течениях. К течению, создаваемому струей-источником, примыкают реальные течения в струях на достаточно большом расстоянии от насадка, формирующего струю.

Ценность понятия струи-источника состоит в том, что создаваемое ею движение является автомодельным. В эксперимен-

тальном плане это означает, что профили скоростей и температур в каждом поперечном сечении струи в специальных (автомодельных) координатах являются подобными. Это характеризует одно из основных свойств струи, а именно: струя на достаточно большом расстоянии от источника «забывает» особенности самого создавшего ее источника («дефект памяти»). Из опыта известно, что струя, истекающая из квадратного, треугольного, крестообразного и других форм отверстий на достаточно удалении от источника обладает свойствами струи, истекающей из круглого отверстия.

Укажем отличия течений, создаваемых струей-источником, вязкой и идеальной жидкостей.

Для вязкой жидкости характерна векторная природа, т.е. направленность начального импульса (количества движения), придающего всему движению ориентированный (направленный) характер. Это свойство характеризует своеобразную анизотропию движения вязкой жидкости (газа).

Для идеальной жидкости характерно изотропное поле течения.

В основе классификации струйных течений лежат четыре основных признака:

- механизм распространения;
- признак сжимаемости;
- признак однородности;
- условия внешней среды и струи.

Механизм распространения. В этом случае подразумевают механизм переноса импульса, энергии и вещества в струях. По этому признаку струи различают ламинарные и турбулентные.

Физика ламинарных течений в настоящее время изучена достаточно полно — это молекулярное трение, теплопроводность и диффузия. Для ламинарных струй построена строгая математическая модель.

Физика турбулентных течений в основном изучается на базе экспериментальных исследований. В теоретическом плане созданы полуэмпирические и эмпирические теории. Интенсивно развиваются статистические методы описания турбулентности.

Признак сжимаемости. По этому признаку струи делятся на несжимаемые и сжимаемые.

Струи несжимаемой жидкости — это струи, в которых изменение плотности вещества незначительно ($\rho \approx \text{const}$). К ним относятся струи капельной жидкости (вода) и газовые струи при малом изменении плотности (при дозвуковых скоростях, малых

перепадах температур; при близких значениях молекулярного веса газа в струе и окружающем пространстве.

Струи сжимаемой жидкости — это сверхзвуковые струи, а также струи при значительных изменениях температуры и вязкости, трансзвуковые течения (число Маха $M \approx 1$).

Признак однородности. По этому признаку различают струи однородные по составу (газ или жидкость), неоднородные смеси (газов, жидкости, твердых частиц и т.д.), струи плазмы и струи электропроводящей жидкости.

Условия внешней среды и струи. Этот признак включает следующие условия:

- 1) вид движения струи и среды;
- 2) геометрию окружающего пространства;
- 3) величину поперечного градиента давления в струе.

По виду движения струи и среды струи классифицируют следующим образом:

- а) затопленные струи;
- б) струи в однородном потоке (спутном, встречном, ориентированном под углом);
- в) свободные струи.

З а т о п л е н н ы е с т р у и — это струи, истекающие в безграничное пространство, заполненное жидкостью или газом тех же физических свойств, что и в самой струе (рис. 14.5,а). Это пространство называют затопленным или неподвижным ($v_1 = 0$).

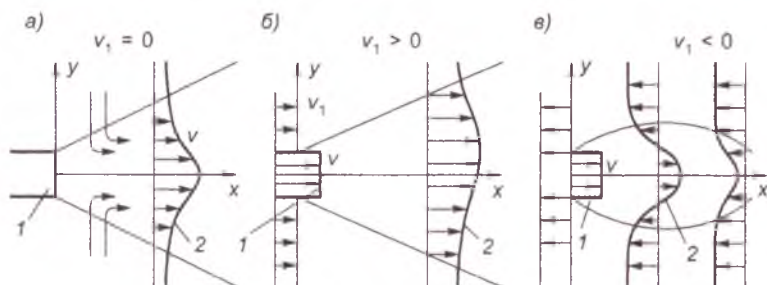


Рис. 14.5. Классификация струй по виду движения струи и среды

а — затопленная струя ($v_1 = 0$); б — струя в спутном потоке ($v_1 > 0$); в — струя во встречном потоке ($v_1 < 0$); 1 — источник струи (сопло); 2 — профиль скорости (распределение скорости поперек сечения)

Для такой струи характерно ее расширение по мере удаления от сопла в силу ее эжекционной способности. В случае турбулентного течения границы струй всегда прямолинейны. Этот класс струй обладает упомянутым «дефектом памяти». Области

применения затопленных струй: вентиляция, теплогазоснабжение, горелочные устройства и т.д.

Струи в однородном потоке (спутном, встречном, ориентированном под углом к основному потоку)

На рис. 14.5,б представлена схема струи, которая вытекает из источника в пространство, заполненное движущейся равномерно со скоростью $v_1 > 0$ жидкостью тех же физических свойств, что и в самой струе. Причем, сопло ориентировано таким образом, чтобы направление формируемого им потока совпадало с направлением движения v_1 , т.е. движение струи сопровождается спутным движением жидкости в пространстве.

На рис. 14.5,в представлена схема струи, вытекающей во встречный однородный поток ($v_1 < 0$).

С в о б о д н ы е с т р у и — это струи, истекающие в пространство, заполненное жидкостью или газом физических свойств, отличных от свойств жидкости в самой струе. Примером свободной струи является высоконапорная струя воды в воздухе (струя из напорного гидранта). Этот тип струй широко применяется для распыливания жидкости. В распыленном виде сжигают жидкое топливо, распыленной жидкостью охлаждают горячие газы в аппаратах химической, топливной и других отраслях промышленности.

По геометрии окружающего пространства классифицируют струи следующим образом:

- а) полуограниченные;
- б) несвободные;
- в) струйное обтекание тел.

Полуограниченные струи — это струи, движущиеся вдоль твердой поверхности (рис. 14.6,а).

Поверхность может быть также перфорированной (пористой), через которую может нагнетаться или отводиться газ.

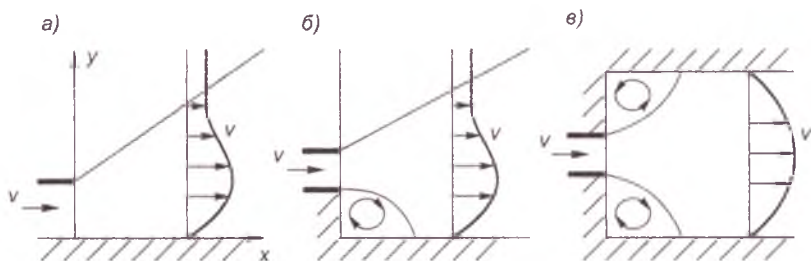


Рис. 14.6. Классификация струй по геометрии окружающего пространства

Полуограниченные струи могут развиваться и в спутных и во встречных потоках.

Полуограниченные струи применяются для тепловой защиты поверхностей от воздействия внешнего потока.

Несвободные струи — это струи, вытекающие в полуограниченное или ограниченное (стесненное) пространство.

К ним относятся настильные струи (тепловая завеса, металлургические печи и др.) (рис. 14.6,б) и струи, истекающие в канал с односторонним или двухсторонним расширением (рис. 14.6,в). Этот класс струй применяется также в камерах сгорания турбореактивных двигателей, топках котлов, в печах.

При струйном обтекании тела за его кормой возникает характерная область возвратных течений.

По величине поперечного градиента давления струи классифицируют на:

- закрученные осесимметричные затопленные струи;
- полуограниченные струи, развивающиеся на криволинейных поверхностях;
- веерные струи.

Закрученные осесимметричные затопленные струи — это струи, характеризующиеся наличием центробежного эффекта в них, вызывающего значительный поперечный градиент давления.

Любую закрученную струю с достаточно большой интенсивностью закрутки, вытекающую из цилиндрического сопла, по величине поперечного градиента давления в ней можно разделить на зоны (рис. 14.7):

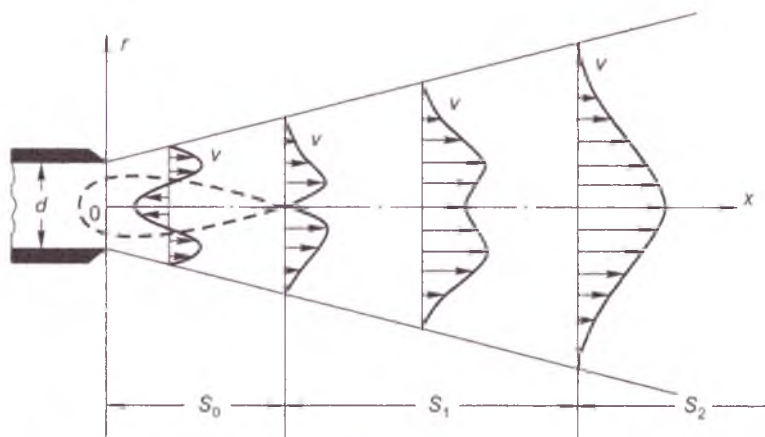


Рис. 14.7. Схема развития затопленной турбулентной закрученной струи

а) сильной закрутки, которая характеризуется наличием обратных токов (зона S_0);

б) умеренной закрутки, которая характеризуется «провалом» осевой составляющей скорости на оси струи (зона S_1);

в) слабой закрутки, в любом сечении которой осевая составляющая скорости на оси имеет максимальное значение (зона S_2).

К этому классу относятся также закрученные струи, развивающиеся в спутных потоках. Этот класс струй применяют для интенсификации и стабилизации процесса горения, например, при сжигании газа в топках котлов.

Полуограниченные струи, развивающиеся на криволинейных поверхностях (цилиндрических, сфере), показаны на рис. 14.8.

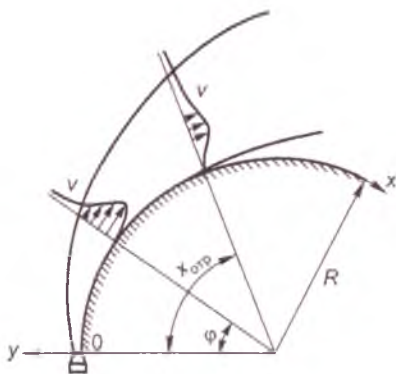


Рис. 14.8. Схема полуограниченной затопленной струи, развивающейся на поверхности цилиндра

В результате кривизны поверхности в струе возникает поперечный градиент давления, который способствует прилипанию струи к стенке (эффект Коанда).

Таким образом, изменяя кривизну поверхности, можно увеличить дальность струи в десятки раз.

Веерная струя (радиально-шелевая) получается в результате взаимодействия двух осесимметричных струй одинаковой интенсивности, направленных соосно друг на друга (рис. 14.9).

Источником веерной струи может быть также тарельчатый клапан.

Разновидностью этого класса струй являются веерные полуограниченные струи — течения, возникающие в результате взаимодействия круглой струи с плоским экраном, а также веерные струи, развивающиеся на криволинейных поверхностях, например на поверхности сферы или внутри сферы (рис. 14.10 а, б).

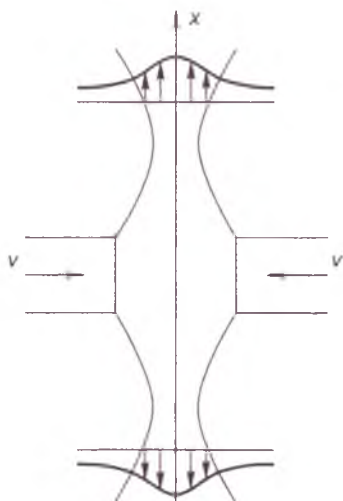


Рис. 14.9. Схема формирования веерной струи

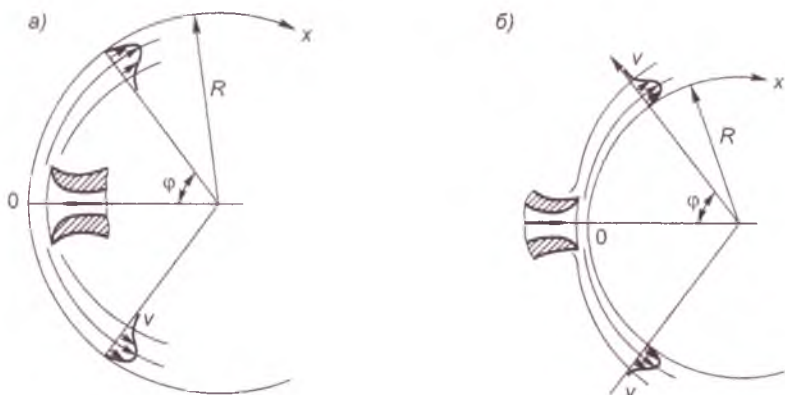


Рис. 14.10. Веерная струя на внутренней (а) и внешней (б) поверхности сферы

Криволинейная поверхность может быть перфорированной (пористой). Такого типа струи применяются в чашечных излучателях при беспламенном сжигании газа (горелки инфракрасного излучения типа ГИИ).

Рассмотрим общую схему затопленной турбулентной струи.

При турбулентном движении, как известно, наряду с осевым движением существует и поперечное движение частиц. Последние при своем движении попадают за пределы струи и перено-

сят в граничащие со струей массы неподвижного воздуха свое количество движения, увлекают (эжектируют) эти массы, придавая им определенную скорость. На место ушедших из струи частиц в нее попадают частицы из окружающего воздуха, которые подтормаживают граничные слои струи. Следствием этого обмена импульсами между струей и неподвижным воздухом является возрастание массы струи и убывание скорости у ее границ.

Подторможенные частицы струи вместе с увлеченными частицами окружающего воздуха образуют турбулентный пограничный слой, толщина которого по мере удаления от выходного отверстия непрерывно возрастает. Соприкасаясь с внешней стороны с неподвижной средой ($v = 0$), а с внутренней — с ядром постоянной скорости ($v = v_0$), пограничный слой приобретает переменный профиль скоростей (рис. 14.11).

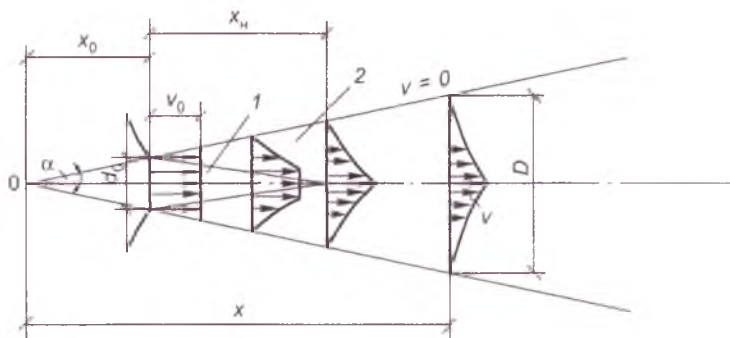


Рис. 14.11. Схема развития затопленной турбулентной струи
1 — ядро постоянной скорости; 2 — струйный пограничный слой

Ядро постоянной скорости по мере удаления от выходного отверстия и утолщения пограничного слоя сужается, пока полностью не исчезнет. После этого пограничный слой уже заполняет все сечение струи, включая и ось потока. Таким образом, дальнейшее размывание струи сопровождается не только возрастанием ее ширины, но и падением скорости на оси.

Сечение струи, в котором завершается размыв ядра постоянной скорости и на оси которого обе половины пограничного слоя смыкаются, называется *переходным*.

Участок струи, расположенный между выходным отверстием и переходным сечением, в котором скорость на оси остается неизменной и равной начальной скорости v_0 , называется *начальным*.

Участок, следующий за переходным сечением, в котором скорость на оси постепенно уменьшается и затухает, называется *основным*.

Как показывают опыты, границы струи, как внешняя, так и ядра постоянной скорости, прямолинейны. Точка 0 пересечения внешних границ струи называется *полюсом струи*.

Статическое давление в разных точках струи изменяется не существенно и приблизительно равно давлению в окружающем пространстве, т.е. свободную струю можно считать изобарической.

Основными параметрами, характеризующими турбулентную струю, являются осевая скорость v , диаметр D для круглых и ширина b для плоских струй, расход воздуха Q и скорость v .

Как показали теоретические и экспериментальные исследования Г.Н. Абрамовича, основные параметры струи зависят от коэффициента турбулентности a , характеризующего интенсивность перемешивания и зависящего от конструкции насадка, из которого вытекает струя. Чем больше коэффициент турбулентности, тем интенсивнее перемешивание и больше угол одностороннего расширения струи α .

В табл. 14.1 приводятся значения коэффициента турбулентности a и угла расширения струи 2α для некоторых типов насадков.

Т а б л и ц а 14.1

Коэффициент турбулентности a и угол расширения 2α турбулентной струи

Насадок	a	2α
Плавно выполненное сопло	0,066	$25^{\circ}40'$
Цилиндрическая труба	0,07	27°
Внешний цилиндрический	0,076	29°
Конически расходящийся	0,08	—
Плоский при отношении его высоты к длине:		
1:20	0,1—0,15	—
1:10	0,09—0,14	—

Основные параметры затопленной турбулентной струи можно определить по следующим формулам.

Расстояние x_0 от полюса до выходного отверстия:
круглая струя

$$x_0 = 0,15d_0/a; \quad (14.9)$$

плоская струя

$$x_0 = 0,41b_0/a, \quad (14.10)$$

где d_0 — диаметр отверстия или насадка;
 b_0 — половина высоты устья плоского насадка.

Длина начального участка x_n струи:

круглой

$$x_n = 0,335d_0/a; \quad (14.11)$$

плоской

$$x_n = 1,03b_0/a. \quad (14.12)$$

Осевая скорость u в основном участке на расстоянии x от полюса струи:

круглой

$$v = \frac{0,48d_0v_0}{ax + 0,145d_0}; \quad (14.13)$$

плоской

$$u = \frac{1,2v_0}{\sqrt{\frac{ax}{b_0} + 0,41}}. \quad (14.14)$$

Расход воздуха Q в основном участке на расстоянии x от полюса струи:

круглой

$$Q = 4,36Q_0 \left(\frac{ax}{d_0} + 0,145 \right); \quad (14.15)$$

плоской (на единицу ширины насадка)

$$Q = 1,2Q_0 \sqrt{\frac{ax}{b_0} + 0,41}. \quad (14.16)$$

Диаметр круглой струи в основном участке на расстоянии x от полюса

$$D = 6,8d_0 \left(\frac{ax}{d_0} + 0,145 \right). \quad (14.17)$$

Средняя скорость в основном участке струи:

круглой

$$v = \frac{0,095v_0}{\frac{ax}{d_0} + 0,145}; \quad (14.18)$$

плоской

$$v = \frac{0,492v_0}{\sqrt{\frac{ax}{b_0} + 0,41}}. \quad (14.19)$$

Высота плоской струи

$$b = 4,8b_0 \left(\frac{ax}{b_0} + 0,41 \right). \quad (14.20)$$

Примеры

Пример 14.1. Определить расход и скорость истечения воздуха из резервуара через отверстие диаметром $d = 20$ мм, если воздух в резервуаре находится под давлением $p_0 = 5 \cdot 10^5$ Па при температуре $T_0 = 300$ К, а истечение происходит в атмосферу ($p = 10^5$ Па).

Решение. Определяем отношение давлений

$$p/p_0 = 10^5/(5 \cdot 10^5) = 0,2.$$

Так как полученное отношение давлений меньше критического [для воздуха $(p/p_0)_{\text{кр}} = 0,53$], то скорость истечения будет соответствовать критической скорости, а расход будет максимальным.

Плотность воздуха в резервуаре:

$$\rho_0 = \frac{p_0}{R_0 T_0} = \frac{5 \cdot 10^5}{287,14 \cdot 300} = 5,8 \text{ кг/м}^3.$$

По формуле (14.1) определяем скорость истечения воздуха:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4}{1,4 + 1} \cdot \frac{5 \cdot 10^5}{5,8}} = 316 \text{ м/с}.$$

Массовый расход газа при коэффициенте расхода $\mu = 1$ определяем по формуле (14.8):

$$Q_{p \max} = 0,685 \frac{3,14 \cdot 0,02^2}{4} \sqrt{5 \cdot 10^5 \cdot 5,8} = 0,376 \text{ кг/с.}$$

При $p/p_0 = 0,2$ по графику на рис. 14.4 находим $\mu/\mu_{кр} = 1,12$, откуда $\mu = 1,12 \mu_{кр} = 1,12 \cdot 0,72 = 0,81$.

Действительный расход газа:

$$Q = \mu Q_{p \max} = 0,81 \cdot 0,376 = 0,304 \text{ кг/с.}$$

Пример 14.2. Определить основные параметры затопленной струи на расстоянии 3 м от устья круглого цилиндрического сопла диаметром $d_0 = 200$ мм при скорости выхода воздуха из сопла $v_0 = 20$ м/с.

Решение. По табл. 14.1 для внешнего цилиндрического насадка находим коэффициент турбулентности $a = 0,076$ и угол одно-стороннего расширения струи $\alpha = 14^\circ 30'$.

По формуле (14.9) расстояние от полюса до выходного сечения струи:

$$x_0 = 0,15 \cdot 200/0,076 = 395 \text{ мм.}$$

По формуле (14.12) длина начального участка:

$$x_H = 0,335 \cdot 200/0,076 = 880 \text{ мм.}$$

Расстояние от полюса до расчетного сечения струи:

$$x = x_0 + 3 = 0,395 + 3 = 3,395 \text{ м.}$$

По формуле (14.13) осевая скорость в расчетном сечении струи:

$$v = \frac{0,48 \cdot 0,2 \cdot 20}{0,076 \cdot 3,395 + 0,145 \cdot 0,2} = 6,7 \text{ м/с.}$$

Расход воздуха при истечении из сопла:

$$Q_0 = v_0 \omega_0 = v_0 \frac{\pi d_0^2}{4} = \frac{20 \cdot 3,14 \cdot 0,2^2}{4} = 0,628 \text{ м}^3/\text{с.}$$

По формуле (14.15) расход воздуха в заданном сечении:

$$Q = 4,36 \cdot 0,628 \left(\frac{0,076 \cdot 3,395}{0,2} + 0,145 \right) = 3,92 \text{ м}^3/\text{с.}$$

По формуле (14.17) диаметр струи в расчетном сечении:

$$D = 6,8 \cdot 0,2 \left(\frac{0,076 \cdot 3,395}{0,2} + 0,145 \right) = 1,95 \text{ м.}$$

По формуле (14.18) средняя скорость воздуха в расчетном сечении струи:

$$v = \frac{0,095 \cdot 20}{\frac{0,076 \cdot 3,395}{0,2} + 0,145} = 1,33 \text{ м/с.}$$

Контрольные вопросы

1. Назовите признаки, лежащие в основе классификации струйных течений.
2. Поясните отличия в понятиях затопленная и свободная струи.
3. Как классифицируют струи по виду движения струи и среды?
4. Как классифицируют струи по геометрии окружающего пространства?
5. Как классифицируют струи по величине поперечного градиента давления?
6. Объясните схему развития затопленной турбулентной струи.

Глава 15. Вентиляторы

15.1. Центробежные и осевые вентиляторы

Вентиляторами называют устройства, служащие для перемещения воздуха или других газов при давлении не более $0,15 \cdot 10^5$ Па. Они, как и насосы, находят применение во многих отраслях народного хозяйства и, в частности, в системах теплогасоснабжения, вентиляции и кондиционирования воздуха.

Вентиляторы разделяют на центробежные и осевые.

Общие вид и схема устройства центробежного вентилятора показаны на рис. 15.1. Центробежный вентилятор состоит из рабочего колеса (ротора) 2 с лопатками, спирального корпуса (кожуха) 3 и станины 1. Рабочее колесо насажено на вал 4, который установлен в подшипниках на станине.

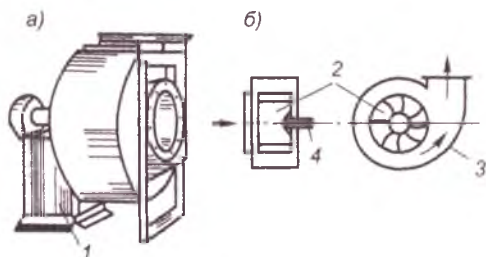


Рис. 15.1. Общий вид (а) и схема устройства (б) центробежного вентилятора

Ротор центробежного вентилятора состоит из двух дисков, между которыми располагаются лопатки. Их число колеблется от 6 до 36.

Кожухи вентиляторов выполняют из листового металла сварными или клепаными. У центробежных вентиляторов кожух обычно имеет форму логарифмической спирали. В нем имеются круглое входное и квадратное или прямоугольное выходное отверстия.

Принцип работы центробежного вентилятора аналогичен принципу работы центробежного насоса. Воздух, поступивший через входное отверстие вентилятора в полость рабочего колеса, захватывается лопатками и приводится во вращение. Под действием возникающих при этом центробежных сил он сжимается, отбрасывается в спиральный кожух и через нагнетательный патрубок выходит в воздуховод. Основное назначение кожуха —

собрать поток воздуха, сбегаящего с ротора, и понизить его скорость, т.е. преобразовать кинетическую энергию потока (динамическое давление) в потенциальную (статическое давление). В среднем скорость движения воздуха в кожухе принимается равной половине окружной скорости рабочего колеса.

Центробежные вентиляторы классифицируют по следующим признакам:

1) по создаваемому давлению — *низкого* (до $0,01 \cdot 10^5$ Па), *среднего* (до $0,03 \cdot 10^5$ Па) и *высокого* (свыше $0,03 \cdot 10^5$ Па) давления;

2) по назначению — *общего* (для перемещения чистого воздуха и неагрессивных газов) и *специального* (для перемещения запыленного воздуха, дымовых газов — дымососы — и др.) назначения;

3) по числу сторон всасывания — *одностороннего* и *двустороннего всасывания*;

4) по числу ступеней — *одноступенчатые* и *многоступенчатые*, работающие как и многоступенчатые центробежные насосы.

Осевой вентилятор представляет собой расположенное в цилиндрическом кожухе (обечайке) лопаточное колесо, при вращении которого поступающий через входное отверстие воздух под воздействием лопаток перемещается между ними в осевом направлении.

На рис. 15.2 показан простейший осевой вентилятор, состоящий из двух основных частей — осевого лопаточного колеса 1, расположенного на одном валу с двигателем, и цилиндрического корпуса (кожуха) 2.

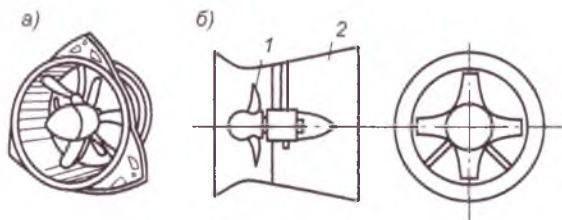


Рис. 15.2. Общий вид (а) и схема устройства (б) осевого вентилятора

Колесо осевого вентилятора состоит из втулки, на которой закреплены наглухо или в которую встроены лопатки. Число лопаток на колесе от 2 до 32. Лопатки изготавливают симметричного или специального несимметричного профиля, расширяющегося и закручивающегося по мере приближения к втулке.

Осевые вентиляторы с лопатками симметричного профиля называются *реверсивными*, а с лопатками несимметричного профиля — *нереверсивными*.

Колеса осевых вентиляторов делают сварными из листовой стали или литыми; они бывают также штампованными. В последнее время колеса осевых вентиляторов делают и из пластмассы.

Кожух осевого вентилятора имеет цилиндрическую форму (обечайку) и роль его более ограничена, чем у центробежных вентиляторов, так как поток воздуха проходит параллельно оси вентилятора, не изменяя своего направления. Диаметр кожуха должен лишь незначительно превышать диаметр рабочего колеса. Зазоры между концами лопаток и внутренней поверхностью кожуха не должны превышать 1,5 % длины лопатки, так как большие зазоры резко ухудшают аэродинамические качества осевых вентиляторов.

При отсутствии всасывающего воздуховода на входе устанавливают коллектор, обеспечивающий хорошее заполнение входного сечения вентилятора, а также устраивают обтекатель. Для понижения скорости потока на выходе из вентилятора и преобразования динамического давления в статическое осевые вентиляторы иногда оборудуют диффузорами.

В современных осевых вентиляторах на входе может быть установлен направляющий лопаточный аппарат (НА), а на выходе, за колесом, помимо осевого диффузора, — спрямляющий лопаточный аппарат (СА) (рис. 15.3). Лопатки этих аппаратов могут выполняться подвижными и тогда путем изменения углов их установки можно обеспечивать регулирование работы вентилятора.

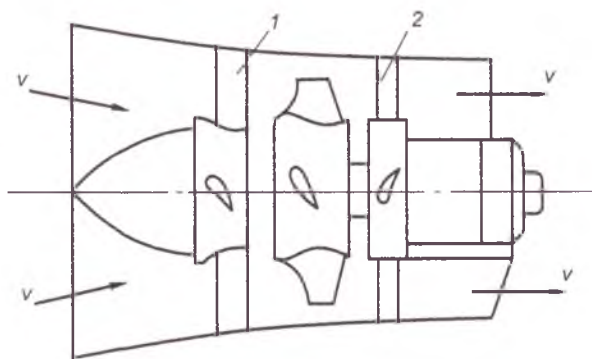


Рис. 15.3. Осевой вентилятор с направляющим 1 и спрямляющим 2 лопаточными аппаратами

Центробежные вентиляторы по сравнению с осевыми развивают большее давление, поэтому их целесообразно применять для подачи воздуха при значительном давлении, а осевые — для подачи относительно большого объема воздуха при небольшом давлении. Центробежные вентиляторы, как правило, применяют в системах вентиляции со сложной разветвленной сетью воздухопроводов, в системах пневмотранспорта материалов, в котельных установках в качестве тягодутьевых устройств и в системах кондиционирования воздуха. Центробежные вентиляторы более громоздки, занимают больше места и дороже осевых вентиляторов.

Осевые вентиляторы по сравнению с центробежными часто имеют больший КПД, они реверсивны и более компактны, позволяют проводить регулирование путем поворота лопаток. В связи с этим их применяют для проветривания помещений, вентиляции шахт, тоннелей и др.

В настоящее время наша промышленность выпускает вентиляторы многих типов и серий. Каждому вентилятору присваивается индекс, в котором указаны:

1) давление вентилятора: н.д. — низкое давление, с.д. — среднее давление и в.д. — высокое давление;

2) назначение вентилятора: Ц — центробежный общего назначения; ЦП — пылевой и т.д.;

3) коэффициент давления при оптимальном режиме — цифрой, соответствующей 10-кратной величине этого коэффициента (с округлением до целых единиц);

4) удельная частота вращения (быстроходность) — цифрой, округленной до целых единиц;

5) номер вентилятора — цифрой, соответствующей размеру диаметра колеса в дециметрах.

Например, центробежный вентилятор общего назначения низкого давления с коэффициентом давления 0,403; быстроходностью 70, диаметром колеса 800 мм будет иметь индекс «н.д. Ц4-70 № 8».

Работа вентиляторов сопровождается шумом, интенсивность которого обуславливается типом вентилятора, режимом его работы, качеством изготовления и монтажа. Снижению шума вентилятора способствует установка его на одном валу с электродвигателем или на специальном виброизолирующем основании, имеющем резиновые или пружинные амортизаторы. С этой же целью вентиляторы присоединяют к системе воздухопроводов при помощи гибких вставок из прорезиненной ткани.

15.2. Подача, давление, потребляемая мощность и КПД вентиляторов

К основным техническим характеристикам вентиляторов относятся: подача, полное давление, КПД, потребляемая мощность, критерий быстроходности

а) Подача вентилятора L ($\text{м}^4/\text{ч}$ или $\text{м}^3/\text{с}$) — объем воздуха, перемещаемого вентилятором.

б) Полное давление p_n вентилятора определяется на основе уравнения Эйлера (см. [16])

$$p_n = \rho \psi v_2^2, \quad (15.1)$$

где ψ — коэффициент давления вентилятора, определяемый по формуле:

$$\psi = \eta_r \varphi_2, \quad (15.2)$$

$\eta_r = 1 - \frac{\Delta p}{p_T}$ — гидравлический КПД вентилятора (p_T — теоретическое давление, развиваемое вентилятором);

$\varphi_2 = \frac{c_{v_2}}{v_2}$ — коэффициент закручивания потока.

Согласно уравнению (15.1) полное давление p_n , развиваемое вентилятором, зависит от плотности воздуха ρ , характеризующей его физические свойства, коэффициента давления ψ и окружной скорости v_2 , характеризующей кинематические условия потока.

в) Теоретическая полезная мощность, кВт, передаваемая вентилятором перемещаемой среде, определяется по формуле

$$N_T = p_n L / 1000. \quad (15.3)$$

Действительная мощность N , потребляемая вентилятором, значительно отличается от полезной вследствие гидравлических потерь энергии при протекании воздуха внутри вентилятора. Эти потери складываются из потерь на вихреобразование у кромок лопаток, перетекание воздуха через зазор между колесом и кожухом вентилятора, потерь на трение в кожухе, а также потерь на трение в подшипниках вентилятора или электродвигателя, если колесо вентилятора укреплено на его валу.

г) КПД вентилятора — отношение полезной мощности к действительной:

$$\eta = N_T/N. \quad (15.4)$$

Полный КПД вентилятора, как и КПД насоса, можно представить в виде произведения трех КПД:

$$\eta = \eta_r \eta_0 \eta_m, \quad (15.5)$$

где η_r — гидравлический КПД вентилятора, учитывающий внутренние потери давления в нем;

η_0 — объемный КПД вентилятора, учитывающий утечки воздуха;

η_m — механический КПД вентилятора, учитывающий потери мощности в подшипниках и движущихся частях.

Полный КПД современных центробежных вентиляторов с быстроходностью $n_{уд} = 40-80$ составляет 0,65—0,7 при лопатках, загнутых вперед; 0,7—0,75 при радиальных лопатках; 0,75—0,85 и более при лопатках, загнутых назад.

Установочная мощность электродвигателя

$$N_{уст} = KN, \quad (15.6)$$

где K — коэффициент запаса, принимаемый для центробежных вентиляторов равным 1,5—1,1, для осевых — 1,2—1,05.

Работа вентиляторов при различной частоте вращения n_1 и n_2 определяется по формулам пропорциональности, аналогичным формулам для насоса (см. формулу (7.4)). Формулы пересчета по частоте вращения имеют вид:

для подачи

$$L_1/L_2 = n_1/n_2;$$

для развиваемого давления

$$p_1/p_2 = (n_1/n_2)^2; \quad (15.7)$$

для потребляемой мощности

$$N_1/N_2 = (n_1/n_2)^3. \quad (15.8)$$

В тех случаях, когда по условиям работы вентилятора меняется плотность перемещаемого воздуха (например, при изменении температуры), новый режим работы вентилятора определяется путем пересчета по следующим формулам:

для развиваемого давления

$$p_1/p_2 = \rho_1/\rho_2; \quad (15.9)$$

для потребляемой мощности

$$N_1/N_2 = \rho_1/\rho_2, \quad (15.10)$$

где ρ_1 и N_1 — соответственно давление и мощность при перемещении воздуха с плотностью ρ_1 ;

ρ_2 и N_2 — соответственно давление и мощность при перемещении воздуха с плотностью ρ_2 .

Подача вентилятора от плотности не зависит и остается постоянной.

При изменении размеров вентилятора на одну и ту же постоянную величину, т.е. при сохранении подобия в размерах основных элементов кожуха и колеса, определение подачи, развиваемого давления и потребляемой мощности для вентилятора другого размера может быть выполнено с помощью следующих формул пересчета:

для подачи

$$L_1/L_2 = (D_1/D_2)^3; \quad (15.11)$$

для развиваемого давления

$$p_1/p_2 = (D_1/D_2)^2; \quad (15.12)$$

для потребляемой мощности

$$N_1/N_2 = (D_1/D_2)^5, \quad (15.13)$$

где L_1 , p_1 , N_1 — соответственно подача, давление и мощность вентилятора с колесом диаметром D_1 ;

L_2 , p_2 , N_2 — соответственно подача, давление и мощность вентилятора с колесом диаметром D_2 .

д) Критерий быстроходности

Центробежные и осевые вентиляторы, как и насосы, удобно классифицировать по удельной частоте вращения (критерию быстроходности).

Для оптимального режима работы вентилятора при $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$ критерий быстроходности вычисляется по формуле

$$n_{\text{уд}} = 53 L^{1/2} \omega / p_{\text{н}}^{3/4}, \quad (15.14)$$

где L выражено в $\text{м}^3/\text{с}$; ω — угловая скорость вращения в с^{-1} и $p_{\text{н}}$ — в Па.

Для геометрически подобных вентиляторов, т.е. если все проточные размеры (диаметр входа, ширина колеса, размеры кожуха и т.д.) одного из них могут быть получены умножением на одно и то же число соответствующих размеров другого вентилятора, критерий быстроходности имеет одно и то же значения. В связи с этим критерий быстроходности характеризует аэродинамические качества вентилятора — его способность создавать большее или меньшее давление.

Использование критерия быстроходности облегчает подбор и расчет вентиляторов, так как быстроходность входит в индекс вентиляторов. По индексу можно судить о давлении, развиваемом вентилятором.

Для центробежных вентиляторов критерий быстроходности составляет 40—80, а для осевых — 80—300. Осевые вентиляторы при прочих равных условиях развивают меньше давление по сравнению с центробежными, поэтому значение $n_{уд}$ у них выше. Вентиляторы с большей подачей будут иметь и большее значение критерия быстроходности.

15.3. Аэродинамические характеристики вентиляторов

Характеристикой вентилятора называется зависимость основных величин, определяющих его работу, от расхода воздуха. Обычно эта зависимость изображается графически.

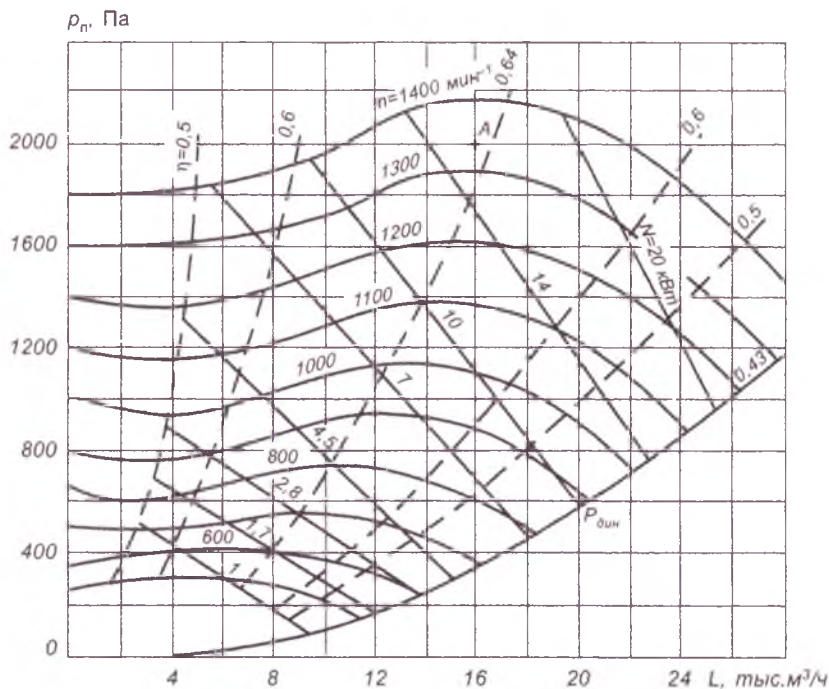


Рис. 15.4. Универсальная аэродинамическая характеристика центробежного вентилятора

На рис. 15.4 представлена универсальная аэродинамическая характеристика центробежного вентилятора, на которой графически изображены все допустимые или оптимальные для данного вентилятора режимы его работы. Характеристика строится в координатах L , м³/ч, и p , Па, причем проводятся линии полного давления при различной частоте вращения, линия динамического давления, а также линии КПД и потребляемой мощности.

Точка A на рисунке соответствует заданным значениям $L = 16\,000$ м³/ч и $p_n = 2000$ Па. По ее положению определяем $n = 1330$ мин⁻¹; $\eta = 0,64$; $N = 16$ кВт.

Пользуясь универсальной аэродинамической характеристикой, можно всегда выбрать наиболее эффективный режим работы вентилятора, при котором будет максимальный КПД.

Примеры

Пример 15.1. Определить давление, развиваемое центробежным вентилятором, если коэффициент давления $\psi = 0,9$, частота вращения рабочего колеса $n = 1450$ мин⁻¹, наружный диаметр колеса $D_2 = 0,4$ м, а плотность воздуха $\rho = 1,2$ кг/м³.

Решение. Окружная скорость на наружном диаметре рабочего колеса:

$$v_2 = \pi D_2 n / 60 = 3,14 \cdot 0,4 \cdot 1450 / 60 = 30,4 \text{ м/с.}$$

По формуле (15.1) определяем давление, развиваемое вентилятором:

$$p_n = 1,2 \cdot 0,9 \cdot 30,4^2 = 1000 \text{ Па.}$$

Пример 15.2. Определить критерий быстроходности вентилятора, если его подача $L = 2$ м³/с, давление $p_n = 736$ Па и угловая частота вращения рабочего колеса $\omega = 91,5$ с⁻¹.

Решение. Критерий быстроходности по формуле (15.14):

$$n_{уд} = 53 \frac{\sqrt{2} \cdot 91,5}{736^{3/4}} = 48,5.$$

Следовательно, можно выбрать центробежный вентилятор.

Контрольные вопросы

1. Назовите назначение вентиляторов и их виды.
2. Назовите основные технических характеристики вентиляторов.
3. Как определить полезную мощность и КПД вентилятора?
4. Что характеризует критерий быстроходности вентилятора?
5. Объясните универсальную аэродинамическую характеристику центробежного вентилятора.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Коэффициент формы A и эквивалентный диаметр d_3

Форма живого сечения	d_3	A
Круг диаметром d	d	64*
Квадрат со стороной a	a	57
Равносторонний треугольник со стороной a	$0,58a$	53
Кольцевой просвет шириной a	$2a$	96
Прямоугольник со сторонами a и b :		
$a/b = 0$	$2a$	96
$a/b = 0,25$	$1,6a$	73
$a/b = 0,5$	$1,3a$	62

* В круглых трубах с заметной шероховатостью величина λ возрастает по сравнению с формулой (4.14), и для них более правильно принимать $A = 75-85$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Коэффициент $\zeta_{\text{вн.р.2}}$ при внезапном расширении трубопровода

$n = \omega_2/\omega_1$	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
$\zeta_{\text{вн.р.2}}$	81	64	49	36	25	16	9	4	1	0

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Коэффициент $\zeta_{\text{диафр}}$ диафрагмы в трубопроводе

$n_{\text{диафр}} = \omega_0/\omega$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$\zeta_{\text{диафр}}$	224	60,2	19,9	9,8	4,4	2,4	1,22

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Коэффициент $\zeta_{\text{вых}}$ при выходе из трубы через диафрагму

$n = \omega_2/\omega_1$	0,11	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$\zeta_{\text{вых}}$	268	66,5	28,9	15,5	9,81	5,8	3,7	2,38	1,56

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Коэффициент $\zeta_{\text{ст}}$ для различных видов сварных стыков (по А.Д. Альтшулю и В.И. Калицуну)

Стык	$\zeta_{\text{ст}}$ при диаметре труб, мм							
	200	300	400	500	600	700	800	900
С подкладными кольцами, $\delta = 5$ мм	0,06	0,03	0,018	0,013	0,009	0,007	0,006	0,005
Сварной (электро-дуговая и контактная сварки), $\delta = 3$ мм	0,026	0,0135	0,009	0,006	0,004	0,0023	0,0023	0,003

**Коэффициент ζ_{90° при резком повороте
круглой трубы на 90°**

d , мм	20	25	34	39	49
ζ_{90°	1,7	1,3	1,1	1	0,83

**Значения a в зависимости от центрального угла поворота
трубы α**

α , град	20	30	40	50	60	70
a	0,40	0,55	0,65	0,75	0,83	0,88


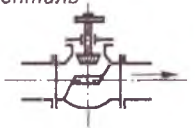
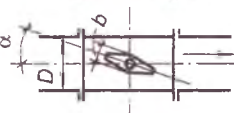
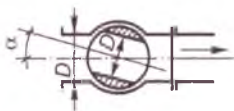
Продолжение прил. 7

α , град	80	90	100	120	140	160	180
a	0,95	1	1,05	1,13	1,20	1,27	1,33

**Коэффициенты местных сопротивлений
трубопроводной арматуры (квадратичная область)**

Арматура	$\zeta_{\text{нв}}$	Арматура	$\zeta_{\text{кв}}$
Приемные клапаны насосов	6—5	Кран проходной	2—4
Обратные клапаны	6,5—5,5	Вентиль с косым шпинделем	2—3
Вентиль обыкновенный	4—16	(«Косва»)	
Задвижка «Москва» (полностью открытая)	0,12	Шибберная задвижка	0,5—1,5
		Кран двойной регулировки	2—4
		Радиатор двухколонный	2

**Коэффициенты местных сопротивлений
для запорных устройств в трубопроводах (по Л.Г. Подвизду)**

<p><i>Задвижка</i></p> 	<i>S/d</i>	<i>D</i> , мм	25	50	100	
	1	$\zeta_{\text{кв}}$	0,33	0,16	0,14	
	3/4		0,9	0,68	0,55	
	1/2		4,1	3	2,6	
	1/4		32	20	16	
<p><i>Вентиль</i></p> 	Полностью открытый	<i>D</i> , мм	13	25	50	100
		$\zeta_{\text{кв}}$	10,8	6,1	4,6	4,1
<p><i>Дроссель с плоско скошенным диском</i></p> 	При $\frac{b}{D} = 0,25$	α , град	0	10	30	60
		$\zeta_{\text{кв}}$	0,05– 0,15	0,36	3,05	71,5
<p><i>Кран конусный</i></p> 	—	α , град	5	20	40	70
		$\zeta_{\text{кв}}$	0,36	2,7	18,2	675

ПРИЛОЖЕНИЕ 10

Сравнительные характеристики манометров

Тип манометра	Точность	Область применения
Жидкостные манометры с U-образной трубкой:		
водяные	± 1 мм вод.ст.	От 50 до 15000 Па
ртутные	± 1 мм рт.ст.	От 1000 до 15000 Па
с вертикальной трубкой:		
водяные	$\pm 0,5$ мм вод.ст.	От 50 до 30000 Па
ртутные	$\pm 0,5$ мм рт.ст.	От 500 до 300000 Па
с наклонной трубкой:		
манометр Асканна	$\pm 0,1$ мм вод.ст.	От 50 до 1000 Па
манометр Дебро	$\pm 0,01$ мм вод.ст.	От 0 до 1500 Па
Грузопоршневой манометр	$\pm 0,01$ мм вод.ст.	От 0 до 2000 Па
	$< 10^{-4}$ измеряемой величины	От 20 до 30000 кПа

Относительная молекулярная масса и плотность некоторых газов при нормальных физических условиях

Наименование газа	Химическая формула	Относительная молекулярная масса M_1		Плотность ρ_n , кг/м ³
		точное значение	округленное значение	
Водород	H ₂	2,01594	2	0,0899
Метан	CH ₄	16,04318	16	0,7168
Аммиак	NH ₃	17,03061	17	0,6614
Азот	N ₂	28,0134	28	1,2505
Воздух	—	28,96	29	1,2928
Кислород	O ₂	31,9988	32	1,4290
Углекислый газ	CO ₂	44,0079	44	1,9770
Оксид углерода	CO	28,01055	28	1,2500
Сернистый газ	SO ₂	64,0628	64	2,9263

Удельные газовые постоянные некоторых газов и водяного пара

Наименование газа	Химическая формула	Удельная газовая постоянная R_0 , Дж/(кг·К)	Наименование газа	Химическая формула	Удельная газовая постоянная R_0 , Дж/(кг·К)
Водород	H ₂	4124,30	Углекислый газ	CO ₂	188,90
Метан	CH ₄	518,25	Оксид углерода	CO	296,80
Аммиак	NH ₃	488,20	Сернистый газ	SO ₂	129,8
Азот	N ₂	296,80	Водяной пар	H ₂ O	461,50
Воздух	—	287,10			
Кислород	O ₂	259,80			

Таблицы истинных удельных теплоемкостей некоторых газов и водяного пара

Истинные удельные теплоемкости воздуха и азота

Воздух ($M_r = 28,970$)				Азот (N_2) ($M_r = 28,013$)			
$t, ^\circ C$	c_{pm} кДж/(кг·К)	c_{pv} кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$	$t, ^\circ C$	c_{pm} кДж/(кг·К)	c_{pv} кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$
-50	1,019	0,7147	1,402	-50	1,0387	0,7419	1,400
0	1,0032	0,4159	1,401	0	1,0387	0,7419	1,400
50	1,0057	0,7184	1,399	50	1,0400	0,7432	1,399
100	1,0098	0,7226	1,397	100	1,0421	0,7444	1,399
200	1,0241	0,7369	1,389	200	1,0517	0,7549	1,393
300	1,0446	0,7574	1,379	300	1,0693	0,7725	1,384
400	1,0680	0,7808	1,368	400	1,0911	0,7942	1,374
500	1,0919	0,8047	1,357	500	1,1158	0,8189	1,362
600	1,1149	0,8277	1,347	600	1,1396	0,8428	1,352
700	1,1355	0,8487	1,338	700	1,1618	0,8633	1,344
800	1,1547	0,8675	1,331	800	1,1824	0,8855	1,335
900	1,1706	0,8834	1,325	900	1,1999	0,9031	1,329
1000	1,1844	0,8972	1,320	1000	1,2154	0,9186	1,323
1100	1,1970	0,9098	1,315	1100	1,2292	0,9324	1,318
1200	1,2079	0,9207	1,312	1200	1,2414	0,9445	1,314
1300	1,2179	0,9307	1,308	1300	1,2518	0,9550	1,311
1400	1,2267	0,9295	1,305	1400	1,2615	0,9646	1,303
1500	1,3317	0,9475	1,303	1500	1,2634	0,9726	1,306

Истинные удельные теплоемкости кислорода и двуокиси углерода

Кислород (O_2) ($M_r = 31,996$)				Двуокись углерода (CO_2) ($M_r = 44,0079$)			
$t, ^\circ C$	c_{pm} кДж/(кг·К)	c_{pv} кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$	$t, ^\circ C$	c_{pm} кДж/(кг·К)	c_{pv} кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$
-50	0,9102	0,6502	1,400	-50	0,7612	0,5723	1,330
0	0,9136	0,6536	1,398	0	0,8173	0,6284	1,301
50	0,9215	0,6615	1,393	50	0,8688	1,6799	1,278
100	0,9328	0,6728	1,386	100	0,9156	0,7268	1,260
200	0,9630	0,7030	1,370	200	0,9948	0,8060	1,235
300	0,9948	0,7348	1,354	300	1,0601	0,8713	1,217
400	1,0237	0,7637	1,340	400	1,1137	0,9249	1,204
500	1,0480	0,7880	1,330	500	1,1585	0,9697	1,194
600	1,0689	0,8089	1,321	600	1,1962	1,0073	1,188

Кислород (O ₂) (M _r = 31,996)				Двуокись углерода (CO ₂) (M _r = 44,0079)			
t, °C	c _п кДж/(кг·К)	c _н кДж/(кг·К)	k = c _p /c _v	t, °C	c _п кДж/(кг·К)	c _н кДж/(кг·К)	k = c _p /c _v
700	1,0860	0,8260	1,314	700	1,2276	1,0387	1,182
800	1,0999	0,8399	1,309	800	1,2544	1,0655	1,177
900	1,1120	0,8520	1,304	900	1,2766	1,0877	1,174
1000	1,1225	1,8625	1,303	1000	1,2958	1,1070	1,171
1100	1,1317	0,8717	1,298	1100	1,3126	1,1237	1,168
1200	1,1401	0,8801	1,295	1200	1,3264	1,1376	1,166
1300	1,1476	0,8876	1,293	1300	1,3389	1,1501	1,164
1400	1,1551	0,8951	1,290	1400	1,3494	1,1606	1,163
1500	1,1627	0,9027	1,288	1500	1,3590	1,1702	1,161

Истинные удельные теплоемкости водорода и водяного пара

Водород (H ₂) (M _r = 2,0159)				Водяной пар (H ₂ O) (M _r = 18,014)			
t, °C	c _п кДж/(кг·К)	c _н кДж/(кг·К)	k = c _p /c _v	t, °C	c _п кДж/(кг·К)	c _н кДж/(кг·К)	k = c _p /c _v
-50	13,808	9,684	1,425				
0	14,189	10,065	1,410	0	1,8606	1,3992	1,330
50	14,365	10,241	1,403	50	1,8711	1,4097	1,327
100	14,436	10,312	1,400	100	1,8899	1,4285	1,323
200	14,499	10,375	1,398	200	1,9393	1,4779	1,312
300	14,532	10,408	1,396	300	2,0000	1,5386	1,300
400	14,578	10,454	1,394	400	2,0649	1,6035	1,287
500	14,658	10,534	1,392	500	2,1328	1,6714	1,276
600	14,779	10,655	1,387	600	2,2027	1,7413	1,265
700	14,938	10,814	1,381	700	2,2734	1,8120	1,255
800	15,118	10,994	1,375	800	2,3442	1,8828	1,245
900	15,320	11,196	1,369	900	2,4133	1,9519	1,236
1000	15,525	11,401	1,362	1000	2,4794	2,0180	1,229
1100	15,734	11,610	1,355	1100	2,5418	2,0804	1,222
1200	15,952	11,828	1,349	1200	2,6000	2,1386	1,216
1300	16,165	12,041	1,342	1300	2,6540	2,1926	1,211
1400	16,374	12,250	1,337	1400	2,7038	2,2424	1,206
1500	16,580	12,456	1,331	1500	2,7495	2,2881	1,202

Параметры насыщенного водяного пара по давлению

p , МПа	t_s , °C	V' , м ³ /кг	V'' , м ³ /кг	ρ , кг/м ³	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	g , кДж/кг	s' , кДж/(кг·К)	s'' , кДж/(кг·К)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,001	6,92	0,0010001	129,9	0,00770	29,32	2513	2484	0,1054	8,975
0,002	17,51	0,0010014	66,97	0,01493	73,52	2533	2459	0,2609	8,722
0,003	24,10	0,0010028	45,66	0,02190	101,04	2545	2444	0,3546	8,576
0,004	28,98	0,0010041	34,81	0,02873	121,42	2554	2433	0,4225	8,473
0,005	32,88	0,0010053	28,19	0,03547	137,83	2561	2423	0,4761	8,393
0,006	36,18	0,0010064	23,74	0,04212	151,50	2567	2415	0,5207	8,328
0,008	41,54	0,0010085	18,10	0,05525	173,9	2576	2402	0,5927	8,277
0,010	45,84	0,0010103	14,68	0,06812	191,9	2584	2392	0,6492	8,149
0,011	47,72	0,0010111	13,40	0,07462	199,7	2588	2388	0,6740	8,116
0,012	49,45	0,0010119	12,35	0,08097	207,0	2591	2384	0,6966	8,085
0,014	52,58	0,0010133	10,69	0,09354	220,1	2596	2376	0,7368	8,031
0,016	55,34	0,0010147	9,429	0,10600	231,7	2601	2369	0,7722	7,984
0,018	57,82	0,0010159	8,444	0,1185	241,9	2605	2363	0,8038	7,944
0,020	60,08	0,0010171	7,647	0,1308	251,4	2609	2358	0,8321	7,907
0,025	64,99	0,0010199	6,202	0,1612	272,0	2618	2346	0,8934	7,830
0,030	69,12	0,0010222	5,226	0,1913	289,3	2625	2336	0,9441	7,769
0,050	81,35	0,0010299	3,239	0,3087	340,6	2645	2204	1,0910	4,593
0,075	91,80	0,0010372	2,216	0,4512	384,5	2663	2278	1,2130	7,456
0,10	99,64	0,0010432	1,694	0,5903	417,4	2675	2258	1,3026	7,360
0,12	104,81	0,0010472	1,429	0,6999	439,4	2683	2244	1,3606	7,298
0,14	109,33	0,0010510	1,236	0,8088	458,5	2690	2232	1,4109	7,246
0,16	113,32	0,0010543	1,091	0,9164	475,4	2696	2221	1,4550	7,202
0,20	120,23	0,0010605	0,8854	1,129	504,8	2707	2202	1,5302	7,127
0,26	128,73	0,0010685	0,6925	1,444	540,9	2719	2178	1,621	7,040
0,30	133,54	0,0010733	0,6057	1,651	561,4	2725	2164	1,672	6,992
0,40	143,62	0,0010836	0,4624	2,163	604,7	2738	2133	1,777	6,897
0,50	151,84	0,0010927	0,3747	2,669	640,1	2749	2109	1,860	6,822
0,60	158,84	0,0011007	0,3156	3,169	670,5	2757	2086	1,931	6,761
0,80	170,42	0,0011149	0,2403	4,161	720,9	2769	2048	2,046	6,663
1,0	179,88	0,0011273	0,1946	5,139	762,7	2778	2015	2,138	6,587
1,2	187,95	0,0011385	0,1633	6,124	798,3	2785	1987	2,216	6,523
1,4	195,04	0,0011490	0,1408	7,103	830,0	2790	1960	2,284	6,469
1,6	201,36	0,0011586	0,1238	8,080	858,3	2793	1935	2,344	6,422
1,8	207,10	0,0011678	0,1104	9,058	884,4	2796	1912	2,397	6,379
2,0	212,37	0,0011766	0,09958	10,041	908,5	2799	1891	2,447	6,340
2,5	223,93	0,0011972	0,07993	12,51	961,8	2802	1840	2,554	6,256
3,0	233,83	0,0012163	0,06665	15,00	1008,3	2804	1769	2,646	6,186
4,0	250,33	0,0012520	0,04977	20,09	1087,5	2801	1713	2,796	6,070
5,0	263,91	0,0012857	0,03944	25,35	1154,4	2794	1640	2,921	5,973

p , МПа	t_k , °С	V' , м ³ /кг	V'' , м ³ /кг	ρ , кг/м ³	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	g , кДж/кг	s' , кДж/(кг·К)	s'' , кДж/(кг·К)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
6,0	275,56	0,0013185	0,03243	30,84	1213,9	2785	1570,8	3,027	5,890
7,0	285,80	0,0013510	0,02737	36,54	1267,4	2772	1504,9	3,122	5,814
8,0	294,98	0,0013838	0,02352	42,52	1317,0	2758	1441,1	3,208	5,745
9,0	303,32	0,0014174	0,02048	48,83	1363,7	2743	1379,3	3,287	5,678
10,0	310,96	0,0014521	0,01803	55,46	1407,7	2725	1317,0	3,360	5,615
11,0	318,04	0,001498	0,01592	62,58	1450,2	2705	1255,4	3,430	5,553
12,0	324,63	0,001527	0,01426	70,13	1491,1	2685	1193,5	3,496	5,493
13,0	330,81	0,001567	0,01277	78,30	1531,5	2662	1130,8	3,561	5,432
14,0	336,63	0,001611	0,01149	87,03	1570,8	2638	1066,9	3,623	5,372
15,0	342,11	0,001658	0,01035	96,62	1610	2611	1001,1	3,684	5,310
16,0	347,32	0,001710	0,009318	107,3	1650	2582	932,0	3,746	5,247
18,0	356,96	0,001837	0,007504	133,2	1732	2510	778,2	3,871	5,107
20,0	365,71	0,00204	0,00585	170,9	1827	2410	583,0	4,015	4,928
22,0	373,7	0,00273	0,00367	272,5	2016	2168	152,0	4,303	4,591

Параметры критической точки: давление $p_k = 22,129$ МПа, температура $t_k = 374,15$ °С, удельный объем $v_k = 0,00326$ м³/кг.

ПРИЛОЖЕНИЕ 15

Степень черноты различных материалов

Материалы	t , °С	a
Кирпич:		
красный	25—300	0,9
огнеупорный	1000	0,75—0,85
Фарфор глазурованный	20	0,9—0,92
Штукатурка известковая	20—100	0,9
Гипс	20	0,9
Асбест	20—300	0,9—0,95
Дерево	20—70	0,9
Бумага тонкая	20—100	0,9
Толь кровельный	20	0,9
Стекло	20—100	0,9—0,92
Краски масляные разных цветов	20—100	0,86—0,92
Лак:		
белый	20—100	0,8—0,9
черный	20—100	0,9—0,95
Алюминий шероховатый	26	0,055
Сталь окисленная:		
гладкая	25—523	0,78—0,92
оцинкованная	25	0,25—0,30
Медь:		
полированная	80—115	0,018—0,023
окисленная при 600 °С	200—600	0,6—0,8

Литература

1. Альтшуль А.Д., Киселев П.Г. Гидравлика и аэродинамика: Учебн. пос. для вузов. — М.: Стройиздат, 1975. — 323 с.
2. Бромлей М.Ф. Гидравлические машины и холодильные установки. — М.: Стройиздат, 1971. — 260 с.
3. Поляков В.В., Скворцов Л.С. Насосы и вентиляторы. — М.: Стройиздат, 1990. — 336 с.
4. Михеев М.А. Основы теплопередачи. — Л.: Госэнергоиздат, 1956.
5. Черняк О.В., Рыбчинская Г.Б. Основы теплотехники и гидравлики. — М.: Высшая школа, 1979. — 246 с.
6. Вахвахов Г.Г. Работа вентиляторов в сети. — М.: Стройиздат, 1975. — 104 с.
7. Гидравлика, гидромашины и гидроприводы: Учебн. для машиностр. вузов/Т.М. Башта, С.С. Руднов, Б.С. Некрасов и др. — 2-е изд., перераб. — М.: Машиностроение, 1982. — 423 с.
8. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. — М.: Машиностроение, 1975. — 559 с.
9. Маковозов М.И. Гидравлика и гидравлические машины. — М.: Машгиз, 1962. — 428 с.
10. Жабо В.В., Уваров В.В. Гидравлика и насосы: Учебн. для техн. — 2-е изд., перераб. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
11. Перегудов В.В. Теплотехника и теплотехническое оборудование: Учеб. пос. для техн. — М.: Стройиздат, 1990. — 336 с.
12. Тихомиров К.В., Сергеев Э.С. Теплотехника, теплогазоснабжение и вентиляция: Учебн. для вузов. М.: Стройиздат, 1991. — 480 с.
13. Примеры расчетов по гидравлике: Учебн. пособие для вузов/ Под ред. А.Д. Альтшуля. — М.: Стройиздат, 1977. — 255 с.
14. Сборник задач по гидравлике: Учебн. пособие для вузов/ Под ред. В.А. Большакова. — Киев: Вища школа, 1979. — 336 с.
15. Кузовлев В.А. Техническая термодинамика и основы теплопередачи. — М.: Высшая школа, 1983.
16. Калицун В.И., Дроздов Е.В. Основы гидравлики и аэродинамики: Учебн. для техн. — М.: Стройиздат, 1980. — 247 с.
17. Степанов А.И. Центробежные и осевые насосы. — М.: ГосНТИ маш. лит-ры, 1960. — 461 с.

Оглавление

Введение. Предмет гидравлики, теплотехники и аэродинамики	3
Краткий исторический обзор и современный уровень развития гидравлики, теплотехники и аэродинамики	4
Раздел 1. Основы гидравлики	
Глава 1. Основные физические свойства жидкостей	9
1.1. Определение жидкостей. Плотность и удельный вес жидкостей	9
1.2. Сжимаемость и температурное расширение жидкостей	11
1.3. Вязкость жидкостей. Закон Ньютона о силе внутреннего трения	12
1.4. Понятие об идеальной жидкости	16
1.5. Аномальные жидкости	17
1.6. Понятие многофазных систем	19
<i>Примеры</i>	20
<i>Контрольные вопросы</i>	22
Глава 2. Основы гидростатики	23
2.1. Гидростатическое давление и его свойства	23
2.2. Общие дифференциальные уравнения равновесия жидкости	23
2.3. Равновесие жидкости в поле силы тяжести	26
2.4. Измерение давления. Закон Паскаля	28
2.5. Абсолютное и избыточное давление. Вакуум	28
2.6. Давление жидкости на плоские стенки. Центр давления	31
2.7. Давление жидкости на цилиндрические поверхности	35
2.8. Закон Архимеда	36
<i>Примеры</i>	38
<i>Контрольные вопросы</i>	42
Глава 3. Основные законы движения жидкости	43
3.1. Основные понятия движения жидкости	43
3.2. Расход и средняя скорость жидкости	43
3.3. Понятие живого сечения жидкости	45
3.4. Уравнение Бернулли для элементарной струйки несжимаемой жидкости и его геометрическое и энергетическое истолкование	46
3.5. Уравнение Бернулли для потока с поперечным сечением конечных размеров	51
<i>Примеры</i>	53
<i>Контрольные вопросы</i>	56

Глава 4. Гидравлические сопротивления	57
4.1. Виды гидравлических сопротивлений	57
4.2. Режимы движения жидкостей. Критерий О. Рейнольдса	58
4.3. Общее выражение для потерь напора на трение при равномерном движении жидкости в трубах	60
4.4. Турбулентное равномерное движение жидкости в трубах. Коэффициент гидравлического трения. График Никурадзе	61
4.5. Местные гидравлические сопротивления. Потери напора при изменении сечения потока. Формула Борда	67
4.6. Потери напора при изменении направления потока	72
4.7. Местные потери в трубах при малых числах Рейнольдса	74
<i>Примеры</i>	74
<i>Контрольные вопросы</i>	79
Глава 5. Гидравлический расчет трубопроводов	80
5.1. Трубопроводы и их виды. Гидравлический расчет корот- кого трубопровода	80
5.2. Гидравлический расчет длинного трубопровода	82
5.3. Гидравлический удар в трубопроводах	86
<i>Примеры</i>	87
<i>Контрольные вопросы</i>	90
Глава 6. Истечение жидкости через отверстия и насадки	91
6.1. Истечение жидкости через отверстия в тонкой стенке при постоянном напоре	91
6.2. Истечение жидкости через насадки	94
<i>Примеры</i>	95
<i>Контрольные вопросы</i>	99
Глава 7. Насосы	100
7.1. Общие понятия о насосах. Классификация насосов	100
7.2. Центробежные насосы и их основные характеристики	100
7.3. Элементы теории рабочего колеса центробежного насоса	109
7.4. Поршневые насосы и их основные характеристики	112
7.5. Струйные насосы	119
<i>Примеры</i>	122
<i>Контрольные вопросы</i>	123
Раздел 2. Основы теплотехники	
Глава 8. Рабочее тело и основные законы идеального газа	124
8.1. Рабочее тело и параметры его состояния	124
8.2. Основные законы идеального газа: закон Бойля-Мариотта, закон Гей-Люссака, закон Шарля, закон Авогадро	127
8.3. Уравнение состояния газа	131
<i>Примеры</i>	133
<i>Контрольные вопросы</i>	134

Глава 9. Первый закон термодинамики	135
9.1. Понятие о термодинамическом процессе, теплоте, внутренней энергии, работе газа	135
9.2. Первый закон термодинамики	140
9.3. Термодинамические процессы, энтальпия газа, изменение состояния газа	141
<i>Примеры</i>	149
<i>Контрольные вопросы</i>	150
Глава 10. Второй закон термодинамики. Водяной пар. Процесс парообразования	151
10.1. Понятие о круговом процессе, цикл Карно и его термодинамическое значение	151
10.2. Второй закон термодинамики	155
10.3. Понятие об энтропии газа и $T-s$ -диаграмма	156
10.4. Водяной пар: особенности, процесс парообразования в $p-v$ -диаграмме	160
10.5. Критическое состояние вещества, теплота парообразования и перегрева	163
10.6. $i-s$ -диаграмма водяного пара	164
<i>Примеры</i>	167
<i>Контрольные вопросы</i>	168
Глава 11. Основные положения теории теплообмена	170
11.1. Виды теплообмена. Распространение теплоты в однородном теле	170
11.2. Основной закон теплопроводности	173
11.3. Конвективный теплообмен	175
11.4. Теплообмен излучением	177
11.5. Коэффициент теплопередачи. Тепловая изоляция	183
<i>Примеры</i>	190
<i>Контрольные вопросы</i>	191
Раздел 3. Основы аэродинамики	
Глава 12. Основные законы аэродинамики	193
12.1. Закон сохранения массы. Уравнение расхода	193
12.2. Закон сохранения энергии. Уравнение Бернулли для газов. Измерение скорости в потоке газа	194
12.3. Скорость распространения конечных и бесконечно малых возмущений в сжимаемой сплошной среде. Местная скорость звука. Скорость звука в идеальном газе	197
12.4. Число Маха. Коэффициент скорости. Безразмерная скорость	199
12.5. Истечение газа из резервуара под большим давлением. Формула Сен-Венана и Вентцеля	201

<i>Примеры</i>	202
<i>Контрольные вопросы</i>	203
Глава 13. Аэродинамический расчет воздухопроводов и газопроводов	204
13.1. Каналы и воздухопроводы естественной вентиляции	204
13.2. Гидравлический расчет вентиляционных воздухопроводов	206
13.3. Гидравлический расчет газопроводов при больших и малых перепадах давления	207
<i>Примеры</i>	211
<i>Контрольные вопросы</i>	213
Глава 14. Истечение воздуха через отверстия и насадки. Струйные течения газа	214
14.1. Истечение воздуха через отверстия и насадки	214
14.2. Струйные течения газа	218
<i>Примеры</i>	228
<i>Контрольные вопросы</i>	230
Глава 15. Вентиляторы	231
15.1. Центробежные и осевые вентиляторы	231
15.2. Подача, давление, потребляемая мощность и КПД вентиляторов	233
15.3. Аэродинамические характеристики вентиляторов	238
<i>Примеры</i>	239
<i>Контрольные вопросы</i>	240
Приложения	241
Литература	249

По вопросам приобретения книг обращайтесь:
Отдел продаж «ИНФРА-М» (оптовая продажа):
127282, Москва, ул. Полярная, д. 31В, стр. 1
Тел. (495) 280-15-96; факс (495) 280-36-29
E-mail: books@infra-m.ru

Отдел «Книга—почтой»:
тел. (495) 280-15-96 (доб. 246)

Учебное издание

Олег Николаевич Брюханов
Владимир Иванович Коробко
Аркадий Телемакович Мелик-Аракелян

ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ, ТЕПЛОТЕХНИКИ И АЭРОДИНАМИКИ

Учебник

Редактор *Л.Н. Кузьмина*
Корректор *И.Н. Грачева*
Компьютерная верстка *А.В. Прокофьев*

Подписано в печать 25.09.2014.
Формат 60×90/16. Бумага офсетная.
Гарнитура *Newton*
Усл. печ. л. 16,0. Уч.-изд. л. 16,5.
Доп. тираж 500 экз. Цена свободная. Заказ № 5518.
ТК 51850-489828-160304

ООО «Научно-издательский центр ИНФРА-М»
127282, Москва, ул. Полярная, д. 31В, стр. 1
Тел.: (495) 280-15-96, 280-33-86. Факс: (495) 280-36-29
E-mail: books@infra-m.ru <http://www.infra-m.ru>

Отпечатано способом ролевой струйной печати
в ОАО «Первая Образцовая типография»
Филиал «Чеховский Печатный Двор»
142300, Московская область, г. Чехов, ул. Полиграфистов, д. 1
Сайт: www.chpd.ru, E-mail: sales@chpd.ru, т/ф. 8(496)726-54-10

КНИГИ



ИНФРА-М

ПОЧТОЙ

ООО «Научно-издательский центр ИНФРА-М» осуществляет рассылку книг по почте на территории Российской Федерации.

Информацию о наличии книг можно получить, воспользовавшись прайс-листом Научно-издательского центра ИНФРА-М, который можно бесплатно заказать и получить по почте. Также информацию о книгах можно посмотреть на сайте <http://www.infra-m.ru> в разделах «Прайс-лист» и «Иллюстрированный каталог».

Для оформления заказа необходимо прислать заявку, где следует указать:

- для организаций:

название, полный почтовый адрес, банковские реквизиты (ИНН/КПП), номера телефона, факса, контактное лицо (получателя), наименование книг, их количество;

- для частных лиц:

Ф.И.О., полный почтовый адрес, номер телефона для связи, наименование книг, их количество.

При заполнении заявки необходимо указывать код книги что значительно ускорит оформление Вашего заказа.

Заказ оформляется по оптовым ценам, указанным в прайс-листе. На основании заявки Вам будет выставлен счет на имеющуюся в наличии литературу с учетом почтовых расходов (при сумме заказа свыше 5000 рублей, предоставляются скидки).

Произвести оплату вы можете:

по безналичному расчету:

перечислите сумму на расчетный счет ООО «Научно-издательский центр ИНФРА-М»;

за наличный расчет:

в отделении Сбербанка: по квитанции-извещению на сумму счета, где получатель платежа - ООО «Научно-издательский центр ИНФРА-М».

В течение 5 рабочих дней с момента зачисления денежных средств на расчетный счет заказ будет подобран и отправлен по указанному в заявке адресу с сопроводительными документами (счет-фактура, накладная).

Заявку можно прислать по факсу, электронной почте или по адресу:

127282, г. Москва, ул. Полярная, д. 31В, стр. 1

Телефон: (495) 280-1596 (доб.: 246, 248)

Факс: (495) 280-1596 (доб. 232)

E-mail: podpiska@infra-m.ru; poster3@infra-m.ru

Книги Научно-издательского центра ИНФРА-М в книжных магазинах:

Московский дом книги на Арбате
(сеть магазинов)
ул. Новый Арбат, 8
тел.: (495) 789-35-91
www.mdk-arbat.ru



Молодая гвардия
ул. Большая Полянка, 28
тел.: (499) 238-50-01, (499) 238-50-01;
ул. Братиславская, 26М
тел.: (495) 346-99-00
www.bookmg.ru



Библио-Глобус
ул. Мясницкая, д. 6/3, стр. 1
тел.: (495) 781-19-12, 781-19-00
www.biblio-globus.ru



Медведково
Заревый пр-д, 12
тел.: (499) 476-16-90, (495) 656-92-97
www.bearbooks.ru



ТДК «Москва»
ул. Тверская, д. 8, стр. 1
тел.: (495) 629-64-83, 797-87-71
www.moscowbooks.ru

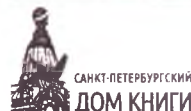


МОСКВА



САНКТ-
ПЕТЕРБУРГ

Дом книги
Невский пр-т, д. 28, литера А
тел.: 8 (812) 448-83-55
www.spbdk.ru



Буквоед
Парк культуры
и чтения «Буквоед»
Невский пр-т, 46;
Лиговский пр-т, 10
(гостиница «Октябрьская»)
тел.: 8 (812) 601-06-01
www.bookvoed.ru



<http://www.ozon.ru>

<http://www.colibri.ru>

<http://www.neobook.ru>

<http://www.urait-book.ru>

<http://www.bookler.ru>

<http://www.bolero.ru>

<http://www.setbook.ru>

<http://www.chaconne.ru>

<http://www.chitai-gorod.ru>

<http://my-shop.ru>

i

ИНТЕРНЕТ-
МАГАЗИНЫ